

En Route: Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf



vorgelegt von

Bernhard Hidding

aus Remscheid

Mai 2008

Aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Georg Pretzler
Koreferent: Prof. Dr. Alexander Pukhov
3. Gutachter: Prof. Dr. Roland Sauerbrey

Tag der mündlichen Prüfung: 20.06.2008

Abstract

Accelerating electrons to relativistic energies is of fundamental interest, especially in particle physics. Today's accelerator technology, however, is limited by the maximum electric fields which can be created. This thesis presents results on various mechanisms aiming at exploiting the fields in focussed laser pulses and plasma waves for electron acceleration, which can be orders of magnitude higher than with conventional accelerators.

With relativistic, underdense laser-plasma-interaction, quasimonoenergetic electron bunches with energies up to ≈ 50 MeV and normalized emittances of the order of 5 mm mrad have been generated. This was achieved by focussing the ≈ 80 fs, 1 J pulses of the JETI-laser at the FSU Jena to intensities of several 10^{19} W/cm² into gas jets. The experimental observations could be explained via "bubble acceleration", which is based on self-injection and acceleration of electrons in a highly nonlinear breaking plasma wave. For the first time, this bubble acceleration was achieved explicitly in the self-modulated laser wakefield regime (SMLWFA). This quasimonoenergetic SMLWFA-regime stands out by relaxing dramatically the requirements on the driving laser pulse necessary to trigger bubble acceleration. This is due to self-modulation of the laser pulse in high-density gas jets, leading to ultrashort laser pulse fragments capable of initiating bubble acceleration. Electron bunches with durations $\lesssim 5$ fs can thus be created, which is at least an order of magnitude shorter than with conventional accelerator technology. In addition, more than one laser pulse fragment can be powerful enough to drive a bubble. Distinct double peaks have been observed in the electron spectra, indicating that two quasimonoenergetic electron bunches separated by only few tens of fs have formed. This is backed up by PIC-Simulations (Particle-in-Cell). These results underline the feasibility of the construction of small table-top accelerators, while at the same time they increase the acceptance of laser-plasma-accelerator technology for future international accelerator projects.

A second main focus of this thesis is on electron acceleration with (overdense) solids, again using the JETI laser pulses. New diagnostics based on Image Plate stacks and Monte Carlo-Simulations have been developed, and amongst other things, relativistic electron beams have been found, which propagate (nearly) parallel to the target surface. Using PIC-Simulations, it was demonstrated that these electrons can be accelerated in the transient laser interference fields created by incident and reflected laser pulse, leading to fields as high as several 10 TV/m. These electrons are not monoenergetic, but can have sub-fs-pulse durations, rendering them useful for injection in future multi-staged laser-plasma accelerators, for instance.

Zusammenfassung

Die Beschleunigung von Elektronen auf relativistische Energien ist von fundamentalem Interesse für die Physik, insbesondere für die Elementarteilchenphysik. Herkömmliche Beschleuniger stoßen heute aufgrund der limitierten elektrischen Beschleunigungsfelder an ihre Grenzen. In dieser Arbeit wurden verschiedene Mechanismen untersucht, mit denen über neue Ansätze die um viele Größenordnungen höheren Felder in fokussierten Laserpulsen und in Plasmawellen zur Elektronenbeschleunigung ausgenutzt wurden.

Bei der Wechselwirkung von relativistischen Laserpulsen mit unterkritischen Plasmen wurden quasi-monoenergetische Elektronenbunches mit Energien in der Größenordnung von ≈ 50 MeV und normierten Emittanzen in Höhe von 5 mm mrad erzeugt. Dies konnte mit dem JETI-Laser an der Friedrich-Schiller-Universität Jena erzielt werden, mit dem Laserpulse (≈ 80 fs, 1 J) auf Intensitäten einiger 10^{19} W/cm² in Gas-Jets fokussiert wurden. Die experimentelle Beobachtung wurde auf Grundlage der so genannten „Bubble Acceleration“ erklärt, die auf Selbstinjektion und Beschleunigung von Elektronen in einer brechenden, stark nicht-linearen Plasmawelle basiert. Bubble-Beschleunigung konnte hier erstmals im Self-Modulated Laser Wakefield-Regime (SMLWFA) realisiert werden. Dieses Regime der quasi-monoenergetischen SMLWFA hat die Besonderheit, dass die restriktiven Bedingungen zur Auslösung von Bubble-Beschleunigung über den Prozess der Selbstmodulation des Laserpulses deutlich einfacher zu erreichen sind und die Anforderungen an den treibenden Laserpuls dramatisch sinken. Zugleich spielt sich der Prozess bei sehr hoher Plasmadichte ab und kann daher zu besonders niedrigen Elektronen-Pulsdauern $\lesssim 5$ fs führen. Diese Pulsdauern liegen mindestens eine Größenordnung unter den von herkömmlichen Beschleunigern erreichbaren. Darüber hinaus kann der Laserpuls sogar in mehrere Fragmente zerfallen, die stark genug sein können, um jeweils eine Bubble zu treiben. Es wurden markante Doppel-Peaks in den Elektronenspektren gemessen, die – gestützt von PIC-Simulationen (Particle-in-Cell) – darauf hindeuten, dass zwei quasi-monoenergetische Elektronenbunches im Abstand von nur wenigen 10 fs erzeugt wurden. Die Ergebnisse zeigen die Realisierbarkeit von kleineren, table-top-Beschleunigern und tragen mit dazu bei, die Akzeptanz von Laser-Plasma-Beschleunigung als mögliche Grundlage zukünftiger, internationaler Beschleunigerprojekte signifikant zu erhöhen.

In einem weiteren Schwerpunkt der Arbeit wurde Elektronenbeschleunigung an (überkritischen) Festkörpern untersucht. Hier wurde unter Verwendung von Monte-Carlo-Simulationen eine neue Diagnostik (Image Plate-Stack) entwickelt und experimentell unter anderem ein relativistischer, nahezu parallel zur Targetoberfläche verlaufender Elektronenbunch gefunden. Auf Grundlage von PIC-Simulationen wurde gezeigt, dass diese Elektronen im transienten Interferenzfeld aus einfallendem und reflektierten Laserpuls mit Spitzenwerten einiger 10 TV/m beschleunigt werden und Pulsdauern < 1 fs haben können. Zwar sind diese Elektronenpulse nicht monoenergetisch, könnten aber zukünftig beispielsweise zur Injektion in mehrstufigen Laser-Plasma-Beschleunigern genutzt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Laserpulse und Materie	5
2.1.1	Elektromagnetische Wellen im Vakuum	5
2.1.2	Laserpulse	7
2.1.3	Einzelteilchenbewegung in elektromagnetischen Feldern	9
2.1.4	Wechselwirkung von Lichtwellen mit Materie	13
2.2	Grundlagen konventioneller Beschleuniger	19
2.2.1	Geschichte der Teilchenbeschleuniger	19
2.2.2	Bausteine moderner Elektronenbeschleuniger	21
3	Elektronenbeschleunigung am Festkörper: nicht-relativistische Laserpulsintensitäten	27
3.1	Femtopower-Lasersystem	27
3.2	Absorptionsprozesse	29
3.3	Simulation von Plasmaerzeugung und -Expansion	34
3.4	Experiment: Vakuumseitige, gerichtete Emission von Elektronen	38
3.5	Implikationen für Elektronenbeschleunigungsmechanismen	42
4	Elektronenbeschleunigung am Festkörper: relativistische Laserpulsintensitäten	45
4.1	Fusion	46
4.1.1	Fast Ignition	48
4.2	Experimentelle Situation	50
4.3	Übersicht über die Messungen	53
4.4	Laserseitiger Halbraum – TSPA-Elektronen	54
4.4.1	Übersichtsmessung mit Image Plates	54
4.4.2	Physikalische Hintergründe der Messungen	57
4.4.3	Zusammenfassung TSPA-Elektronen	66
4.5	Propagation innerhalb des Targets	68
4.5.1	Experimentelle Beobachtung der Magnetfelder	72
4.6	Vorwärts-Elektronen	73
4.6.1	Elektronenspektren auf Basis eines Permanentmagnetspektrometers	73
4.6.2	Skalierungsgesetz für die Elektronentemperatur	76
4.6.3	Faraday-Cup	78
4.6.4	IP-Stack-Methode	79
4.6.5	Ergebnisse: Temperatur, Ladung, Strom, Divergenz	91
4.7	Gesamtbild	97
5	Elektronenbeschleunigung im Gas-Jet – Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration	101

5.1	Teilchenbeschleunigung mittels kollektiver Effekte - Surfen auf Plasmawellen	101
5.1.1	Anregung und Brechen von Plasmawellen	102
5.1.2	Energiegewinn in Plasmawellen	105
5.1.3	Weitere Entwicklung der Laser-Plasma-Beschleunigung	114
5.2	Versuchsaufbau und -Bedingungen	116
5.2.1	Online-Diagnostik	119
5.2.2	Hochenergie-Elektronenspektrometer	122
5.2.3	Gemessene Elektronenspektren	125
5.3	Erklärung der Messungen	127
5.3.1	Skalierungsgesetze und Ähnlichkeitstheorie	128
5.3.2	Selbstmodulation des Laserpulses im Plasma	133
5.3.3	Anwendung der Selbstmodulation und der Skalierungsgesetze auf den experimentellen Fall	137
5.4	Zusammenfassung und Vergleich von SMLWFA und LWFA	153
6	Elektronenbeschleunigung in Kapillaren	157
6.1	Experimentelle Durchführung	158
6.1.1	Kalibration des Elektronenspektrometers	158
6.1.2	Detektion der Elektronen	161
6.2	Ergebnisse	162
7	Elektronenbeschleunigung im Gas-Jet – Laser Wakefield Acceleration	167
7.1	Elektronenbeschleunigung im direkten Bubble-Regime	167
7.2	Kreuzkalibrierung von ICTs und Image Plates zur Ladungsbestimmung	169
7.3	Kalibrationsmessungen am herkömmlichen Beschleuniger ELBE	171
8	Zusammenfassung und Ausblick	175
8.1	Quasi-monoenergetische Elektronenspektren	175
8.2	Elektronenpulse an überkritischen Plasmen	179
8.3	Einordnung der Ergebnisse	180
8.4	Ausblick	182
	Literatur	185
	List of Publications	209

1 Einleitung

Die Entwicklung der Physik ist durch eine allgemeine Tendenz hin zur Untersuchung extremer Bedingungen, Felder und Strukturen gekennzeichnet. Das gilt im Fall der Materie beispielsweise in Form der Erforschung immer kleinerer, subatomarer Strukturen. Auf der anderen Seite gibt es zum Beispiel auch das Bestreben, immer größere physikalische Kräfte, Energiedichten und Felder zu realisieren und zu erkunden. In besonderem Maße gilt das für elektromagnetische Wellen aufgrund ihrer guten Beherrschbarkeit und langen Reichweite. Diese Fortschritte gehen Hand in Hand mit einer Miniaturisierung in der Technik, aber auch mit einer Hochskalierung verschiedener technischer Verfahren und Instrumente.

Teilchenbeschleuniger kombinieren diese beiden Tendenzen. Ein Hauptziel von Teilchenbeschleunigern ist die Erforschung sub-atomarer Kräfte, Prozesse und Strukturen, über die Stoßexperimente mit geladenen Elementarteilchen in vielfältiger Weise Aufschluss geben können. Allerdings müssen die Elementarteilchen auf immer höhere Energien beschleunigt werden, um immer komplexere Zusammenhänge sondieren zu können. Dies geschieht mit Hilfe von elektromagnetischen Wechselfeldern. Eine Steigerung der Energie W von Teilchen der Ladung q setzt voraus, dass gemäß der Formel

$$W = qEd \quad (1)$$

entweder die beschleunigenden elektrischen Felder E erhöht werden müssen, oder aber die Beschleunigungsdistanz d . Die beschleunigenden Felder sind aufgrund von einsetzender Ionisation der beschleunigenden Strukturen (Vakuumdurchschlag, Kilpatrick-Kriterium) auf einige 10 MV/m begrenzt und konnten in den letzten 50 Jahren nicht mehr wesentlich erhöht werden. Stattdessen wurde der umgekehrte Weg gewählt, immer längere Beschleunigungsstrecken zu verwenden. Dies führte zum Bau der größten Maschinen der Welt.



Abbildung 1: Luftbilder verschiedener Teilchenbeschleuniger. Links: Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) mit einer Länge von 3,2 km. Mitte: Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) mit einem Umfang von 6,3 km. Rechts: Large Hadron Collider (LHC) am CERN mit einem Umfang von 27 km (photos courtesy of SLAC, DESY, CERN).

Abbildung 1 zeigt Luftbilder einiger der größten Teilchenbeschleuniger. Links ist ein Linearbeschleuniger, der Stanford Linear Accelerator (SLAC), zu sehen. Mit SLAC können Elektronen und Positronen auf Energien bis zu 48 GeV beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Mit einem Umfang von 6,3 km noch größer ist

die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg (Mitte). Rechts im Bild ist der größte Teilchenbeschleuniger der Welt, der kurz vor der Fertigstellung stehende Large Hadron Collider am CERN in Genf. Dieser wurde ins bereits existierenden Tunnelsystem vom Large Electron-Positron Collider (LEP) mit einem Umfang von etwa 27 km integriert.

Doch aufgrund des Bedarfs an höheren Energien aufgrund neuer physikalischer Fragestellungen ist schon ein weiterer Beschleuniger in Planung, der International Large Collider (ILC). In diesem Linearbeschleuniger mit einer Länge von bis zu 50 km sollen Elektronen und Positronen bei einer Energie von bis zu 1 TeV zur Kollision gebracht werden. Es zeigt sich bereits an der Diskussion um die Finanzierung des ILC, dass die Kosten solcher Anlagen nicht immer weiter steigen können.

Daher rücken alternative Beschleunigungsmechanismen immer mehr in den Blickpunkt. Die möglicherweise vielversprechendste Möglichkeit ist die Verwendung von Plasmen und Laserpulsen.

Gepulste Hochleistungs-Lasersysteme mit Fokusintensitäten über 10^{20} W/cm² können heute aufgrund der vielfältigen Einsatzmöglichkeiten ohne weiteres kommerziell erworben werden. Es ist darüber hinaus eine rasante, beständige Weiterentwicklung solcher Lasersysteme im Gange, so dass Intensitäten in der Größenordnung von bis zu 10^{22} W/cm² schon erreicht wurden und noch höhere anvisiert werden. Solche Pulsintensitäten entsprechen elektrischen Feldern von bis zu einigen 100 TV/m. Damit sind diese Maximalfelder um bis zu 7 Größenordnungen höher als die von herkömmlichen Beschleunigern erreichbaren.

Die Grundidee ist nun, diese enormen Felder in irgendeiner Form auszunutzen, um geladene Teilchen auf um Größenordnungen kürzerer Distanz (nach Gleichung (1) skaliert die Energie sowohl mit d als auch mit E linear) auf ähnlich hohe Energien zu beschleunigen. Grundsätzlich gilt, dass es bei einem Elektron im Vakuum zu keinem Nettoenergieübertrag von einer elektromagnetischen Welle kommen kann (Lawson-Woodward-Kriterium). Das Elektron oszilliert zwar im elektrischen Feld der Welle, doch aufgrund der aufeinanderfolgenden, entgegengesetzt gerichteten Halbwellen eines Laserpulses kommt es zu einer Egalisierung dieser Bewegung. Daher muss diese Symmetrie gebrochen werden.

Dies kann zum Beispiel über das Hilfsmittel von Plasmawellen geschehen. Plasma ist bereits ein ionisiertes Medium, kann aber gepulste Störungen in Form von elektrischen Feldern über die leicht beweglichen Elektronen transportieren. Longitudinale, elektrostatische Plasmawellen können beispielsweise dann entstehen, wenn ein fokussierter Laserpuls in einem Plasma propagiert. Dann kann das transversal schwingende elektrische Feld des Laserpulses (bei genügend hoher Intensität) Elektronen von der Propagationsachse vertreiben, während die um Größenordnungen schwereren Ionen zurückbleiben und an dieser Stelle die Quasineutralität des Plasmas gestört ist. Unmittelbar hinter dem Laserpuls fallen die Elektronen jedoch aufgrund der von den Ionen ausgeübten elektrostatischen Anziehungskraft wieder auf die Achse zurück. Diese Störung wandert nun mit dem Laserpuls durch das Plasma, und es bildet sich eine hinter dem Laserpuls mitlaufende Plasmawelle, ein so genanntes Wakefield. Die Phasengeschwindigkeit dieser Plasmawellen ist nahe der Lichtgeschwindigkeit, so dass Elektronen über längere

Distanzen auf relativistische Energien beschleunigt werden können. Die elektrische Feldamplitude in einer solchen Welle ist durch so genanntes Wellenbrechen begrenzt, so dass (mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Elektronenmasse m_e , Elementarladung e sowie der Plasmafrequenz ω_p) in erster Näherung nach der Formel

$$E^{wb, klass} = \frac{c\omega_p m_e}{e} \quad (2)$$

Wakefields in der Größenordnung von vielen GV/m und höher entstehen können.

Komplementär zu der schrittweisen Erhöhung der (Beschleunigungs-)Längen bei herkömmlichen Beschleunigern findet also bei Laserpuls-Plasma-Beschleunigern eine dramatische Erhöhung der elektrischen (Beschleunigungs-)Felder statt.

Der Status zu Beginn dieser Arbeit war, dass über dieses Prinzip der Laser-Plasma-Beschleunigung in verschiedenen Laboratorien weltweit relativistische Elektronenstrahlen mit Maximalenergien – je nach Laser und Versuchsanordnung – bis zu einigen 100 MeV erzeugt werden konnten. Diese Elektronenstrahlen hatten jedoch alle den fundamentalen Nachteil einer exponentiellen Energieverteilung. Das heißt also, dass nur sehr wenige Elektronen die Maximalenergie erreichten. Die meisten Anwendungen benötigen aber monoenergetische oder quasi-monoenergetische Elektronenpulse (so genannte Bunches) mit Energiebreiten in der Größenordnung einiger Prozent oder sogar Promille.

Es ist daher ein Hauptziel dieser Arbeit, quasi-monoenergetische Elektronenbunches über Laser-Plasma-Wechselwirkungsprozesse zu erzeugen. Die Möglichkeit, dieses Ziel zu erreichen, war in wegweisenden Simulationen („bubble acceleration“) vorhergesagt worden. Diese Simulationen waren ein wichtiges Argument für die Bildung des DFG-Sonderforschungsbereiches Transregio 18 „Relativistic Laser-Plasma Dynamics“, über den auch die Forschung zu dieser Arbeit finanziert wurde.

Das bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung erzeugte elektrische Wakefield hat dann die höchste Amplitude, wenn der treibende Laserpuls eine Länge $c\tau$ hat, die geringer als die Plasmawellenlänge λ_p ist. Daraus ergibt sich bereits, dass die in einer kollektiven Plasmawelle beschleunigten Elektronen eine ultrakurze Pulsdauer im Bereich nur weniger Femtosekunden haben können. Dies ist neben der Reduktion der Beschleunigungslänge einer der intrinsischen Hauptvorteile lasergenerierter Elektronen. Im Gegensatz dazu kann bei herkömmlichen Beschleunigern eine Bunchlänge im fs-Bereich nur durch sehr aufwendige Verfahren realisiert werden, unter denen andere Bunchigenschaften leiden. Selbst dann liegt der Weltrekord für Pulsdauern herkömmlicher Elektronenbeschleuniger bei 35 fs (SLAC), was immer noch eine Größenordnung länger ist als die kürzesten lasergenerierten Bunches. Neben einer niedrigen Bunchdauer, also der longitudinalen Ausdehnung, sind auch eine niedrige transversale Quellgröße und Divergenz (die man zur Emittanz zusammenfassen kann) sowie eine hohe Ladung fundamentale Zieleigenschaften der Elektronenbunches. Dadurch erhöht sich die Flächendichte der am Target einfallenden Teilchen, so dass bei beispielsweise bei Stoßexperimenten eine erhöhte Anzahl elementarer Vorgänge ausgelöst werden kann.

Eine weiteres wichtiges Anwendungsgebiet für relativistische Elektronenbunches ist die Erzeugung von sekundärer Strahlung, die zum Beispiel wiederum als

Diagnosemittel zur Aufklärung von Strukturen und elementaren Vorgängen genutzt werden kann. Die Methoden, sich dazu eignende Strahlung zu erzeugen, sind vielfältig und reichen von der Erzeugung von Bremsstrahlung beim Aufprall auf Materie bis zu komplexen Apparaturen wie einem Freie-Elektronen-Laser (FEL). In den meisten dieser Anwendungsgebiete ist wiederum die kurze Pulsdauer von auf Laser-Plasma-Basis beschleunigten Elektronenbunches von großem Vorteil.

In Analogie zur oben diskutierten allgemeinen Tendenz in der Physik zu Extrembedingungen ist auch die vorliegende Dissertation aufgebaut. Es werden Experimente mit Laserpulsintensitäten vom nicht-relativistischen Bereich $\approx 10^{16}$ W/cm² bis zu stark relativistischen Intensitäten $\approx 10^{19}$ W/cm² und die dabei auftretenden Arten von Elektronenbeschleunigung beschrieben. Die erzeugten maximalen Elektronenenergien reichen von einigen 100 keV bis hin zum GeV-Bereich. Aus Theorie und Simulationen ableitbare, dabei auftretende Pulsdauern erstrecken sich bis hinab zum sub-fs-Bereich.

In Kapitel 2 werden zunächst Grundlagen von Hochleistungslaserpulsen und ihrer Wechselwirkung mit Materie besprochen. Daneben werden auch die Grundlagen herkömmlicher Teilchenbeschleuniger dargestellt.

Kapitel 3 fasst verschiedene Ergebnisse der Wechselwirkung nicht-relativistischer Laserpulse mit Festkörpern zusammen. Diese Vorarbeiten sind wichtig für einige Ergebnisse aus Kapitel 4, in denen die Wechselwirkung relativistischer Laserpulse mit Festkörpern und die dabei entstehenden vielschichtigen Varianten der Elektronenbeschleunigung behandelt werden. Hierbei treten aufgrund von Reflektion des Laserpulses und Interferenz des einfallenden und reflektierten Laserstrahls die höchsten elektrischen Felder auf.

In Kapitel 5, dem Hauptteil der Arbeit, wird die Wechselwirkung relativistischer Laserpulse mit unterkritischen Gas-Jets präsentiert. In diesen Arbeiten geht es um die Erzeugung quasi-monoenergetischer Elektronen im Regime der so genannten Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration.

Die in diesen Kapiteln gewonnenen Kenntnisse konnten anschließend in zwei Projekte miteingebracht werden, die der quasi-monoenergetischen Elektronenbeschleunigung über Wechselwirkung relativistischer Laserpulse mit gasgefüllten Kapillaren (Kapitel 6) und im Regime der Laser Wakefield Acceleration (Kapitel 7) gewidmet sind.

Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst, unter Einbeziehung herkömmlicher Teilchenbeschleuniger in einem größeren Rahmen eingeordnet und durch einen Ausblick auf die sich dadurch eröffnenden Perspektiven und zukünftigen Forschungsschwerpunkte ergänzt.

Eine englischsprachige Version dieser Arbeit ist in Vorbereitung.

2 Grundlagen

2.1 Laserpulse und Materie

In diesem Abschnitt wird zunächst erläutert, wie Hochleistungs-Laserpulse produziert werden. Diese Laserpulse wiederum können fokussiert werden und können bei geeigneter Parameterwahl in ihren Foki dann Intensitäten besitzen, die zu nichtlinearen und von relativistischen Effekten dominierten Vorgängen führen. Die charakteristische Wechselwirkung dieser fokussierten Laserpulse mit Materie ist in den weiteren Kapiteln das Hauptinstrument zur Freisetzung und Beschleunigung von Elektronen. Abbildung 2 zeigt schematisch den Aufbau eines hierzu benötigten Lasersystems und gibt einen Überblick über die wesentlichen Schritte, die noch vor der eigentlichen Interaktion des Laserpulses mit dem Targetmaterial notwendig sind.

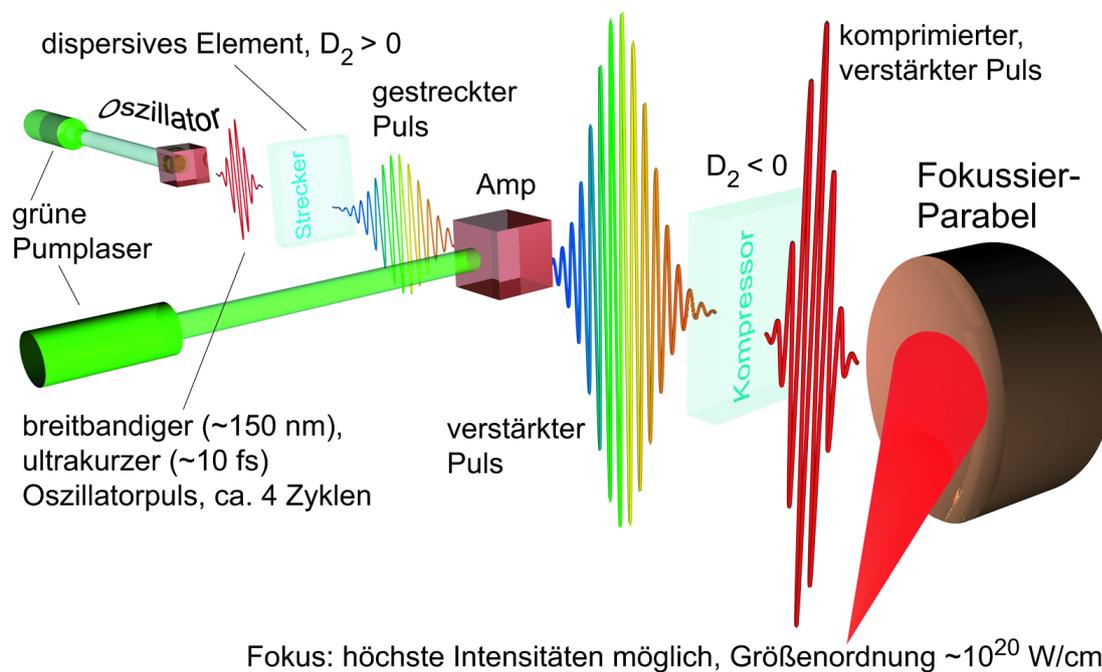


Abbildung 2: Schematische Zusammenfassung der Prozesse, die zur Erzeugung der gewaltigen elektromagnetischen Felder führen, die in der Laser-Plasma-Beschleunigung ausgenutzt werden.

2.1.1 Elektromagnetische Wellen im Vakuum

Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen wird durch die Maxwell-Gleichungen erfasst. Im Vakuum lauten sie in der differentiellen Form

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3)$$

Dieses Differentialgleichungssystem ist gekoppelt

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} E = \underbrace{\operatorname{grad}(\operatorname{div} E)}_{=0} - \Delta E = -\operatorname{rot} B = \epsilon_0 \mu_0 E \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} B = \underbrace{\operatorname{grad}(\operatorname{div} B)}_{=0} - \Delta B = \epsilon_0 \mu_0 \operatorname{rot} E = -\epsilon_0 \mu_0 B \quad (5)$$

und beschreibt die Ausbreitung von gekoppelten \mathbf{E} und \mathbf{B} -Feldern mit Lichtgeschwindigkeit ($1/c^2 = \epsilon_0 \mu_0$) über die Wellengleichung

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) u = 0 \quad (6)$$

Eine ebene Welle als einfache Lösung dieser Wellengleichung hat die zueinander und zur Ausbreitungsrichtung senkrecht stehenden zeitabhängigen und phasengekoppelten ($B_0 = E_0/c$) Felder

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, t) &= E_0 \hat{\mathbf{y}} \cos(kx - \omega t) \\ \mathbf{B}(x, t) &= B_0 \hat{\mathbf{z}} \cos(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (7)$$

Die Energiedichte der Welle setzt sich aus den Energiedichten des elektrischen Feldes und des Magnetfeldes

$$w_{el} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad w_{mag} = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (8)$$

zusammen, so dass für die Summe mit $B = E/c$ und ($1/c^2 = \epsilon_0 \mu_0$) gilt

$$w_{ges} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0} \frac{E^2}{c^2} = \epsilon_0 E^2 \quad (9)$$

also im Spezialfall einer ebenen Welle

$$w_{ges} = \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \quad (10)$$

Die Intensität einer elektromagnetischen Welle im zeitlichen Mittelwert hat mit $\langle \cos^2 kz - \omega t \rangle = 1/2$ die Dimension einer Leistung pro Fläche

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E^2 \quad (11)$$

und ist im Gegensatz zu den elektromagnetischen Feldern direkt messbar. Eine besonders hohe Energiedichte beziehungsweise Intensität ist physikalisch grundsätzlich besonders reizvoll und ist der Schlüssel zum Beispiel zur Teilchenbeschleunigung mit Lasern.

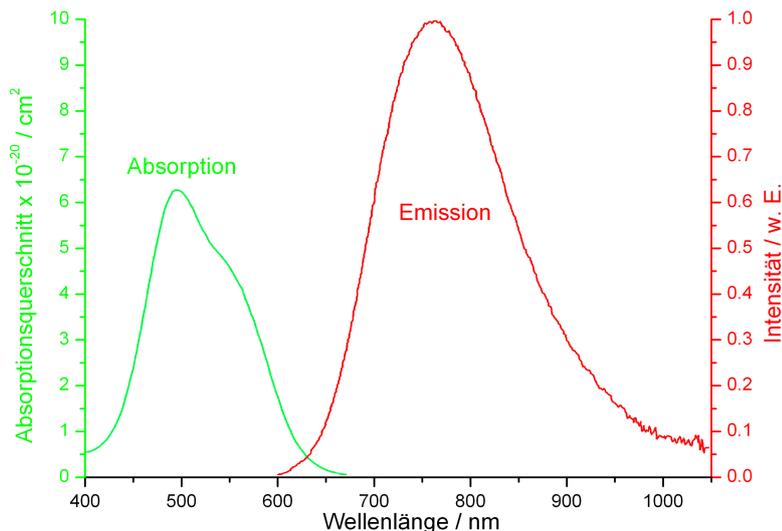


Abbildung 3: Ti:Saphir: Absorptionsbande im Grünen, breitbandige Emission im Roten. Abbildung erzeugt mit Hilfe von Daten aus [1].

2.1.2 Laserpulse

Die in dieser Arbeit verwendeten hochenergetischen Lasersysteme sind Ti:Saphir Festkörperlaser, die ein 4-Niveau-System darstellen und im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich Laserlicht abstrahlen. Aufgrund der breitbandigen Energieniveaus in Übergangselementen im Allgemeinen und dem mit Titan dotierten Saphirkristall im Besonderen ist nicht nur das mögliche Frequenzintervall für die Absorption und damit für das optische Pumpen sehr breitbandig, sondern auch das für die Emission. Abbildung 2.1.2 zeigt die Breitbandigkeit und Lage der Absorptionsbande im Grünen und der davon deutlich getrennten breitbandigen Emissionsbande im Roten und nahen Infrarot.

Damit das abgestrahlte und fokussierte Laserlicht zu besonders hohen Intensitäten führt, muss der Titan-Saphir-Laser gepulst betrieben werden. Dies geschieht auf der Grundlage der so genannten passiven Modenkopplung. Alle möglichen longitudinalen Schwingungsmoden schwingen dabei nicht statistisch, sondern phasengekoppelt.

Ein Laserpuls kann mit Hilfe der Modulation einer unendlichen monochromatischen (ebenen) Welle durch eine zeitabhängige einhüllende Funktion E_A beschrieben werden, also durch

$$\begin{aligned} E(t) &= E_A(t) \cos \omega_0 t + \phi(t) \\ &= 1/2 \left(\tilde{E}(t) e^{i\omega_0 t} + \text{c.c.} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

mit $\tilde{E}(t) = E_A(t) e^{i\phi(t)}$.

Da aufgrund des Parseval'schen Theorems das Spektrum eines Pulses über Fouriertransformation mit dem Zeitverlauf eines Pulses in Beziehung steht

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \tilde{E}(t) e^{i\omega t} dt + \text{c.c.} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_\infty^0 \tilde{E}(t) e^{i\omega t} dt \quad (13)$$

kann man den obigen Puls auch ausdrücken als

$$\begin{aligned} E(\omega) &= E_A(\omega) \cos \omega t + \phi(\omega) \\ &= 1/2 \left(\tilde{E}(\omega) e^{i\omega t} + \text{c.c.} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

mit $\tilde{E}(\omega) = E_A(\omega) e^{i\phi(\omega)}$.

Es gilt also ähnlich der Heisenberg'schen Unschärferelation, dass mit größerer spektraler Breite $\Delta\omega$ die Pulsdauer $\Delta\tau$ kürzer ist und umgekehrt:

$$\Delta\tau\Delta\omega \geq \text{const.} \quad (15)$$

Dies ist ein ganz wesentliches Ergebnis für die Erzeugung ultrakurzer Pulse und macht deutlich, warum Ti:Sa-Laser mit ihrem äußerst breitbandigen Emissionsspektrum so gut zur ihrer Erzeugung geeignet sind. Der Wert auf der rechten Seite der Ungleichung wird Puls-Bandbreiten-Produkt genannt, dabei hängt der Wert der Konstanten von der Pulsform ab. Da also ein ultrakurzer Puls ein großes Frequenzspektrum besitzt, muss bei solchen Pulsen die Dispersion, also das Phänomen der Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit einer Welle von der Frequenz, berücksichtigt und gegebenenfalls kompensiert werden, da der Puls sonst „auseinanderläuft“.

Im Vakuum ist die Dispersion durch die einfache Dispersionsrelation $\omega = ck$ gegeben, wobei k die Wellenzahl, also der Betrag des Wellenvektors, ist. In diesem Fall ist sowohl die Phasengeschwindigkeit ω/k als auch die Gruppengeschwindigkeit $\partial\omega/\partial k$ eines Wellenpakets mit der Zentralfrequenz ω konstant gleich c . In optischen Medien jedoch müssen höhere Ordnungen mit einbezogen werden, wie schon die Aufspaltung von Licht verschiedener Frequenzen beispielsweise in einem Prisma zeigt. Hier ist die Phasengeschwindigkeit für verschiedene Frequenzen unterschiedlich, was zu unterschiedlichen Brechungsindices η führt. Die Brechungsindices sind dabei als Verhältnis aus Phasengeschwindigkeit im Vakuum

$$v_{ph} = c = \omega(k)/k = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \quad (16)$$

und im Medium

$$v_{ph} = \omega(k)/k = 1/\sqrt{\epsilon\mu} \quad (17)$$

definiert, also durch $\eta = c/v_{ph}$.

Im Bild der Wellenzahl k , also der Änderung der spektralen Phase pro Länge, kann man die Frequenzabhängigkeit ausdrücken als

$$k(\omega) = \underbrace{k_0}_{\text{Phasenverschiebung}} + \underbrace{\frac{\partial k}{\partial \omega}(\omega - \omega_0)}_{\text{reziprokes } v_g} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}(\omega - \omega_0)^2}_{GDD} + \underbrace{\frac{1}{6} \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3}(\omega - \omega_0)^3}_{TOD} + \dots \quad (18)$$

Während in nullter Ordnung die Phasenverschiebung k_0 und in erster Ordnung die reziproke Gruppengeschwindigkeit keinen Einfluss auf die Pulsform hat, ist

dies für höhere Ordnungen der Fall. Der Term in der zweiten Ordnung wird Group Delay Dispersion (GDD) genannt und hat Einfluss auf die Pulsform, da er frequenzabhängig ist. So beträgt der Wert für Quarz für eine Wellenlänge von 800 nm beispielsweise $36 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Man spricht bei positivem Vorzeichen dieses Werts, wie bei den meisten im sichtbaren Bereich transparenten Materialien der Fall, von normaler Dispersion. Ist der Term dagegen negativ, handelt es sich um anomale Dispersion. Für Quarz (SiO_2) ist die GDD bei etwa 1300 nm gleich 0 – was beispielsweise in Glasfaserkabeln ausgenutzt wird – und darüber negativ. Auch der TOD-Term (Third Order Dispersion) ist frequenzabhängig und hat Einfluss auf die spektrale Phase, so dass bei ultrakurzen Pulsen auch hierfür (und manchmal auch für noch höhere Ordnungen) Maßnahmen zur Dispersionskompensation getroffen werden müssen.

Hat man im Laseroszillator einen möglichst kurzen und daher spektral breiten Laserpuls erzeugt, kann man dessen Energie in einem zusätzlichen Verstärkerkristall weiter erhöhen. Allerdings erschweren und limitieren verschiedene Effekte wie die der thermischen Linse, Selbstfokussierung auf Intensitäten bis hin zum Erreichen der Zerstörgrenze des Verstärkermaterials und anderer optischer Elemente diese Nachverstärkung. Jedoch können diese Effekte sehr elegant nach [2] durch das Prinzip der Chirped Pulse Amplification (CPA) umgangen werden. Hierbei wird der Laserpuls (etwa durch Ausnutzung oben beschriebener (positiver) Dispersion in optischen Medien oder aber durch Gitteranordnungen) zeitlich gestreckt und so seine Leistung um viele Größenordnungen verringert. Ein solcher Puls, der nach Durchlauf des Streckers immer noch genau definierte Phasenbeziehungen besitzt, kann nun weitgehend problemlos verstärkt werden. Der nun verstärkte, zeitlich verlängerte Puls kann durch ein entsprechendes komplementäres Bauteil, den Kompressor, wieder zeitlich bis theoretisch zum bandbreitenbegrenzten Fourierlimit komprimiert werden. Im Kompressor kompensiert wiederum eine Gitter- oder Prismenanordnung mit entgegengesetzter (negativer) Dispersion die zuvor auferlegte Streckung.

Ein solcher breitbandig-ultrakurzer, hochenergetischer Laserpuls kann im letzten Schritt nun mit Hilfe von Parabolspiegeln auf enorme Intensitäten fokussiert werden. Auf diese Weise erzeugte Intensitäten sind um Größenordnungen höher als die normalerweise in der Natur vorkommenden und führen daher zu extrem interessanten physikalischen Effekten. In dieser Arbeit werden diese hohen Intensitäten zur Erzeugung und Beschleunigung von Teilchenpulsen ausgenutzt.

2.1.3 Einzelteilchenbewegung in elektromagnetischen Feldern

In einem elektromagnetischen Feld wirkt auf ein geladenes Teilchen die Kraft

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d(\gamma m_0 \mathbf{v})}{dt} = Ze(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (19)$$

wobei \mathbf{p} und \mathbf{v} Impuls beziehungsweise Geschwindigkeit, γm_0 die relativistische Masse sowie Z die Ladungszahl des Teilchens sind.

Wie oben gesehen, ist das Magnetfeld aufgrund des Faktors $1/c$ wesentlich kleiner als das elektrische Feld, so dass für langsame (nicht-relativistische) Geschwin-

digkeiten $v/c = \beta \ll 1$ der Magnetfeldterm vernachlässigt werden kann. Der Oszillationsimpuls eines Elektrons mit $Ze = e$ kann durch einfache Integration im zeitabhängigen elektrischen Feld zu

$$\mathbf{p} = -e\mathbf{L}/\omega \quad (20)$$

ermittelt werden. Nähert sich dieser Oszillationsimpuls dem Wert $m_0c \approx 2,731 \cdot 10^{-22}$ kg m/s, wird die relativistische Masse des Elektrons signifikant größer als die Restmasse, die Bewegung des Elektrons im Laserfeld wird anharmonisch und es kommt aufgrund des dann nicht mehr zu vernachlässigenden \mathbf{B} -Terms zu einer Vorwärtsdrift des Teilchens. Man spricht dann von relativistischen Oszillationsgeschwindigkeiten und nennt das Verhältnis

$$a_0 = \frac{eE}{m_0\omega c} \quad (21)$$

die dimensionslose Lichtamplitude. Der a_0 -Parameter trennt also das nicht-relativistische ($a_0 \ll 1$) vom relativistischen Regime ($a_0 \gtrsim 1$). Da diese entscheidende Schwelle nur von der Masse des Teilchens, der Laserfrequenz und -intensität abhängt, kann man die elektromagnetischen Feldamplituden und die Intensität ausdrücken als

$$E_0 = a_0 \frac{2\pi m_e c^2}{e\lambda} = \frac{a_0}{\lambda[\mu\text{m}]} \cdot 3,2 \cdot 10^{12} \text{ V/m} \quad (22)$$

$$B_0 = \frac{E_0}{c} = a_0 \frac{2\pi m_e c}{e\lambda} = \frac{a_0}{\lambda[\mu\text{m}]} \cdot 1,07 \cdot 10^4 \text{ T}$$

$$I = a_0^2 2\epsilon_0 c \left(\frac{\pi m_e c^2}{e\lambda} \right)^2 = \frac{a_0^2}{\lambda^2[\mu\text{m}^2]} \cdot 1,37 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2 \quad (23)$$

Diese Gleichungen gelten für Elektronen und eine in Mikrometern angegebene Laserwellenlänge λ , so dass beispielsweise für eine zentrale Laserwellenlänge von 800 nm relativistische Effekte ab einer Fokusintensität von $I \approx 2,14 \cdot 10^{18}$ W/cm² eintreten.

Diese Intensitätsschwelle ist für fast alle in dieser Arbeit beschriebenen Experimente überschritten. Die Bewegung eines Einzelteilchens im elektromagnetischen Feld wird durch Gleichung (19) beschrieben und kann durch numerische Integration berechnet werden. Die Abbildung 4 zeigt Ergebnisse von mit Hilfe des Programms ELRAD [3] durchgeführten Einzelteilchentrackings für verschiedene Laserintensitäten und -foki im Vakuum. Abbildung 4 a) und b) sind für die Wechselwirkung eines nicht-relativistischen Laserpulses mit einer Pulsdauer von $\tau = 9$ fs berechnet, während c) und d) die Bewegung eines Elektrons in einem relativistischen Laserpuls mit $\tau = 80$ fs zeigt. Der Laserpuls in a) ist nicht fokussiert und hat über die komplette laterale Richtung eine Intensität von $I = 2 \cdot 10^{16}$ W/cm² entsprechend $a_0 \approx 0,1$. Das Elektron oszilliert in den wenigen Zyklen des 9-fs-Pulses nur um wenige Nanometer und gewinnt letztlich keine kinetische Energie und befindet sich nach Durchlauf des Pulses wieder auf der lateralen Ausgangsposition. In b) dagegen ist der Laserpuls auf einen Durchmesser von $3,5 \mu\text{m}$ (FWHM)

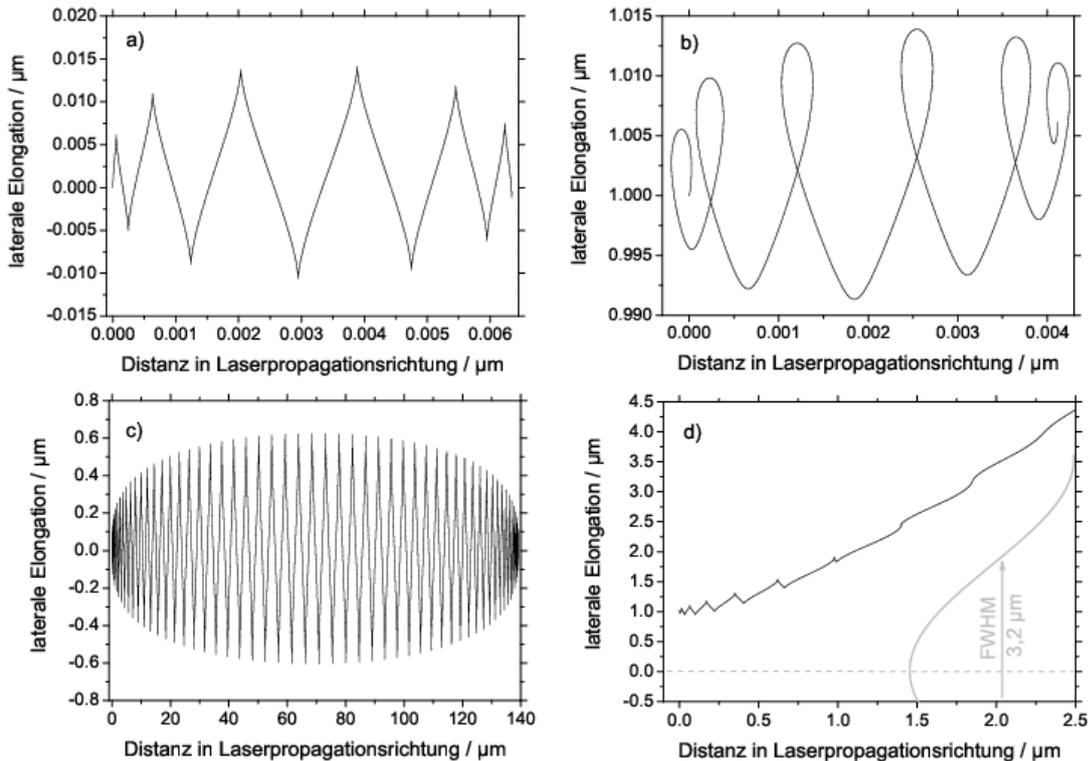


Abbildung 4: Trajektorien von einzelnen, freien Elektronen in Vakuum bei Wechselwirkung mit Laserpulsen. a) Unfokussierter, nicht-relativistischer Laserpuls mit $I = 2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ und $\tau = 9 \text{ fs}$. b) Laserpuls wie in a), aber fokussiert auf einen Durchmesser von $3,5 \mu\text{m}$ (FWHM). c) Unfokussierter, relativistischer Laserpuls mit $I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und $\tau = 80 \text{ fs}$. d) Wie c), jedoch fokussiert auf einen Durchmesser von $3,2 \mu\text{m}$ (FWHM).

fokussiert und erreicht nur dort die Spitzenintensität. Diese Laserparameter entsprechen der des im Kapitel 3 beschriebenen Experiments mit dem Düsseldorfer Femtopower-Lasersystem. In der Simulation befindet sich das Elektron $1 \mu\text{m}$ von der Achse entfernt und erfährt aufgrund des Intensitätsgradienten in der zweiten Hälfte eines Laserzyklus eine geringere rücktreibende Kraft als in der ersten Hälfte, so dass insgesamt eine (wenn auch geringe) Drift von der Achse nach außen zu verzeichnen ist.

Bei nicht-relativistischen Intensitäten, also unter Vernachlässigung der Lorentzkraft, ist die Geschwindigkeit eines Elektrons im elektrischen Wechselfeld nach Gleichung (19) über

$$m_e \frac{dv}{dt} = eE_0 \cos \omega t \quad (24)$$

zu berechnen und beträgt $v(t) = eE_0 \sin \omega t / (m_e \omega)$. Daher beträgt die kinetische Energie

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e \omega^2} \sin^2 \omega t \quad (25)$$

Man definiert nun die mittlere Energie einer beispielsweise in Abbildung 4 a) ab-

gebildeten Oszillationsbewegung als so genanntes ponderomotives Potential

$$U_p = \frac{\overline{m_e v^2}}{2} = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2} \quad (26)$$

das sich über Gradientenbildung ∇U_p in Form einer Kraft äußert. Mit $I = \epsilon_0 c E_0^2 / 2$ und dem daraus resultierenden $U_p = (e^2 \lambda^2 I) (8\pi^2 m_e \epsilon_0 c^3)$ lässt sich eine einfach anwendbare Abschätzung für das ponderomotive Potential angeben

$$U_p[\text{eV}] = 9,3 \cdot 10^{-14} \cdot I[\text{W}/\text{cm}^2] \cdot \lambda^2[\mu\text{m}^2] \quad (27)$$

Das ponderomotive Potential beträgt für das Beispiel in Abbildung a) etwa 1,2 keV.

Der Puls in c) dagegen hat eine Intensität von $I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ entsprechend einem $a_0 \approx 4,8 > 1$ und oszilliert daher lateral um mehrere 100 nm im Feld des 80-fs-Pulses, endet jedoch genau wie in a) wieder auf der Laserachse. Im Gegensatz dazu ist der Puls in d) auf einen Spot von $3,2 \mu\text{m}$ (FWHM) fokussiert; diese Laserparameter entsprechen der in Kapitel 5 und in [4] beschriebenen Experimente mit dem JETI-Laser und der Wechselwirkung mit Gas-Jets. Das Laserintensitätsprofil ist durch die graue Kurve angedeutet. Das Elektron befindet sich zu Beginn der Interaktion um $1 \mu\text{m}$ von der Laserachse entfernt, und schwingt in der ersten Hälfte der ersten Schwingungsperiode des Laserpulses nach außen. Dabei erfährt es relativistische Massenzunahme und zugleich aufgrund des Magnetfeldterms eine Drift in Vorwärtsrichtung. Die rüctreibende Kraft in der zweiten Halbperiode ist nun aufgrund des nach außen hin abnehmenden Laserfeldes geringer und so weiter, so dass sich im Prinzip insgesamt das abgebildete Zickzackmuster ergibt und das Elektron effektiv seitlich nach vorne beschleunigt wird.

Während die Driftbewegung geladener Teilchen in nicht gleichförmigen elektromagnetischen Pulsen in Richtung des abfallenden elektrischen Feldes bereits 1957 beobachtet und auch richtig gedeutet wurde [5], wird die Bezeichnung ponderomotives Potential erst später verwendet [6, 7]. Für die höheren, relativistischen Intensitäten wie in d) nimmt das ponderomotive Potential (26) unter Verwendung von a_0 und $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + (p/mc)^2} \approx \sqrt{1 + a_0^2/2}$, dem über die Oszillation gemittelten relativistischen γ -Faktor, die Form

$$U_p = -\frac{m_e c^2}{4\bar{\gamma}} a_0^2 \quad (28)$$

an [8–10]. Man kann wieder eine Faustformel aufstellen

$$U_p[\text{eV}] = -\frac{1,25 \cdot 10^5 \cdot a_0^2}{\sqrt{1 + a_0/2}} \quad (29)$$

und damit das ponderomotive Potential für das Beispiel in d) (und die entsprechenden Experimente in Kapitel 5) zu etwa 0,85 MeV abschätzen.

2.1.3.1 Lawson-Woodward-Theorem

Im Normalfall kann – wie eben gezeigt – eine ebene elektromagnetische Welle keine Energie auf ein freies Elektron übertragen. Dies gilt aber nur unter folgenden Bedingungen:

1. das Laserfeld propagiert in Vakuum, ohne das Vorhandensein irgendwelcher Grenzflächen
2. die Wechselwirkungsregion ist nicht begrenzt
3. das Elektron ist entlang des Beschleunigungspfades hochrelativistisch
4. es sind keine statischen elektrischen oder magnetischen Felder vorhanden
5. die Kraft $-ev \times B$ kann vernachlässigt werden.

Dieses Theorem ist als Lawson-Woodward-Theorem bekannt [11, 12]. In den folgenden Kapiteln ist dieses Theorem in manchmal mehrfacher Weise verletzt, so dass es zu signifikanter Elektronenbeschleunigung kommt.

2.1.4 Wechselwirkung von Lichtwellen mit Materie

Um wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben in einem elektromagnetischen Feld beschleunigt zu werden, muss ein (Elementar-)Teilchen notwendigerweise geladen sein. Bei der Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einem ladungsneutralen Festkörper müssen daher zunächst freie Ladungsträger bereitgestellt werden. Dies geschieht im Normalfall über den Vorgang der Ionisation. Diese Ionisation selbst wird ebenfalls durch das elektrische Feld verursacht und tritt in Abhängigkeit von der Feldstärke in mehreren Spielarten auf, die später in diesem Abschnitt beschrieben werden.

2.1.4.1 Polarisation

Noch bevor es zur Ionisation kommt, hat schon bei niedrigen Intensitäten eine einfallende elektromagnetische Welle mit dem elektrischen Feld \mathbf{E} Einfluss auf die inneratomaren Ladungsträger und Felder, was zur Induktion eines Dipolmoments und damit zu Polarisation

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \quad (30)$$

führt, wobei die so genannte elektrische Suszeptibilität $\chi_e = \epsilon_r - 1$ ein Maß für diese Polarisierbarkeit ist. Das führt zu der dielektrischen Verschiebung

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi_e + 1) \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \quad (31)$$

Im Vakuum gilt mit $\epsilon_r = 1$ für die Suszeptibilität $\chi_e = 0$.

Während im Bereich der linearen Optik gilt

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e^{(1)} \mathbf{E} \quad (32)$$

müssen bei höheren Feldstärken beziehungsweise Intensitäten höhere Ordnungen der Suszeptibilität berücksichtigt werden

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \epsilon_0(\chi_e^{(1)}\mathbf{E} + \chi_e^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi_e^{(3)}\mathbf{E}^3 + \text{c.c.}) \\ &= P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (33)$$

was zu nichtlinearen Effekten führt. Da die zweite Ordnung der Suszeptibilität $\chi_e^{(2)}$ aus Symmetriegründen für die meisten Materialien wie Gase, Flüssigkeiten, amorphe Festkörper wie Glas sowie viele Kristalle verschwindet und nur in nicht centrosymmetrischen Kristallen (wie KDP oder BBO, die zum Beispiel zur Erzeugung der zweiten Harmonischen zur Frequenzverdoppelung von Laserlicht verwendet werden) vorhanden ist, taucht der Beitrag der dritten Ordnung $\chi_e^{(3)}$ im Prinzip bei allen Materialien auf.

Man kann die Nichtlinearität quantifizieren, indem man die Bindung der Elektronen im Atom im Modell des (hier der Einfachheit halber 1-dimensionalen) anharmonischen, gedämpften Oszillators beschreibt, der in einem elektrischen Feld mit Fourierkomponenten an den Frequenzen $\pm\omega_1$ und $\pm\omega_2$ schwingt. Dann gilt die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \Gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2x + ax^2 = \frac{e}{m} [E_1(e^{-i\omega_1t} + e^{i\omega_1t}) + E_2(e^{-i\omega_2t} + e^{i\omega_2t})] \quad (34)$$

Nimmt man zunächst an, dass der anharmonische Term ax^2 in Gleichung (34) klein ist, erhält man mit Hilfe des Ansatzes

$$x = x^{(1)} + x^{(2)} + x^{(3)} + \text{c.c.} \quad (35)$$

zunächst im linearen Fall

$$x^{(1)} = x^{(1)}(\omega_1) + x^{(1)}(\omega_2) + \text{c.c.} \quad (36)$$

die Lösung

$$x^{(1)}(\omega_1) = \frac{e}{m} \frac{E_1 e^{-i\omega_1 t}}{-\omega_1^2 + \omega_0^2 - i\omega_1 \Gamma}, \quad x^{(1)}(\omega_2) = \frac{e}{m} \frac{E_2 e^{-i\omega_2 t}}{-\omega_2^2 + \omega_0^2 - i\omega_2 \Gamma} \quad (37)$$

Indem man nun die Störung ax^2 durch $ax^{(1)2}$ annähert, erhält man Terme an den Summen- und Differenzfrequenzen der beiden Lichtwellen $\omega_1 \pm \omega_2$, an den zweiten Harmonischen $2\omega_1$ und $2\omega_2$ sowie bei 0:

$$x^{(2)} = x^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) + x^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) + x^{(2)}(2\omega_1) + x^{(2)}(2\omega_2) + x^{(2)}(0) + \text{c.c.} \quad (38)$$

Diese Terme entstehen also letztlich aufgrund des quadratischen Charakters des anharmonischen Terms in der Oszillatorgleichung und erklären so anschaulich das Auftauchen von Summen- und Differenzfrequenzen, die Erzeugung von höheren Harmonischen sowie optische Gleichrichtung [13]. Im Einzelnen zeigen die Terme

die folgenden Abhängigkeiten [14, 15]

$$x^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) \propto -2a \frac{e^2}{m} E_1 E_2 \frac{1}{\omega_0^6} \quad (39)$$

$$x^{(2)}(2\omega_{1,2}) \propto -a \frac{e^2}{m} E_{1,2} \frac{1}{\omega_0^6} \quad (40)$$

$$x^2(0) \propto -a \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^6} \quad (41)$$

Für die von einem Ensemble N induzierte elektrische Polarisation gilt $\mathbf{P} = Nex$, so dass man aus den summierten Ausdrücken für die erste Ordnung $x^{(1)}$ (siehe Gleichung (37)) und die summierte zweite Ordnung $x^{(2)}$ ein Verhältnis der Beiträge der verschiedenen Ordnungen zur Polarisation bilden kann. Im nicht resonanten Fall $\omega_0 \gg \omega_1$ und $\omega_0 \gg \omega_2$ lautet dies

$$\left| \frac{P^{(2)}}{P^{(1)}} \right| \approx \left| \frac{aeE}{m\omega_0^4} \right| \quad (42)$$

Wenn die Auslenkung x eines Elektronenorbitals so groß ist, dass die lineare Kraft $m\omega_0^2 x$ und die nichtlineare Kraft max^2 gleich groß werden, haben beide erheblichen Einfluss auf die Lage der Elektronenwolke. Sie sind damit beide gleichzeitig in der Größenordnung der inneratomaren Coulombkraft eE_{at} , mit der das Elektron vom Kern angezogen wird, so dass gilt

$$m\omega_0^2 x \approx max^2 \approx eE_{at} \quad (43)$$

beziehungsweise unter Ausnutzung der ersten beiden Terme

$$\frac{m\omega_0^4}{a} \approx eE_{at} \quad (44)$$

Damit ergibt sich nach Einsetzen für das Verhältnis (42)

$$\left| \frac{P^{(2)}}{P^{(1)}} \right| \approx \left| \frac{E}{E_{at}} \right| \quad (45)$$

Man kann in identischer Weise auch zeigen, dass allgemein gilt

$$\left| \frac{P^{(n+1)}}{P^{(n)}} \right| \approx \left| \frac{E}{E_{at}} \right| \quad (46)$$

so dass man eine nützliche Abschätzung für die Werte der Suszeptibilitäten ansteigender Ordnung treffen kann. Im Bohrschen Wasserstoffmodell beträgt $r_B = \epsilon_0 \hbar^2 / (\pi m_e e^2) = 5,29 \cdot 10^{-11}$ m, so dass mit Hilfe der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C und der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/(Vm) eine Feldstärke von

$$E_{at} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_B^2} \approx 5,1 \cdot 10^{11} \text{ V/m} \quad (47)$$

zugeordnet werden kann. Aus der linearen Optik ist bekannt, dass $\chi_e^{(1)} = \epsilon_r - 1$ etwa von der Größenordnung ~ 1 ist. Daher ergibt sich für die erste nichtlineare Ordnung

$$\chi^{(2)} = \frac{\chi^{(1)}}{E_{at}} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \quad (48)$$

und für die nächste Ordnung

$$\chi^{(3)} = \frac{\chi^{(1)}}{E_{at}^2} \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ m/V} \quad (49)$$

und so weiter.

Spätestens wenn die elektrische Laserfeldstärke den Wert $E_L = 10^{11} \text{ V/m}$ überschreitet, was einer Laserintensität von etwa 10^{15} W/cm^2 entspricht, konvergiert die Reihenentwicklung (34) nicht mehr und ist damit nicht mehr anwendbar. Hier ist das Laserfeld bereits so groß, dass es zu Feldionisation kommt.

2.1.4.2 Photoionisation

Der von Einstein 1905 erklärte Photoeffekt beruht auf dem Überschreiten der Bindungsenergie eines Elektrons durch Zufuhr von Energie durch ein wechselwirkendes Photon. Die Energie des Photons $h\nu$ kann dann nach Egalisierung der Bindungsenergie in kinetische Energie des Elektrons übergehen:

$$h\nu = E_{bind} + E_{kin} \quad (50)$$

Während der photoelektrische Effekt an Metallen entdeckt wurde, bei denen die Bindungsenergie der in Leitungsbändern frei beweglichen Elektronen teilweise so gering ist, dass bereits Tageslicht Photoelektronen erzeugen kann (zum Beispiel bei Cäsium Cs mit einer Austrittsarbeit von ca. 2 eV), haben Elektronen in anderen Festkörpern, Atomen oder Molekülen zum Teil deutlich höhere Bindungsenergien. Die minimale Austrittsarbeit an Festkörpern ist deutlich geringer als die von Elementen in der Gasphase. Abbildung 5 zeigt die Ionisierungsenergien der chemischen Elemente in der Gasphase. Für Wasserstoff etwa beträgt die Ionisationsenergie ca. 13,6 eV. Einzelne Photonen mit einer solchen Energie müssten mit dem Planckschen Wirkungsquantum h eine Frequenz von $\nu = E/h \approx 3,29 \text{ PHz}$ besitzen, entsprechend einer Vakuumwellenlänge von $\lambda = c/\nu \approx 91 \text{ nm}$, also im harten UV-Bereich.

2.1.4.3 Multi-Photon-Ionisation

Ist der Photonenfluss ϕ , also die Anzahl von Photonen n pro Zeit Δt und Fläche A

$$\phi = \frac{nh\nu}{\Delta t A} \quad (51)$$

hoch genug, kann es dazu kommen, dass mehrere Photonen gleichzeitig mit demselben Atom wechselwirken, sich ihre Energien dann addieren und die Ionisationsschwelle auf diese Weise überwunden werden kann. Hierzu ist Laserlicht mit seinen hohen Photonendichten prädestiniert. Quantenmechanisch wird eine solche

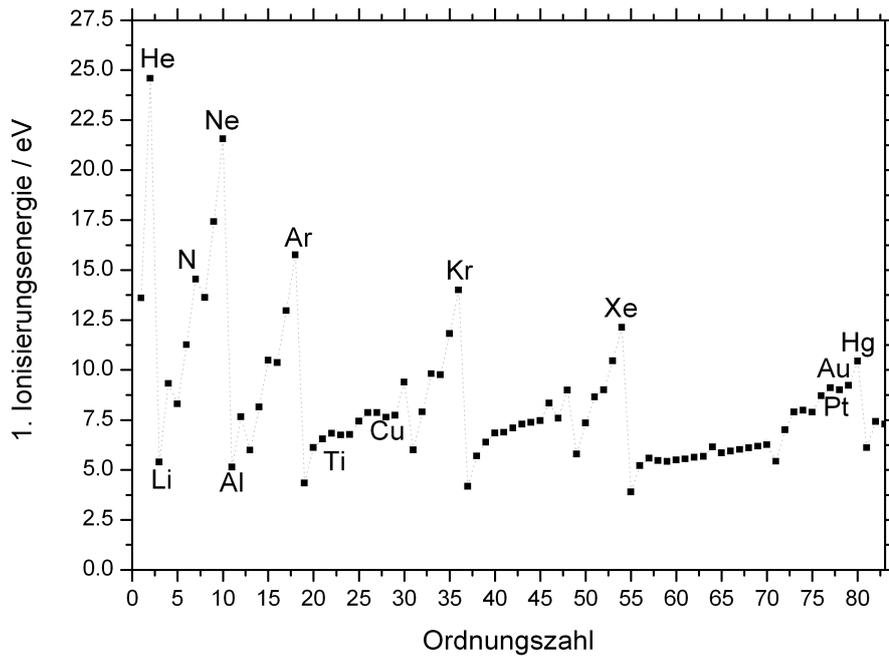


Abbildung 5: Erste Ionisierungsenergien der chemischen Elemente in eV.

Multi-Photon-Ionisation (MPI) durch kaskadenartige mehrfache Absorption von Photonen bewirkt, die so schnell aufeinanderfolgen, dass sie innerhalb der Lebensdauer des zuvor angeregten virtuellen Zustands stattfinden. Befinden sich solche virtuellen Zustände energetisch nahe an realen Zuständen, kann die Ionisationswahrscheinlichkeit stark erhöht werden, es kommt dann aufgrund von resonanter Multiphoton-Ionisation (REMPI) zu sehr effektivem Übergang in das Ionisationskontinuum.

Es können sogar überschüssige Photonen an der Multiphoton-Ionisation teilnehmen, so dass die Ionisationsenergie und damit die Energie der herausgelösten Elektronen um ganzzahlige Vielfache der Photonenergie überhöht wird. Es gilt dann bei einer zusätzlich wechselwirkenden Photonenzahl von n für die kinetische Energie der Photoelektronen $E_{kin} = n(h\nu - E_{bind})$. Dieser Prozess wird Above-Threshold-Ionization (ATI) genannt [16].

2.1.4.4 Tunnelionisation und Feldionisation

Bei weiter steigender Intensität wird die MPI beziehungsweise ATI durch Tunnelionisation als dominierendem Ionisationsprozess abgelöst. Dieser Übergang wird durch den dimensionslosen, so genannten Keldysh-Parameter [17–19]

$$\gamma_{Keldysh} = \omega_L \sqrt{\frac{2E_{bind}}{I_L}} \quad (52)$$

in Abhängigkeit von Laserintensität I_L und -frequenz ω_L beschrieben. Für niedrige Wellenlängen und Intensitäten ist $\gamma_{Keldysh} \gg 1$ und MPI/ATI überwiegt, während bei zunehmenden Feldern und Wellenlängen ($\gamma_{Keldysh} \ll 1$) Tunnelionisation statt-

findet. Hier können die Ionisationsraten durch die so genannte Ammosov-Delone-Krainov-Theorie (ADK) [20,21] ermittelt werden. Da die zumeist und auch in dieser Arbeit zur Ionisation und Anregung von Plasmawellen verwendeten Ti:Saphir-Lasersysteme im Sichtbaren beziehungsweise im nahen Infrarotbereich operieren und da weiterhin oft Edelgase als Medium benutzt werden, ist die Kombination dieser Wellenlängen und der hohen Ionisationspotentiale von Edelgasen hier besonders wichtig. Die Feldstärke solcher Laser, für die bei Edelgasen der Keldysh-Parameter $\gamma_{Keldysh} \approx 1$ ist, ist jedoch bereits so stark, dass Feldionisation (oder auch Barrier-Suppression-Ionisation (BSI)) [22–25] einsetzt. Hier wird der Potentialwall im externen Feld so stark abgesenkt, dass quantenmechanisches Tunneln nicht mehr nötig ist und das Elektron den Nukleus klassisch verlassen kann. Daher geht im Fall der Wechselwirkung von Ti:Saphir-Laserpulsen die MPI direkt in die BSI über.

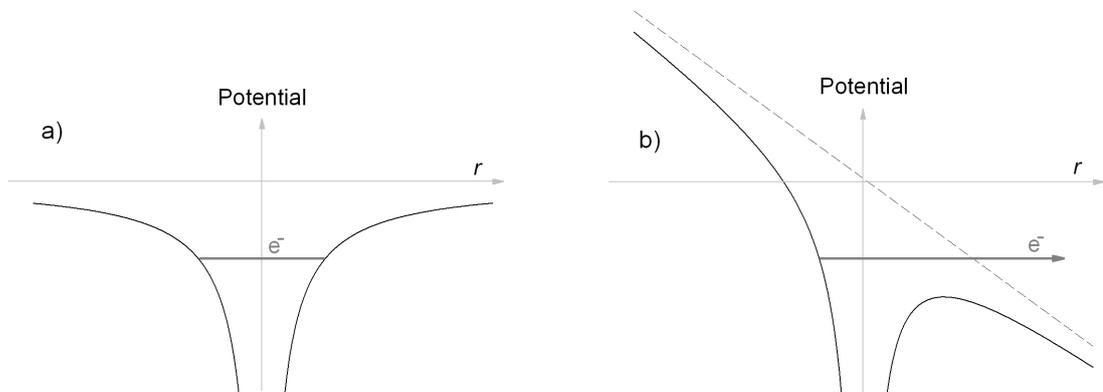


Abbildung 6: Verzerren des Bindungspotentials eines Elektrons in einem Atom durch einen intensiven Laserpuls. In a) ist das Bindungspotential ungestört, in b) ist es durch das E -Feld des Laserpulses so weit verformt, dass das vorher gebundene Elektron den Atomverbund verlassen kann (ABI).

Wie in Abschnitt 2.1.4.1 angedeutet, kann eine elektrische Bindung wie im Wasserstoff in Höhe von $E \approx 5,1 \cdot 10^{11}$ V/m mit Gleichung (11) durch eine Laserintensität von mindestens

$$I_{ionisation} = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E^2 \approx 3,45 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2 \quad (53)$$

auf diese Art und Weise überwunden werden.

Abbildung 7 zeigt über einen großen Bereich die Intensitäten und die dazugehörigen elektrischen und magnetischen Felder im Laserfokus sowie einen Überblick über die mit zunehmender Intensität zusätzlich auftretenden physikalischen Effekte.

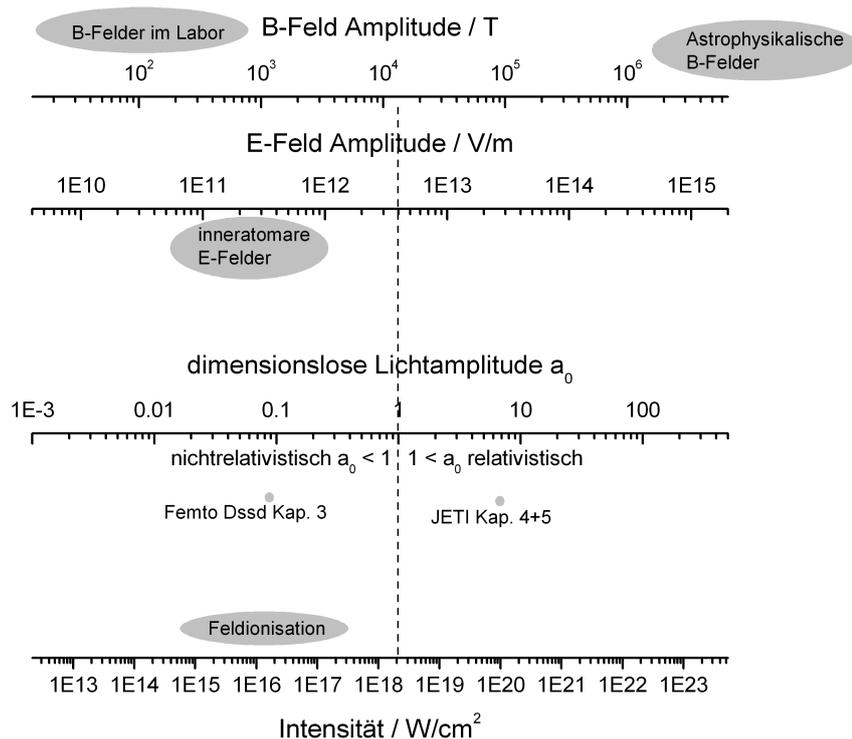


Abbildung 7: Graphische Darstellung des Zusammenhangs zwischen Laserpulsintensität, sowie der sich dadurch ergebenden Lichtamplitude a_0 und den dazugehörigen maximalen elektrischen und magnetischen Feldern. Der Übergang vom nicht-relativistischen zum relativistischen Bereich ist durch $a_0 = 1$ gegeben.

2.2 Grundlagen konventioneller Beschleuniger

2.2.1 Geschichte der Teilchenbeschleuniger

Seit den ersten Versuchen von Rutherford zur Strukturaufklärung von Materie sind Teilchenbeschleuniger das wichtigste experimentelle Werkzeug der Elementarteilchenphysik. Da immer tiefere Einsicht in die Struktur der Materie immer höhere Teilchenenergien verlangt, wurden immer neue, verschiedenste Methoden zur Teilchenbeschleunigung entwickelt. Abbildung 8 zeigt den zeitlichen Fortschritt in maximaler erreichbarer Teilchenenergie seit den ersten Tagen der Beschleunigerphysik bis hin zum angestrebten ILC, dem International Large Collider. Diese Art der Darstellungsweise ist bei Beschleunigerphysikern weit verbreitet und wird nach dem Beschleunigerpionier Livingston-Plot genannt.

Als erster Teilchenbeschleuniger im heutigen Sinn gilt der von Cockcroft und Walton in den 1930 Jahren gebaute. Da sie die Struktur des Atomkerns weiter aufklären wollten und wussten, dass die Beschleunigung von α -Teilchen auf Energien, die höher als die von radioaktiven Zerfallsprozessen emittierten α -Teilchen waren, mit Hilfe der damals verfügbaren Hochspannungen nicht möglich war, setzten sie auf die Beschleunigung der leichteren Protonen. Hierzu entwickelten sie eine auf Kondensatoren beruhende Schaltung, die sie durch geschickte zeitlich gestaffelte Entladung so steuern konnten, dass das beschleunigende Potential der Ausgangs-

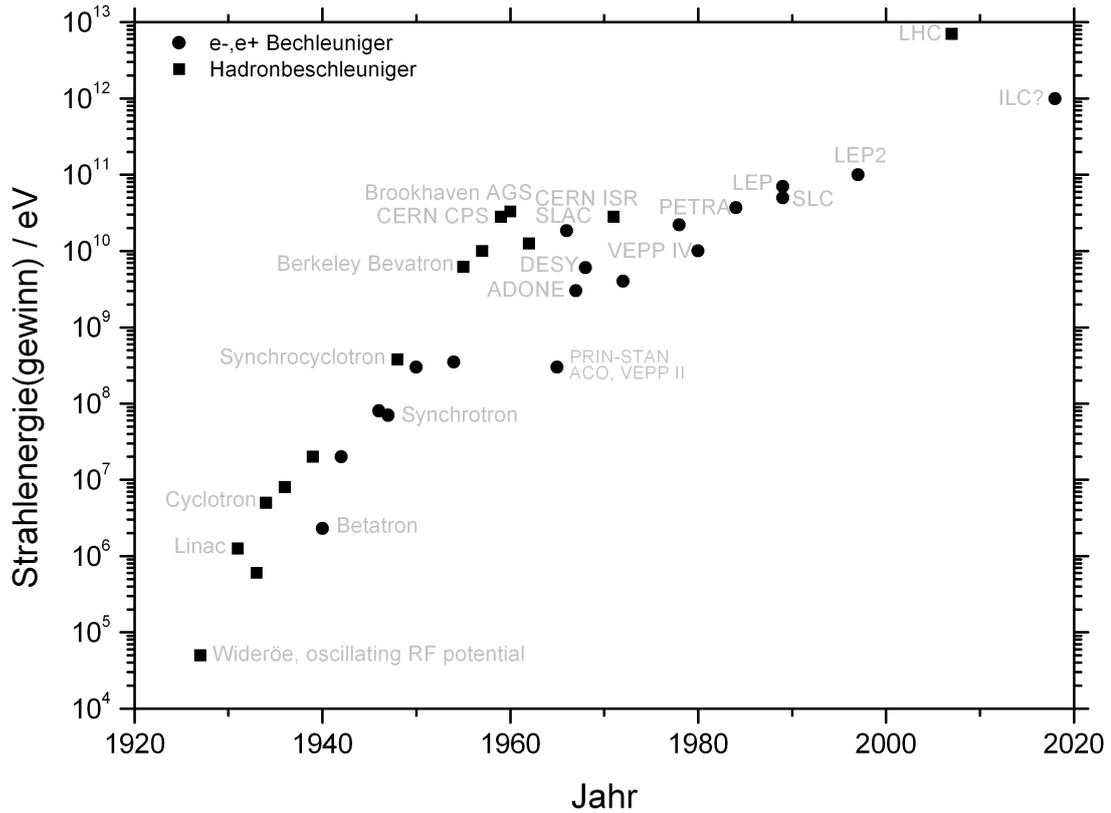


Abbildung 8: Livingston-Plot. Es sind die jeweils maximal erreichbaren Energien sowohl für Elektronen- und Positronenbeschleuniger angegeben als auch die für die Beschleunigung von Protonen und anderen Hadronen.

spannung um ein Mehrfaches übertroffen wurde [26]. Die so in diesen „hintereinandergeschalteten“ Feldern auf etwa 500 keV beschleunigten Protonen konnten die nukleare Transformation von Li in zwei He-Teilchen nach $p + \text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{He}$ auslösen (Cockcroft&Walton, Nobelpreis 1951).

Mit der Erfindung des Cyclotrons wurde unter Zuhilfenahme eines starken Magnetfeldes und dadurch erzwungener spiralförmiger Trajektorien das Prinzip des wiederholten Durchlaufens und fortgesetzter Energieaufnahme in einem Wechselspannungsfeld genutzt ([27, 28], Lawrence, Nobelpreis 1939). Auf das Teilchen im Feld (siehe Abbildung 9) wirkt sowohl die Zentrifugalkraft als auch die Lorentzkraft

$$F = \frac{mv^2}{r} = qvB \quad (54)$$

wobei das Teilchen jedoch in der Lücke zwischen den beiden metallischen hohlen Halbzylindern durch die anliegende Wechselspannung jeweils einen Geschwindigkeitszuwachs erfährt und somit nach außen driftet und beim Erreichen der Endenergie ausgekoppelt werden kann.

Die Cyclotron-Idee wurde danach zum Synchrotron weiterentwickelt, indem man anstatt eines festen Magnetfeldes und spiralförmiger Bahnen einen Aufbau realisierte, indem umgekehrt der Teilchenradius konstant ist und mit steigender Elek-

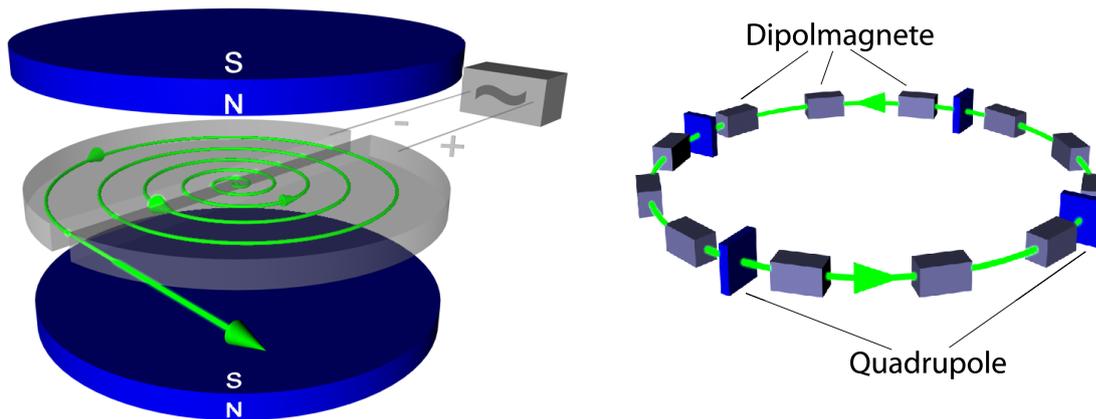


Abbildung 9: Schemata von Cyclotron (links) und Synchrotron (rechts).

tronenenergie synchron das Magnetfeld der Elektromagneten hochgefahren wird (siehe Abbildung 9, rechts).

Das Grundprinzip des Synchrotrons ist bis heute aktuell und wird gerade in Form des 2008 den Betrieb aufnehmenden LHC (Large Hadron Collider) am CERN realisiert. In diesem Kollisions-Beschleuniger, der die in der Geschichte der Menschheit bislang höchsten Teilchenenergien erreichen wird (siehe Abbildung 8), sollen zwei in Synchrotrons beschleunigte Protonenstrahlen kollidieren und so ganz neue, fundamentale Einblicke in die Elementarteilchenphysik und die Struktur der Materie ermöglichen.

2.2.2 Bausteine moderner Elektronenbeschleuniger

Während das Grundprinzip, also das Beschleunigen eines Teilchenbunches in einem präzise auf die Teilchenenergie abgestimmten elektrischen Wechselfeld, sich bis heute nicht geändert hat, sind im Bereich der Beschleunigertechnik enorme Fortschritte in Bezug auf Teilchenenergie, Ladung, Pulsdauer, transversale Emitanz etc. gemacht worden. Im Folgenden werden heute eingesetzte Standardverfahren und -Bauteile beschrieben und die Limitation dieser Verfahren genannt. In den nächsten Kapiteln wird gezeigt, wie diese Limitationen durch neue Ansätze (Laser-Plasma-Beschleuniger) in Zukunft überwunden werden könnten.

Wesentliche Baugruppen heutiger konventioneller Beschleuniger sind

- die Teilchenquelle, der so genannte Injektor
- die Beschleunigungsstrecke(n)
- Instrumente zur Strahlkompression

2.2.2.1 Injektor

Als Elektronenquelle (Injektor) verwendet man im Wesentlichen zwei prinzipiell unterschiedliche Methoden, thermische Kathoden auf der einen und Photokathoden auf der anderen Seite. Während thermische Kathoden eher ein Auslaufmodell

sind, da sie die benötigten möglichst niedrigen Pulsdauern kaum zur Verfügung stellen, werden seit einigen Jahren zunehmend Photokathoden als Elektronen verwendet.

Beim photoelektrischen Injektor benutzt man gepulstes Laserlicht, das auf ein geeignetes Material, zum Beispiel einen Halbleiterwafer, gestrahlt wird, um über den Photoeffekt Elektronen auszulösen. Da der Laserstrahl gepulst ist, ist der entstehende Elektronenstrahl ebenfalls ein scharf definierter Puls. Interessanterweise kommen oft Ti:Sa-Laser zum Einsatz, die dann allerdings im Gegensatz zu den Ti:Sa-Lasern, die in Laser-Plasma-Beschleunigern verwendet werden, auf hohe Repetitionsraten von der Größenordnung bis zu einigen 100 MHz, guten Kontrast und Pulsdauern etwa im ps-Bereich optimiert sind.

2.2.2.2 Beschleunigung

Für die wesentliche Beschleunigung der aus dem Injektor kommenden Elektronen werden Hochfrequenzfelder verwendet, die in so genannten Klystrons erzeugt beziehungsweise verstärkt werden. Klystron ist ein von dem griechischen Verb „klyzo“ abgeleitetes Wort, das das Aufschlagen von Wellen am Strand bezeichnet [29]. Abbildung 10 zeigt das Funktionsprinzip eines Klystrons. Ein Elektronenstrahl der Ausgangsgeschwindigkeit v_0 wird im ersten Hohlraumresonator, dem so genannten „Buncher“, durch ein anliegendes Wechselfeld so moduliert, dass periodisch einige Elektronen ein beschleunigendes Feld verspüren, während andere abgebremst werden. Es entsteht so eine Serie von Elektronenpulsen, die im zweckmäßig an der Stelle der ausgeprägtesten Pulsform platzierten so genannten „Catcher“, ihre Energie an ein phasenversetztes Wechselfeld, das in diesem Hohlraumresonator schwingt, abgibt. Es wird so ein großer Teil der Leistung des Kathodenstrahls (dc) durch die hochfrequente elektromagnetische Welle (ac) im zweiten Resonator aufgenommen. Durch einen Hohlleiter kann diese starke Hochfrequenzwelle (mit Wellenlängen ca. im cm- oder mm-Bereich) nun ausgekoppelt werden und wird nun ihrerseits dazu benutzt, um die aus dem Injektor kommenden Elektronenpulse zu beschleunigen.

Dazu wird die Hochfrequenzwelle aus einem Klystron in ein oder mehrere so genannte Kavitäten eingekoppelt, das sind ebenfalls Hohlraumresonatoren, die zentral um die Achse des Hauptbeschleunigers angeordnet sind. Die aus den Klystrons kommenden Wellen werden nun exakt so in die cavities eingeführt, dass die elektrischen Felder genau phasenrichtig aufgebaut werden und dazu führen, dass der jeweilige Elektronenpuls ein beschleunigendes Feld verspürt. Verschiedene Effekte wie thermische Effekte und mikrophonische Vibrationen erschweren diesen Vorgang, da das Volumen der cavities durch sie geändert wird und sich daher auch die Resonanzfrequenz im Resonator verändert. Auch einen so genannter „ponderomotiver“ Effekt existiert, da die Hochfrequenzwellen einen Strahlungsdruck auf die Resonatorwände ausüben und sie dadurch nach außen drücken.

Es sei noch das Problem des so genannten „beam loadings“ erwähnt, das besonders bei hohen Ladungen und kurzen Bunchdauern problematisch ist. Aufgrund des in eine Kavität eintretenden Elektronenbunches fließen Leitungselektronen in den Cavitywänden auf die gegenüberliegende Seite und laden sie dadurch negativ

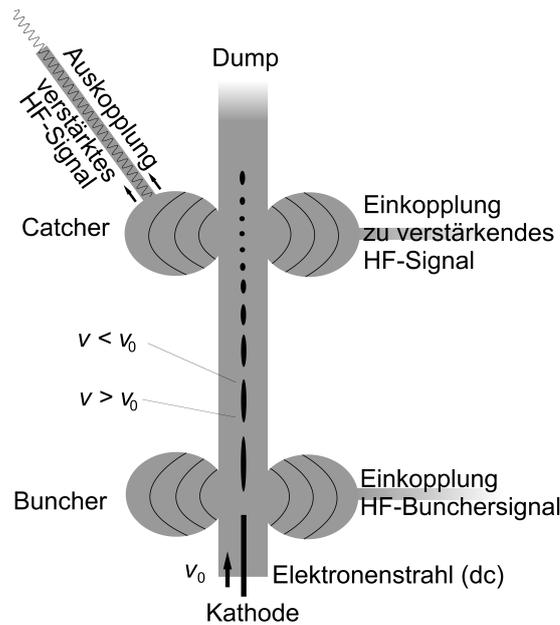


Abbildung 10: Verstärkung einer HF-Welle in einem Klystron zur Einkopplung in den Beschleuniger. Ein Elektronenstrahl wird durch ein Wechselfeld im Buncher geschwindigkeitsmoduliert, so dass einzelne Bunches entstehen, die im Catcher durch eine phasenversetzte HF-Welle abgebremst werden und dadurch einen Teil ihrer Energie an die Schwingung im Catcherresonator abgeben. Die verstärkte Schwingung wird dann durch einen Hohlleiter ausgekoppelt und zum Beschleuniger geleitet.

auf. Hierdurch wird der Elektronenbunch abgebremst.

2.2.2.3 Pulskompression

Um die Pulsdauer der aus dem Injektor beziehungsweise aus den Beschleunigungskavitäten kommenden Elektronenbunches zu verkürzen und damit die Ladungsdichte zu erhöhen, können verschiedene Verfahren angewendet werden. Grundsätzlich gilt das Prinzip der Erhaltung der longitudinalen Emittanz des Strahls, dies ist mathematisch das Liouville-Theorem, das besagt, dass der Phasenraum für konservative Kräfte erhalten bleiben muss. Das Produkt aus Bunchlänge σ_{z_a} , Energie E_a und relativer Energiebreite $\Delta E_a/E_a$ des ankommenden Strahls a und des verkürzten Strahls b bleibt erhalten, so dass sich für die minimale Bunchlänge σ_{z_b} ergibt

$$\sigma_{z_b} = \frac{\sigma_{z_a} E_a \frac{\Delta E_a}{E_a}}{E_b \frac{\Delta E_b}{E_b}} \quad (55)$$

Das heißt also, eine Verkürzung der Bunchlänge muss durch eine höhere Energieunschärfe des Bunches erkaufte werden.

In der Praxis kann das wie folgt umgesetzt werden. Ein Elektronenbunch hat nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke eine sehr geringe relative Energiebreite (typischerweise kleiner 1 %), aber eine größere Pulsdauer. Bei den typischerweise in größeren Beschleunigern vorkommenden Energien (ca. > 1 GeV) ist die natürliche Dispersion aufgrund verschiedener Energien und entsprechend

leicht verschiedener Geschwindigkeiten meist zu vernachlässigen, so dass die Bunchlänge über größere Strecken (von der Größenordnung m) weitgehend konstant bleibt. Nun kann dem Puls ein Energiechirp oktroyiert werden, indem man eine phasenversetzte (off-crest) Radiofrequenzwelle auf ihn wirken lässt. Und zwar soll in diesem Fall die Welle nicht wie in Beschleunigungsstrecken ‚hinter‘ dem Puls herwandern und ihn so vor sich hertreiben und beschleunigen, sondern stattdessen soll sie ihren Nulldurchgang möglichst in der Bunchmitte haben. Abbildung 11 zeigt schematisch die Entwicklung im Phasenraum. Der Puls wird zunächst so beschleunigt, dass das Ende des Bunches durch „surfen“ auf dem Beschleunigungsfeld energetisch überhöht wird, während die Pulsfront energetisch abgesenkt wird. Es entsteht also ein Bunch mit derselben Pulsdauer wie vorher, aber einer genau zeitkorrelierten Energieverbreiterung, siehe Abbildung 11 a). Dieser Vorgang hat eine Entsprechung in der Lasertechnik, wo man zum Beispiel den Prozess der Selbstphasenmodulation (siehe Abschnitt 3.1) anwenden kann, um die Frequenzbreite eines Laserpulses zu erhöhen. Wie bei Lasersystemen kann man nun den Puls wieder zeitlich verkürzen, indem man anschließend die niederenergetischen (roten) Pulsanteile, die sich zeitlich am Elektronenpulskopf befinden, eine längere Strecke durchlaufen lässt als die hochenergetischen (blauen) Elektronen im hinteren Teil des Pulses, siehe Abbildung 11 b).

Abbildung 12 zeigt eine solche magnetische Schikane. Der gechirpte Elektronenpuls mit einer Energie von 21,6 MeV und einer Energieunschärfe von 10 % kommt von links und wird im ersten Magneten von der Achse abgelenkt. Man erkennt bei Durchlaufen der nächsten beiden Dipolmagneten, dass die roten, niederenergetischen Pulsanteile in dieser Anordnung einen längeren Weg als die blauen, hochenergetischen Pulsanteile zurücklegen müssen. Nach Durchlaufen des letzten Dipolmagneten ist der Puls im Idealfall sowohl geometrisch als auch zeitlich bestmöglich komprimiert. Die Abbildung wurde auf der Grundlage von Simulationen mit dem CST PARTICLE STUDIO [30] erstellt. PARTICLE STUDIO ist eine auf der Finite-Elemente-Methode basierende, kommerzielle Software, mit der das magnetostatische Problem aufgesetzt und anschließend die Propagation eines relativistischen Elektronenstrahls berechnet wurde. Die Dipolmagnete bestehen aus je 2 gegenüberliegenden Permanentmagneten mit einer Remanenz B_r von 0,73 – 1 Tesla, deren magnetische Feldlinien durch ein Joch aus magnetisierbarem Stahl gebündelt wurden. Die Abbildung zeigt schematisch das Funktionsprinzip einer in der Beschleunigertechnik eingesetzten magnetischen Schikane, deren Design sehr sensitiv auf die Elektronenstrahl ist und immer nur für eine einzige, schmale Energie optimal die Pulsdauer komprimieren kann.

Es gibt nach Durchlaufen der magnetischen Schikane im Prinzip drei Möglichkeiten für den Puls, je nachdem, wie stark die Laufzeitunterschiede von Pulsfront und Pulsende sind (siehe wieder Abbildung 11). Im Fall c) ist der Laufzeitunterschied nicht groß genug gewesen, man spricht von einem „unterkomprimierten“ Puls, im Fall d) ist durch ideale Kompression die minimale Pulsdauer erreicht und im Fall e) wurde durch einen zu hohen Laufzeitunterschied ein „überkomprimierter“ Puls erzeugt.

Bei einem konventionellen Beschleuniger (der Einfachheit halber hier ein Linac)

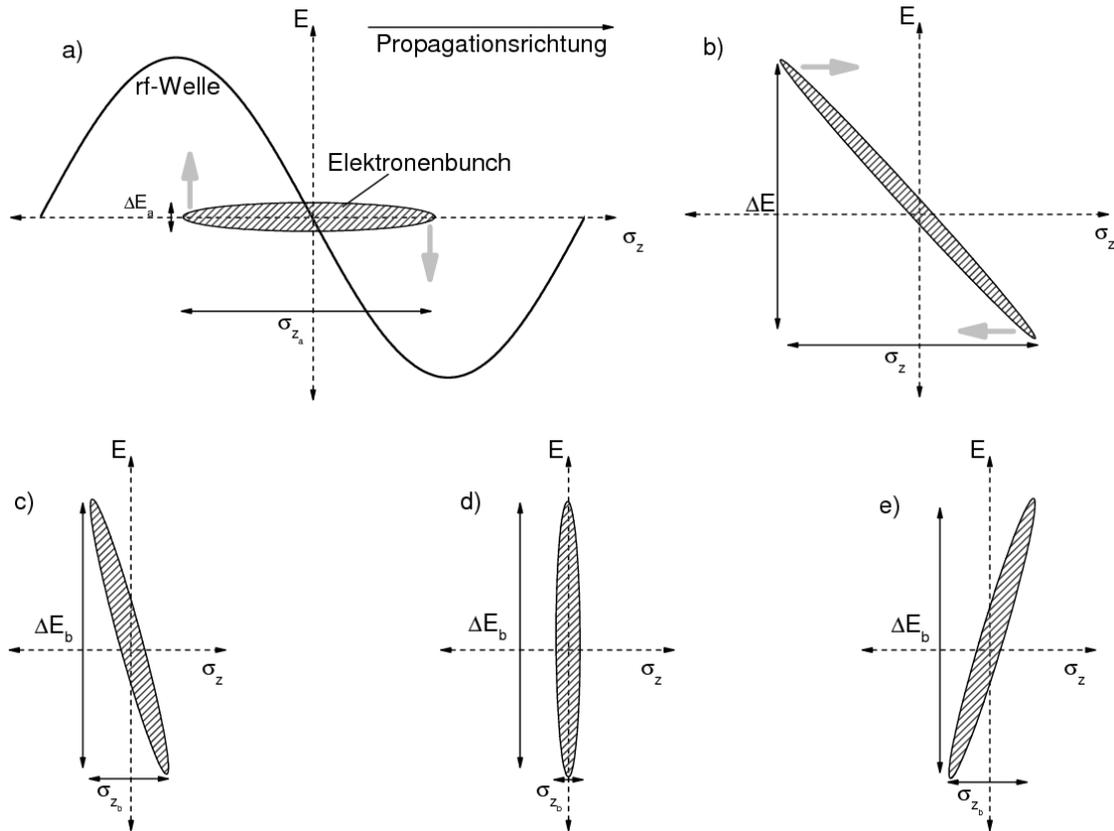


Abbildung 11: Methode zur Pulskompression in konventionellen Beschleunigern. a) Der Elektronenpuls wird durch eine phasenversetzte Beschleunigungswelle energetisch gechirped, die Energiebreite wird erhöht, die Bunchlänge bleibt bestehen. b) Der Puls wird beim Durchlaufen einer Magnetfeld-Schikane aufgrund von Laufzeitunterschieden komprimiert. c) Unterkomprimierter Puls. d) Ideal komprimierter Puls. e) Überkomprimierter Puls.

kann der maximale Energiegewinn des Teilchens durch die Formel

$$W = qEd \quad (56)$$

angegeben werden. Dabei ist q die Ladung des (Elementar-)Teilchens, die also nicht verändert werden kann, E ist die beschleunigende elektrische Feldstärke, und d ist die Beschleunigungsdistanz. Im Laufe der Entwicklung der Beschleuniger wurden sowohl die beschleunigende Feldstärke, als auch die Beschleunigungsdistanz erhöht. Während jedoch die Feldstärke durch eintretende Ionisation des Materials der Beschleunigungskavitäten im angelegten Wechselfeld stark begrenzt ist, kann die Beschleunigungsdistanz durch Aneinanderreihen von immer mehr Beschleunigungsmodulen im Prinzip beliebig verlängert werden. Diese Vorgehensweise wurde daher auch in den letzten Jahrzehnten hauptsächlich gewählt, was zu den immer längeren Teilchenbeschleunigern führte. Den vorläufigen Endpunkt dieser Entwicklung markiert wohl der momentan diskutierte International Large Collider (ILC), der auf einer Strecke von bis zu 50 km Elektronen und Positronenbunches mit einer Energie von bis zu 1 TeV zur Kollision bringen soll. Die für den ILC anvi-

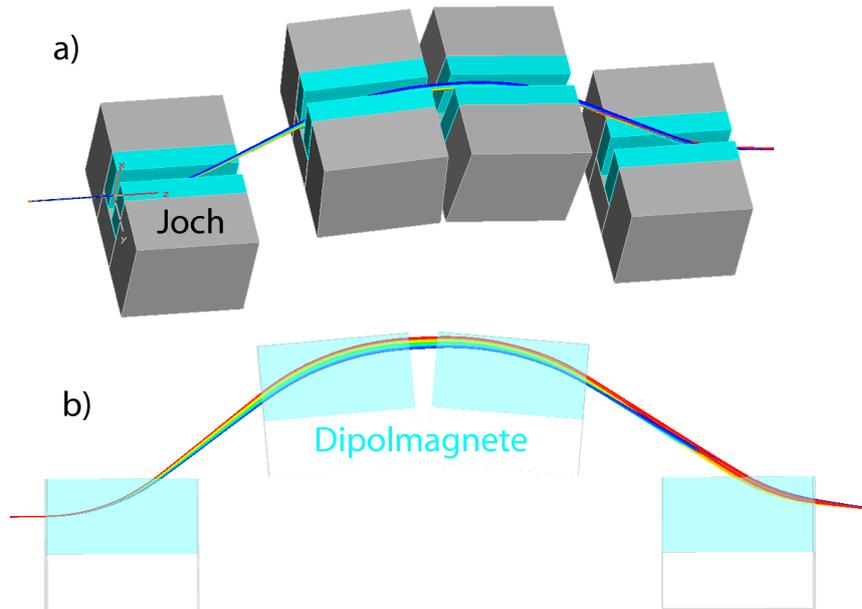


Abbildung 12: Zeitlichen Komprimierung eines gepulsten Elektronenpulses beim Durchlaufen einer magnetischen Schikane. a) 3D-Ansicht, in der man die vier Dipolmagnete erkennt. b) Seitansicht. Der Puls kommt von links, die blauen, hochenergetischen Anteile legen eine größere Distanz als die roten, niederenergetischen Anteile zurück.

sierten elektrischen Beschleunigungsfeldstärken liegen bei ca. 35 MV/m, die durch herkömmliche und erprobte supraleitende Kavitäts-technologie erreicht werden soll.

Da die Finanzierung für den ILC noch ungesichert ist und darüber hinaus klar ist, dass noch längere und damit um ein Vielfaches teurere Beschleunigungsstrecken von der internationalen Gemeinschaft wohl kaum finanziert werden können, werden für Elektronenbeschleuniger der darauffolgenden Generation daher stattdessen intensiv verschiedene Ansätze zur Erhöhung der Beschleunigungsfeldstärken diskutiert.

Ein besonders vielversprechender Ansatz ist die Verwendung von hochintensiven Laserpulsen, mit denen elektrische Felder von bis zu einigen TV/m und höher erreichbar sind. In den folgenden Kapiteln werden Ergebnisse der Untersuchung von laserbasierender Elektronenbeschleunigung in verschiedenen Regimen präsentiert.

3 Elektronenbeschleunigung am Festkörper: nicht-relativistische Laserpulsintensitäten

Dieses Kapitel fasst Studien über nicht-relativistische Festkörperwechselwirkung zusammen, die experimentell am Düsseldorfer Femtopower Ti:Sa Lasersystem mit Pulsdauern unter 10 fs erhalten wurden (siehe auch F. Brandl [31, 32]). Bei einer eingesetzten Laserenergie von nur etwa 120 μJ konnten gerichtete Elektronenjets mit Energien von bis zu etwa 150 keV erzeugt werden.

Die Ergebnisse sind auch deswegen von Interesse, da es die niedrigen Pulsenergien des Lasersystems in Verbindung mit dem sehr gutem Kontrastverhältnis und der extrem niedrigen Pulsdauer erlauben, die Wechselwirkung fokussierter Laserpulse mit einem Materietarget mit extrem steilen Dichtegradienten zu untersuchen. Bei höheren Pulsenergien, längeren Pulsen und ausgeprägteren Vorpulsen hingegen wäre während der Interaktion des Hauptpulses mit dem Target immer ein wesentlich ausgedehnteres so genanntes Vorplasma vorhanden, in dem starke Wechselwirkung mit dem Puls stattfinden würde.

3.1 Femtopower-Lasersystem

Der verwendete Laser ist ein semi-kommerzielles System und besteht zunächst aus einem Nd:YAG-gepumpten Ti:Sa-Oszillator, der über passive Modenkopplung bei einer Frequenz von 80 MHz Pulse mit Dauern von etwa 10 fs und entsprechender Bandbreite (ca. 100 nm) erzeugt [33, 34]. Zur Pulsenergieerhöhung wurde ein weiterer Nd:YLF-gepumpter Ti:Sa-Kristall als 9-Pass-Verstärker durchlaufen, wobei aufgrund der Pulsdauer und Wiederholfrequenz des Pumplasers mit Hilfe einer polarisationsdrehenden Pockelszelle die vom Oszillator kommenden Pulse nur mit einer Repetitionsrate von 1 kHz durchgelassen wurden.

Bei der Verstärkung kam das CPA-Prinzip (siehe Kapitel 2.1.1) zur Anwendung. Die Pulse wurden vor der Verstärkung auf über 10 ps gestreckt und nach der Verstärkung in einem Prismenkompressor rekomprimiert. Diese Pulse waren spektral schmaler, konnten aber mit Hilfe eines so genannten Akusto-Optischen Modulators (AOM, „Dazzler“) in ihrer spektralen Phase so manipuliert werden, dass schließlich verstärkte Pulse mit Dauern von etwa 25 fs zur Verfügung standen.

Die kHz-Pulskette hatte eine Durchschnittsleistung von etwa 800 mW, wobei einerseits in den Verstärkerkristallen nicht nur die stimulierte, pulsgebende, sondern auch spontane Emission stattfindet, und andererseits die Pockelszelle-Polarisator-Kombination die vielen auszusondernden Oszillatorpulse nicht hundertprozentig unterdrücken kann. Sowohl der Beitrag der spontanen Emission als auch die unerwünschten Oszillatorpuls-Artefakte werden aufgrund des neunfachen Kristalldurchlaufs weiter verstärkt und bilden einen Signaluntergrund. Während die verstärkte spontane Emission (Amplified Spontaneous Emission, ASE) einen zeitlich mehr oder weniger gleichmäßigen, geringen Anteil am Gesamtsignal hat, führt der Oszillatorbeitrag alle $1/80 \text{ MHz} = 12,5 \text{ ns}$ vor dem Hauptpuls zur Emission von Vorpulsen mit einem Maximalintensitätsverhältnis Vorpuls/Hauptpuls = 10^{-4} .

Um die Pulsdauer weiter zu verkürzen, wurde die Methode der optischen Selbstphasenmodulation (SPM) angewandt [35–38]. Dieser Effekt beruht darauf, dass das zeitabhängige elektrische Feld des Laserpulses ab einer bestimmten Stärke signifikanten Einfluss auf das elektronische Potential und die Polarisation eines Atoms oder Moleküls hat (siehe Abschnitt 2.1.4). Da der Brechungsindex über die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r mit der Polarisation verknüpft ist ($\chi_e = \epsilon_r - 1$, siehe ebenfalls Abschnitt 2.1.4), ist auch dieser intensitätsabhängig. Generell ist die dritte Ordnung der Suszeptibilität $\chi_e^{(3)}$ beziehungsweise Polarisation für die Änderung des Brechungsindex hauptverantwortlich.

Zur Verwirklichung der Selbstphasenmodulation im Experiment wurde der vom Femtopower-System kommende 25-fs Laserpuls mit Hilfe einer Linse der Brennweite 1 m fokussiert und durch eine Hohlfaser aus Quarzglas derselben Länge (1 m) geleitet. Man kann sich die Propagation des Pulses in einer solchen Hohlfaser als eine Serie von Reflektionen an der Innenseite der Faser (Durchmesser 250 μm) unter streifendem Einfall vorstellen. Die Reflektionsverluste unterbinden die Ausbreitung höherer Moden und lassen nur die Fundamentalmode anschwingen. Die Hohlfaser war mit einem Edelgas (Neon) befüllt, das als nichtlineares Medium die Selbstphasenmodulation des Pulses bewirkt. Der Grund für die Benutzung eines Edelgases wie Neon besteht in den hohen Ionisierungsenergien (siehe auch Abbildung 5), insbesondere den hohen Schwellen für Multiphoton-Ionisation. Die Vermeidung von Multiphoton-Ionisation (siehe Abschnitt 2.1.3) führt dabei dennoch zu unteren Grenzen für die Pulsdauer des ankommenden Pulses sowie für die Durchmesser des Fokus beziehungsweise der Hohlfaser [36], da beide Parameter die Intensität erhöhen.

Abbildung 13 zeigt die spektrale Pulsbreite des Femtopower-Laserpulses vor Eintritt (a)) sowie nach Propagation durch die mit Neon bei einem Druck von 1,8 bar befüllte Hohlfaser (b)) [39].

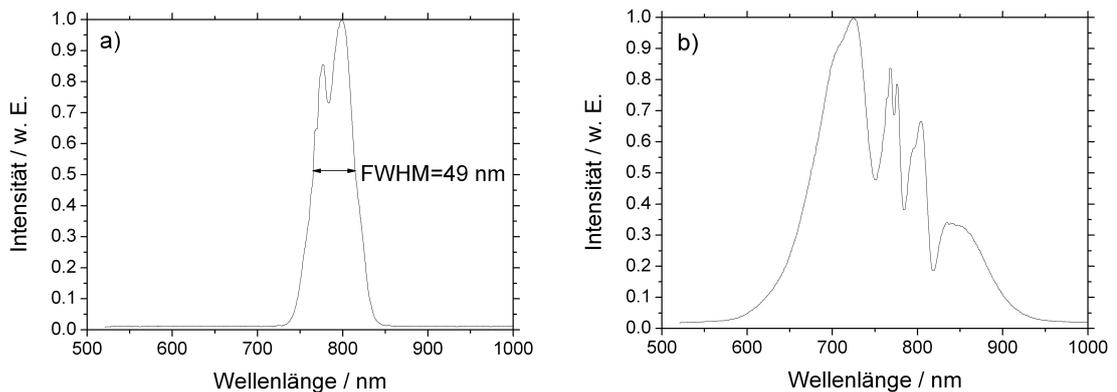


Abbildung 13: Spektrum des Femtopower-Lasersystems vor (a) und nach der Hohlfaser (b).

Man erkennt eine sehr deutliche Verbreiterung des Spektrums mit einigen Dips, die durch die Phasenverschiebungen erzeugt werden. Diese spektrale beziehungsweise energetische Verbreiterung kann nun über einen ähnlichen Gedanken wie bei der zeitlichen Komprimierung von Elektronenbunches in Teilchenbeschleunigern

(siehe Abschnitt 2.2.2.3) zu einer Komprimierung in der Zeitdomäne verwendet werden. Dazu wurde ein Satz aus acht geschirpten Spiegeln so verwendet, dass sich ein frequenzabhängiger Weglängenunterschied ergibt, der im Idealfall den in der Hohlleiter auferlegten Chirp so kompensieren kann, dass der Lichtpuls bandbreitenbegrenzt komprimiert wird.

Dank geschickter Anordnung und unter Ausnutzung interferometrischer Autokorrelations-Messmethoden (siehe [31]) gelang es iterativ, die Pulsdauer auf ca. 10 fs zu verkürzen. Der auf dem Target einfallende, fokussierte Puls hatte dadurch eine Spitzenintensität von $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

3.2 Absorptionsprozesse

Bei Absorption von Laserpulsen spielen solche Prozesse eine Rolle, bei denen irreversibel Energie auf Teilchen übertragen wird. Im Allgemeinen sind diese Vorgänge hochkomplexe Phänomene und zumeist ein Mix aus vielen verschiedenen Mechanismen, deren Anteile an der Gesamtabsorption oft sehr sensitiv von der jeweiligen Situation abhängen. Trotzdem soll versucht werden, hier eine Einordnung einer wichtiger Absorptionsprozesse zu treffen.

Im Wesentlichen lässt sich die Absorption von ultrakurzen Laserpulsen in Materie in zwei große Bereiche einteilen: Hauptsächlich auf Kollisionseffekten beruhende Absorption auf der einen und eher stoßfreie Mechanismen auf der anderen Seite. Die ausschlaggebenden Parameter hierbei sind vor allem die Schärfe des Dichtübergangs vom Vakuum zu Materie sowie die Intensität des Laserpulses und die sich daraus ergebende Plasma- beziehungsweise Elektronentemperatur. Der Transport von Elektronen im Allgemeinen und ihre Energie beziehungsweise Temperatur im Besonderen spielen dabei eine dominante Rolle, da sie aufgrund ihrer geringen Masse direkte Bewegung im Laserfeld erfahren und sich daher an dieser Stelle der primäre Übertrag von nicht-ponderabler Energie (Photonen) zu ponderablen Teilchen (Elektronen) abspielt. Für die induzierte Bewegung und Trajektorien der Elektronen sind die drei Parameter Skin-Tiefe δ_S , die Elektronendynamik im Laserfeld sowie die freie Weglänge entscheidend [40].

Kollisionsbestimmte Absorptionsvorgänge sind

- **Inverse Bremsstrahlung.** Während es bei herkömmlicher Bremsstrahlung zu Stößen eines vorher beschleunigten Elektrons mit einem Atom beziehungsweise Ion unter Aussendung eines Photons kommt, nehmen bei der inversen Bremsstrahlung Elektronen durch Schwingung im Laserfeld und gleichzeitigem Stoß mit Ionen Energie auf. Durch den Stoß mit einem Ion entkommt das Elektron der reinen Oszillation im Laserfeld, die für sich alleine zu keinem Netto-Energiegewinn führen würde. Besonders stark tritt die inverse Bremsstrahlung bei längeren Pulsen, niedrigeren Intensitäten ($\lesssim 10^{13} \text{ W/cm}^2$) und kürzeren Laserwellenlängen auf [41]. Bei höheren Intensitäten und entsprechend höherer Elektronengeschwindigkeit nimmt der Stoßquerschnitt und damit die Absorption aufgrund der inversen Bremsstrahlung ab, während sie bei höherer Dichte zunimmt. Die Dämpfungsrate der Laserstrahlung beträgt $\nu \approx n_e \nu_{ei}/n_c$ und ist also von der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei}

abhängig, in die die Anzahl der freigesetzten Elektronen pro Atom Z sowie der Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda(\nu)$ und damit die Stoßbeschreibung ein- geht [42].

Inverse Bremsstrahlung ist sehr sensitiv auf die Form des Dichteprofiles nahe der kritischen Dichte, also in dem Bereich, in dem die Kollisionswahrscheinlichkeit besonders groß ist. Die höhere Dichte, die ein Laserstrahl höherer Frequenz aufgrund seines tieferen Penetrationsvermögens sieht, ist auch für die Zunahme der Absorption aufgrund inverser Bremsstrahlung bei niedrigeren Laserwellenlängen verantwortlich. Inverse Bremsstrahlung ist ein wohl- bekannter Effekt, da sie in der Laserfusionsforschung aufgrund der hier ver- wendeten relativ geringen Intensitäten und langen Pulsen eine dominierende Rolle spielt und entsprechend gut untersucht ist [43].

- **(Normaler) Skin-Effekt.** Im Extremfall eines durch eine Delta-Funktion beschreibbaren perfekten Vakuum-Metall-Übergangs ohne Vorplasma trifft der Laserpuls schlagartig auf überkritische Dichte.

Dann fällt das an der Vakuum-Festkörper-Grenze einfallende elektrische Feld E_0 bei zunehmender Distanz z in den Festkörper hinein ab wie

$$E(z) = E_0 e^{-z/\delta_S} \quad (57)$$

Dabei wird die exponentielle Konstante des Abfalls δ_S die effektive Skin-Tiefe genannt, für die je nach Dämpfung gilt

$$\delta_S = \begin{cases} \frac{c}{\omega_p} & \text{wenn } \nu_{ei} \ll \omega_0 \\ \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{\nu_{ei}}{2\omega_0}} & \text{wenn } \nu_{ei} > \omega_0 \end{cases} \quad (58)$$

Man kann dann für die Absorption a je nach Dämpfung mit der Reflektivität R

$$a = 1 - R = \begin{cases} \frac{2\nu_{ei}}{\omega_p} & \text{wenn } \nu_{ei} \ll \omega_0 \\ \frac{2\omega_0}{\omega_p} \sqrt{\frac{\nu_{ei}}{\omega_0}} & \text{wenn } \nu_{ei} > \omega_0 \end{cases} \quad (59)$$

schreiben.

Die Kollisions-Skin-Tiefe hängt mit der inversen Bremsstrahlung dadurch zusammen, dass die im evaneszenten, oszillierenden Laserfeld schwingenden Elektronen ihre Energie dissipativ über Stöße abgeben.

Weitgehend kollisionsfreie Absorptionsvorgänge sind

- **Resonanzabsorption** [44]. Bei höheren Laserintensitäten ($\gtrsim 10^{15}$ W/cm²) und entsprechend höheren Plasmatemperaturen nehmen Kollisionen ab und Stoßabsorptionsprozesse sind kaum noch wirksam. Im Gegensatz zu s -polari- siertem Licht hat p -polarisiertes Licht (bei nicht-senkrechtem Einfall) immer eine elektrische Feldkomponente, die in Richtung des Dichtegradienten in das Target hineinzeigt [45]. Dieses Feld treibt longitudinale Plasmaoszillationen

der Frequenz ω_0 ins Target hinein. An der Stelle der kritischen Dichte n_c ist diese Frequenz gleich der Plasmafrequenz $\omega_0 = \omega_p$, so dass ein Resonanzfall eintritt und die Amplitude der Plasmawelle sehr groß wird. Für eine schief einfallende, der Einfachheit halber in y-z-Ebene schwingenden Lichtwelle lautet die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_p^2 + (k_y^2 + k_z^2)c^2 \quad (60)$$

Da die Elektronendichte aber nur in einer Richtung (z) variiert, ist k_y eine Erhaltungsgröße. Das heißt, k_y ist abhängig vom Einfallswinkel θ konstant und es gilt $k_y = (\omega/c) \sin \theta$. Daraus folgt, dass die elektromagnetische Welle nicht erst an der Stelle der kritischen Dichte, sondern schon vorher bei der Dichte

$$n_{\leftarrow} = n_c \cos^2 \theta \quad (61)$$

reflektiert wird [46, 47]. Dennoch kann das elektrische Feld bis zur Stelle der kritischen Dichte reichen (Skin-Tiefe) und dort die Resonanz anregen. Resonanzabsorption kann für den Übertrag von bis zu ca. 60 % der Laserpulsenergie verantwortlich sein. Die Größe der Resonanzabsorption ist vor allem vom Einfallswinkel abhängig, da dieser bestimmt, wie groß die Entfernung des Umkehrpunktes des Laserpulses vom Punkt der Singularität ist. Je größer die Distanz, desto geringer ist das evaneszente Feld am Punkt der Resonanz, so dass es die einfallende Laserwelle dann schwerer hat, diesen Punkt zu erreichen. Auf der anderen Seite verschwindet der Effekt nicht nur für große Winkel $\rightarrow 90^\circ$ (weil eine große \perp -Komponente wichtig ist), sondern auch für 0° (weil es dann keine Propagation in Normalenrichtung gibt), so dass daraus qualitativ klar ist, dass Resonanzabsorption für bestimmte Zwischenwinkel maximal wird. Die genaue Lage dieses Winkels ist von der Skalenlänge

$$L^{-1} = |d/dx \ln n_e(x)|_{x=x_c} \quad (62)$$

abhängig und kann quantitativ mit Hilfe der so genannten Denisov-Funktion $\phi(\tau)$ berechnet werden. Die Denisov-Funktion ist eine Funktion des dimensionslosen Parameters $\tau = (kL)^{1/3} \sin \theta$, also neben dem Winkel θ noch abhängig von k (siehe oben) sowie von der Skalenlänge L [44]. Die Absorption ist dann einfach gegeben durch [48]

$$a = \frac{\phi(\tau)^2}{2} \quad (63)$$

Die angeregte Plasmawelle ihrerseits kann über verschiedene Mechanismen gedämpft werden, die einem Dämpfungsterm entsprechen und so die Singularität in der Wellengleichung aufheben. Dies kann über vielfältige Prozesse geschehen:

- Über Elektronen-Ionen-Stöße.
- Landau-Dämpfung.

- Wave-Breaking (siehe auch Kapitel 5). Klassisches (kaltes) Wellenbrechen tritt dann auf, wenn Elemente des als Fluid betrachteten Plasmaelektronenreservoirs genauso schnell oder sogar schneller sind als die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle. Elektronen mit dieser Maximalgeschwindigkeit können dann von der Welle eingefangen werden und auf hohe Energien beschleunigt werden. Diese wenigen Elektronen erhalten einen Großteil der einfallenden Laserenergie, was sich in einem hochenergetischen, suprathermischen Schwanz im Elektronenenergiespektrum äußert [49]. Das evaneszente elektrische Feld, das die Plasmaoszillation an der Stelle kritischer Dichte treibt, kann als

$$E_{drive} = cB_c \sin \theta = \frac{\phi(\tau)E_0}{2\pi\sqrt{L/\lambda_0}} \quad (64)$$

ausgedrückt werden [48], wobei B_c das magnetische Feld an der Stelle der kritischen Dichte und E_0 die elektrische Feldamplitude im Vakuum ist. Setzt man eine im Verhältnis zur Plasmafrequenz kleine, dämpfende Stoßfrequenz voraus, so ergibt sich der absorbierte Energiefluss zu

$$I_{abs} = \frac{\pi\epsilon_0\omega_0 L E_{drive}^2}{2} \quad (65)$$

Man kann nun eine Aussage über die Oszillationsgeschwindigkeit von solchermaßen in der Plasmawelle beschleunigten Elektronen treffen. Aufgrund von thermischer Konvektion der Elektronen der Geschwindigkeit v_{te} hat die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen in der Plasmawelle einen Maximalwert von

$$v_{osz,Welle} \approx 1,2 \left(\frac{\omega_0 L}{v_{te}} \right)^{2/3} v_{drive} \quad (66)$$

wobei $v_{drive} = eE_{drive}/(m_e\omega_0)$ die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen im evaneszenten Laserfeld E_{drive} am Resonanzpunkt ist [50]. Die Elektronengeschwindigkeit für kaltes Wellenbrechen beträgt [50]

$$v_{break} = \sqrt{2v_{drive}\omega_0 L} \quad (67)$$

Ein Vergleich der notwendigen Geschwindigkeit für das Wellenbrechen v_{break} und der Oszillationsgeschwindigkeit $v_{osz,Welle}$ zeigt mit Hilfe der thermischen Geschwindigkeit $v_{te} = \sqrt{T/m_e}$, dass bei Temperaturen T von einigen 100 eV und für Skalenlängen bis zu einigen 10 μm die notwendige Geschwindigkeit für Wellenbrechen immer erreicht wird. Wellenbrechen ist also hier der dominierende Prozess und dominiert deutlich über den Energieübertrag durch Stöße sowie Landau-Dämpfung.

Die Anregung einer longitudinalen Plasmawelle durch das Laserfeld, die darauffolgende Ausbreitung und das Brechen der Welle sowie die effektive Beschleunigung von Elektronen in dieser Welle ist eines der zentralen Themen dieser Arbeit. Unter bestimmten Bedingungen können

hierbei besonders hochenergetische Elektronenpulse erzeugt werden. Im Fall der Experimente mit dem Düsseldorfer Femtopower-Lasersystem ist jedoch Resonanzabsorption nicht der Prozess, der zu den höchsten Elektronenenergien führt.

- **Sheath Inverse Bremsstrahlung, Anormaler Skin-Effekt.**

Während die inverse Bremsstrahlung aufgrund von dann niedriger werdenden Streuquerschnitten mit höherer Elektronenenergie abnimmt, gibt es einen weiteren, ähnlichen Prozess, dessen Effektivität komplementär dazu mit steigender Elektronengeschwindigkeit zunimmt. Dann sinkt die Stoßfrequenz und die freie Weglänge wächst. Im Fall der Sheath Inversen Bremsstrahlung ist die freie Weglänge größer als die Skin-Tiefe $\lambda_{\text{mfp}} > \delta_S$, wohingegen die Auslenkung der Elektronen im Laserfeld kleiner als die Skin-Tiefe $v_{te}/\omega < \delta_S$ ist.

Wenn dagegen sowohl die freie Weglänge als auch die Auslenkung der Elektronen im Laserfeld $v_{te}/\omega > \delta_S$ größer als die Skin-Tiefe sind, spricht man vom anormalen Skin-Effekt, da dann ein Elektron innerhalb eines Laserzyklus die Skin-Tiefe ohne Stoß durchqueren und so die Energie des Laserfeldes über die eigentliche Skin-Tiefe hinaus weiter ins Plasma hineinragen kann.

Der Anteil beider Effekte an der totalen Absorption liegt weitgehend unabhängig von der Laserintensität in der Größenordnung von etwa 10 % [40].

Beide Effekte sind insofern komplementär zum so genannten Vacuum Heating nach Brunel (siehe nächster Punkt), als sie bevorzugt stattfinden, wenn der Lichtdruck (aufgrund des ponderomotiven Potentials) geringer ist als der Plasmadruck (der Expansion aufgrund der thermischen Energie der Elektronen) [51]. Der Lichtdruck $P_L = 2I_L/c$ nimmt mit zunehmender Intensität zu, während der Plasmadruck $P_P = n_e k_B T_e$ mit steigender Temperatur und Elektronendichte ansteigt. Wenn der Lichtdruck und damit die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen kleiner ist als der Plasmadruck, der von der thermischen Geschwindigkeit abhängt, dann spielen die Effekte an der Plasma-Vakuum-Grenzschicht eine verhältnismäßig größere Rolle als bei größerem Lichtdruck und damit höherer Laserfeldstärke.

- **Vacuum Heating** (nach Brunel [52]). Vacuum Heating ist neben der Resonanzabsorption einer der Absorptionsprozesse, die besonders effektiv sein können und zu über 50 % zur Gesamtabsorption beitragen können. Genau wie die Resonanzabsorption ist Vacuum Heating winkelabhängig, da auch hier die Schwingung des elektrischen Feldes in Richtung der Targetnormalen der treibende Effekt ist und diese wiederum winkelabhängig ist.

Bei sehr hohem Lichtdruck beziehungsweise hohen Intensitäten und scharfem Plasmagradien gilt $v_{osc}/\omega > L$. Daher können bei p -Polarisation und schiefem Einfall unter diesen Bedingungen Elektronen unter dem Einfluss des Laserfeldes in einem Halbzyklus aus dem Plasma (oder über Feldionisation auch aus Metallen) heraus ins Vakuum gezogen werden und im

nächsten Halbzyklus wieder in das Plasma hinein beschleunigt werden. Die Größenordnung der Geschwindigkeit, mit der die Elektronen in das Target hinein beschleunigt werden, ist etwa gleich der Oszillationsgeschwindigkeit

$$v = v_{osc} = \frac{eE_L}{m_0\omega} \quad (68)$$

Da aufgrund der geringen Skin-Tiefe das evaneszierende Laserfeld im nächsten Halbzyklus keine Wirkung mehr auf diese in das Target hineinbeschleunigten Elektronen mehr ausüben kann, müssen die Elektronen ihre Energie nun durch Stöße im hochdichten Plasma beziehungsweise im Festkörper abgeben und heizen dieses Plasma somit sehr effektiv.

Der Effekt ähnelt der in der Abbildung 4 dargestellten Situation: Im Vakuum und bei nicht-relativistischen Intensitäten würde ein freies Elektron nach Propagation eines Laserpulses keine Energie gewinnen, wohingegen dies der Fall ist, sobald der Laserpuls nicht mit all seinen Halbzyklen abwechselnd gleichmäßig auf das Elektron einwirken kann. Die ponderomotive Kraft eines fokussierten (relativistischen) Laserpulses auf ein freies Elektron hat also gewisse Parallelen zu der Beschleunigung von Elektronen am hochdichten Plasma und der nachfolgenden Brunel-Heizung des Plasmas.

Für hohe [48], aber auch für sehr kleine Skalenlängen nimmt der Effekt der Resonanzabsorption im Allgemeinen ab. Qualitativ kann man dies durch folgende Überlegung verdeutlichen: Im Falle eines extrem steilen Plasmagradienten ist das elektrische Feld am Ort der kritischen Dichte noch kaum abgefallen und kann mit dem elektrischen Feld des Lasers gleichgesetzt werden, die Auslenkung eines Elektrons beträgt also $x_{osc} = eE_L/m_e\omega^2$. Wenn diese Auslenkung aber höher wird als die vakuumseitige Skalenlänge L , so können die Elektronen nicht mehr zurückschwingen und die Resonanz bricht zusammen.

Quantitativ dominiert Vacuum Heating meist für so genannte reduzierte Skalenlängen $L/\lambda < 0,1$ [53].

Für die mit dem Düsseldorfer Femtopower-System durchgeführten Experimente mit einer Wellenlänge $\lambda = 800$ nm erhält man übereinstimmend experimentell [54] und aus Simulationen (siehe Abschnitt 3.3) eine reduzierte Skalenlänge von sogar ungefähr nur $L/\lambda \leq 0,01$, so dass der Hauptteil der Absorption auf Vacuum Heating und eng verwandte Effekte zurückzuführen ist.

3.3 Simulation von Plasmaerzeugung und -Expansion

Bei Experimenten mit dem auf eine Dauer von ca. 10 fs Hohlkammer-komprimierten Femtopower-Puls ist es essentiell, die Bildung und Eigenschaften eines eventuellen Vorplasmas zu kennen, da dieses wie diskutiert entscheidende Bedeutung für die Interaktion der Pulsen mit dem Target hat.

Für den vorliegenden Fall des Femtopower-Lasersystems wurde daher mit Hilfe des hydrodynamischen Codes MULTI-FS [55] die Ausprägung des Vorplasmas für

verschiedene Plasmaparameter simuliert. MULTI-FS ist eine 1D-Variante des Codes MULTI [56], die den Vorteil bietet, Absorption und Laser-Plasma-Expansion nicht nur auf ps-, sondern auch auf fs-Zeitskala beschreiben zu können. Hierzu waren bei MULTI-FS im Wesentlichen drei Erweiterungen vorgenommen worden:

- Annahme eines thermischen Ungleichgewichts zwischen Elektronen und Ionen mit verschiedenen Zustandsgleichungen (EOS, Equations Of State) für Elektronen und Ionen (anstatt thermischen Gleichgewichts wie bei MULTI),
- Modellierung der Elektronenstöße und daraus resultierender Absorption von Laserlicht in der Interaktionszone, der Wärmeleitung durch Elektronen in das dichte Target hinein, sowie des Energieaustausches zwischen Elektronen und Ionen,
- Die Propagation der einfallenden elektromagnetischen Welle in einem steilen Plasmagradien durch Lösung der Maxwell-Gleichungen in einem engmaschigen Gitter.

Die separate Behandlung von Elektronen und Ionen ist wesentlich, da bei Kurzpuls-Interaktionen zunächst die Elektronen geheizt werden. Die Relaxationszeit ins thermische Gleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen liegt in der Größenordnung von wenigen bis einigen 10 ps, so dass die Elektronentemperatur zunächst um viele Größenordnungen über der Iontemperatur liegt.

Die Energie ultrakurzer fs-Laserpulse wird hauptsächlich in einem Bereich mit steilem Dichtegradienten, der einen weiten Dichtebereich von der kritischen Dichte bis zur Festkörperdichte aufweist, deponiert.

Im Allgemeinen gilt, dass eine elektromagnetische Welle unterhalb der kritischen Dichte durch das Medium hindurchpropagieren kann. Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Plasma, so werden die Plasmaelektronen unter bestimmten Bedingungen zu Oszillationen angeregt. Aufgrund der wesentlich höheren Trägheit der Ionen kann man die Annahme machen, dass sich im schwingenden elektromagnetischen Feld zunächst nur die Elektronen bewegen. Aufgrund des quasi ruhenden Ionenhintergrundes wirkt auf sie eine rücktreibende Kraft $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$. Mit Hilfe der Elektrostatik und der Poissongleichung kann man nun das von der Auslenkung abhängige elektrische Feld \mathbf{E} unter Ausnutzung der ebenfalls von der Auslenkung abhängigen Elektronendichte n_e über einen einfachen Integrationsschritt ermitteln. Es ergibt sich dann ein harmonischer Oszillator mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (69)$$

Nun führt die Oszillation der Elektronen im Wellenfeld dazu, dass die Elektronen unterhalb einer bestimmten Schwingungsfrequenz der einfallenden Welle in ausreichender Dichte vorhanden sind und der Störung so schnell folgen können, dass sie die elektromagnetische Welle abschirmen und dadurch ihre weitere Ausbreitung verhindern. Diese so genannte kritische Frequenz ω_c ergibt sich aus der

Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen im Plasma

$$\omega_L^2 = c^2 k^2 + \omega_p^2 \quad (70)$$

Sobald die Laserfrequenz ω_L also kleiner als die Plasmafrequenz ω_p wird, müsste k imaginär werden, so dass sich die Welle hier nicht weiter fortpflanzen kann. Aus Sicht des Plasmas liegt diese Stelle genau da, wo die Plasmafrequenz gleich der Laserfrequenz ist, so dass die Position einer so genannten kritischen Dichte

$$n_c = \frac{\omega_L^2 \epsilon_0 \bar{\gamma} m_e}{e^2} \quad (71)$$

zugeordnet werden kann.

Im Computerprogramm wird nun der Bereich mit dem steilen Dichtegradienten in sehr schmale Schichten aufgeteilt, deren Eigenschaften vom Brechungsindex η beziehungsweise der Dielektrizitätskonstanten

$$\epsilon = \eta^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L(\omega_L - i\nu_{ei})} \quad (72)$$

wiedergegeben werden [57]. In diese Gleichung gehen die Laser- und Plasmafrequenzen ω_L und ω_p sowie die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei} ein. Diese Stoßfrequenz überspannt nun aufgrund des extrem großen Dichte- und Temperaturbereichs in der Interaktionszone von Laser und Target ebenfalls viele Größenordnungen. Dieser Bereich muss also vom Code dargestellt werden können. MULTI-FS benutzt ein gut computertechnisch umsetzbares theoretisches Modell, das der Einfachheit halber von den beiden Grenzfällen, also der Kollisionsfrequenz im kalten Festkörper auf der einen und der Stoßfrequenz im heißen, idealen Plasma ausgeht. Dazwischen wird geschickt interpoliert [55].

Um die Relevanz der Simulationen zu prüfen, wurden hier zunächst ältere Rechnungen mit MULTI-FS nachvollzogen. Ergebnisse für den Vorpuls des ATLAS-Lasersystems (MPQ Garching) aus dem Jahre 1997 konnten reproduziert werden [58] und bestätigten so die Richtigkeit der aufgesetzten Simulationen und der Vorgehensweise.

Nun wurde untersucht, welchen Einfluss der Vorpuls beim Femtopower-System auf die Vorplasma-Bildung hat. In möglichst naher Anlehnung ans Experiment wurden die Simulationen für das Femtopower-System für einen Einfallswinkel von 45° , p -polarisiertes Licht und einen \sin^2 -Laserpuls gerechnet. Das Targetmaterial war Aluminium, für das die EOS besonders genau bekannt sind. In allen Simulationen wurde eine Pulsdauer von 25 fs verwendet, da davon auszugehen ist, dass der Vorpuls aufgrund seiner geringen Intensität in der Hohlleiter nicht komprimiert wird. Der Code wurde so modifiziert, dass die Elektronen- und Festkörperdichte an der Target-Vakuum-Grenze zu verschiedenen Zeiten nach dem Auftreffen des Laserpulses erhalten wurden.

Abbildung 14 zeigt die zeitliche Entwicklung der Elektronen- (a)) und Festkörperdichte (b)) für einen von links eintreffenden Laserpuls der Wellenlänge 800 nm und einer Intensität von 10^{14} W/cm² nach $t = 15, 50$ und 100 fs. Analog zeigt

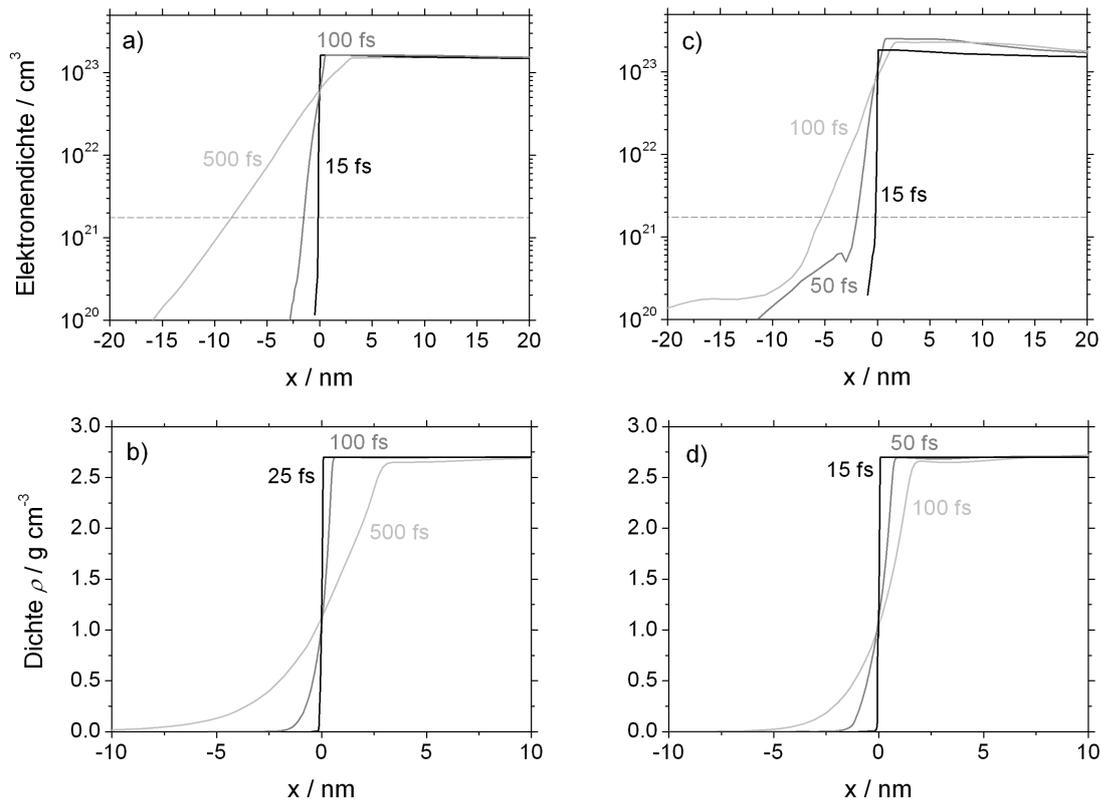


Abbildung 14: Hydrodynamische 1D-Simulationen mit MULTI-FS für einen hypothetischen Laservorpuls (von links kommend, 25 fs Dauer, Targetmaterial: Al). a) und b) zeigen die zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Materialdichte für eine Spitzenintensität von 10^{14} W/cm^2 . Analog in c) und d) für 10^{15} W/cm^2 .

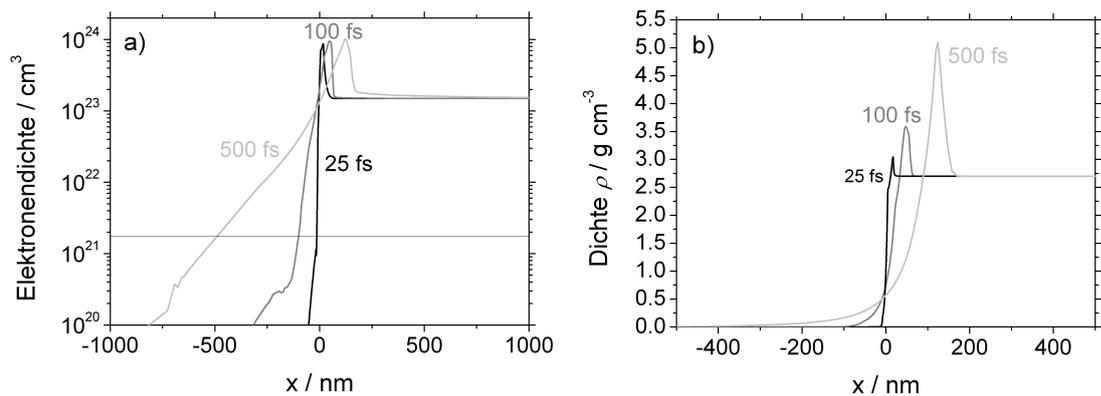


Abbildung 15: Hydrodynamische 1D-Simulationen mit MULTI-FS für einen relativistischen Laserpuls mit einer Spitzenintensität von 10^{18} W/cm^2 . Man erkennt sowohl im Elektronenbild (a) als auch im Dichtebild (b) in den Festkörper hineinlaufende Schocks.

die Abbildung mit c) und d) die Plasmaexpansion für 10^{15} W/cm². Die gestrichelte Linie deutet die kritische Dichte an.

Wie aus den Simulationsergebnissen zu entnehmen ist, beträgt die Skalenlänge selbst für eine mit sehr hohem Sicherheitsabstand gewählte Obergrenze der Intensität von 10^{15} W/cm² – die in der Praxis bei einigermaßen gut eingestelltem Laser weit unterschritten wird – auf dem in Frage kommenden Zeitbereich von bis zu 100 fs nur wenige nm. In der Tat ist die aus den hydrodynamischen Simulationen ermittelte Skalenlänge des Vorplasmas sogar kleiner als die Skin-Tiefe des Laserpulses im Festkörper (Aluminium), also der Eindringtiefe, nach der das elektrische Feld des Laserpulses auf das 1/e-fache abgesunken ist [31, 47]. Auch experimentell ist dies für denselben Laser bestätigt [54].

Das heißt also einerseits, dass der unterkritische Plasmabereich, durch den der ankommende Laserpuls bis zur kritischen Dichte propagieren muss, sehr dünn ist und folglich dieses Plasma zur Zeit der Wechselwirkung des Pulses mit dem Target eine sehr geringe Rolle spielt. Im Gegensatz dazu hätte ein relativistischer Vorpuls eine weit größere Vorplasmabildung zur Folge. Die Plasmaexpansion für einen Vorpuls mit einer Intensität von 10^{18} W/cm² und die Erzeugung einer in Richtung Festkörper laufenden Schockfront ist in Abbildung 15 gezeigt.

3.4 Experiment: Vakuumseitige, gerichtete Emission von Elektronen

Die experimentellen Verfahren und Ergebnisse sind in [31, 32] (F. Brandl) zum Großteil bereits detailliert beschrieben und werden hier nur sehr verkürzt beziehungsweise ergänzend dargestellt. Das Hauptgewicht liegt hier auf der Diagnostik und auf den Implikationen für die in Kapitel 4 behandelte Festkörper-Wechselwirkung mit relativistischen Laserpuls.

In den Experimenten wurden der sub-10-fs Femtopower-Laserpuls unter einem Winkel von 45° auf die Oberfläche des Targets fokussiert. Primär wurden als Targetmaterial besonders glatte ($\lambda/4$) Metalloberflächen (Al, Ag, Au) verwendet. Die Richtungscharakteristik der Abstrahlung in den laserseitigen Halbraum wurde mit Hilfe großflächiger (maximal 23×25 cm²) Image Plates (Fuji) untersucht. Image Plates sind wiederverwendbare Bildplatten, die empfindlich gegenüber Lichteinstrahlung, besonders aber gegenüber Elektronen sind. Diese Technik wird in Abschnitt 4.6.4.1 detailliert behandelt.

Experimentell wurde festgestellt, dass bei den vorliegenden Bedingungen aus dem Bereich des Fokus Elektronen emittiert werden, und zwar in bestimmten Richtungen stark bevorzugt. Es handelt sich hierbei um Richtungen im Bereich zwischen der reflektierten Laserrichtung und der Targetnormalen. Abbildung 16 zeigt die Versuchsaufbaugeometrie und ein Beispiel für das auf der Übersichts-IP aufgenommene Signal. Es wurde eine IP verwendet, die vor der sensitiven Schicht zunächst durch eine 6 μ m dicke Schicht aus Mylar geschützt ist (Typenbezeichnung Fuji BAS-MS 2325). Es zeigen sich systematisch deutliche Belichtungsmaxima einige Grad rechts von der reflektierten Laserrichtung sowie links von der Targetnormalen, die hauptsächlich auf hochenergetische Elektronen zurückzuführen sind.

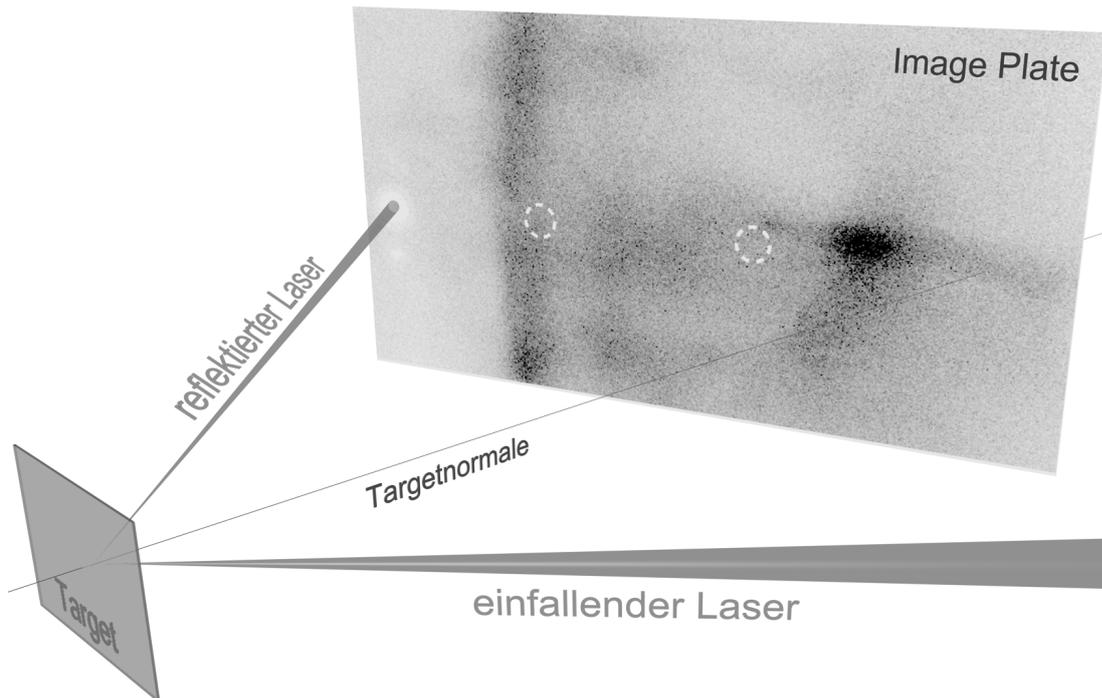


Abbildung 16: Geometrie des Versuchsaufbaus zur Richtungscharakteristik der vom Target emittierten Elektronen. Die Image Plate weist im Bereich zwischen dem reflektierten Laser und der Targetnormalen deutliche Belichtungsmaxima aufgrund gerichteter Elektronen auf.

Um die Energie dieser in die ermittelten Vorzugsrichtungen beschleunigten Elektronen zu ermitteln, wurde ein Elektronenspektrometer auf Basis der Ablenkung in einem elektrischen Feld konstruiert. Aufgrund geometrischer Randbedingungen in der Vakuumkammer wurden zwei Richtungen ausgewählt, die in Abbildung 16 durch die weißen, gestrichelten Kreise wiedergegeben sind.

Abbildung 17 a) zeigt den Aufbau der Detektionseinheit. In einem Abstand von ca. 9 cm vom Laserfokus, also der Elektronenquelle, wurde eine geerdete Blende installiert, die von dem kegelförmigen Elektronenstrahl durch ein zentrales Loch mit 1 mm Durchmesser nur ein annähernd achsenparalleles, kollimiertes Teilbündel passieren ließ. Ca. 6 cm hinter der Blende wurde zwischen zwei Metallplatten mit einem Abstand von 1 cm und einer Breite in Propagationsrichtung von 4 cm eine variable Hochspannung von 0 – 2500 V angelegt. Noch höhere Spannungen führten in der Praxis aufgrund von Durchschlägen zu oft zu einem Zusammenbruch der Spannung. Dieses elektrische Feld diente der Energiedispersion der Elektronen. Da das Feld von benachbarten Bauteilen beeinflusst wird und die Ablenkung der Elektronen stark von der tatsächlichen Größe und Struktur dieses Feldes abhängt, wurde das komplette Detektionssetup mit Hilfe des CST PARTICLE STUDIOS simuliert (siehe [30] sowie Abschnitt 2.2.2). In Propagationsrichtung weitere 7 cm hinter dem Ende der Ablenkplatten befand sich die Detektionsebene senkrecht zur Bahn der einfallenden Elektronen.

Dazu wurde ein spezieller Halter konstruiert, in dem man, durch 1 mm starke

Aluminiumwände geschützt, einen Längsstreifen einer Image Plate senkrecht zur Propagationsachse schrittweise bewegen konnte. Der Halter hatte auf der Achse eine offene, vertikale Scharte mit einer Breite von 1 cm, durch die Elektronen ungehindert auf die Image Plate einfallen konnten. Man konnte nun eine beliebige Anzahl von Laserschüssen abfeuern, und die Signale der in Vorzugsrichtung emittierten und im elektrischen Feld energieaufgelösten Elektronen auf dem freigelegten Streifen auf der Image Plate aufnehmen. Durch Translation der Image Plate konnten bis zu 20 Schusserien auf der Image Plate aufgenommen werden, ohne dass das Vakuum gebrochen werden musste.

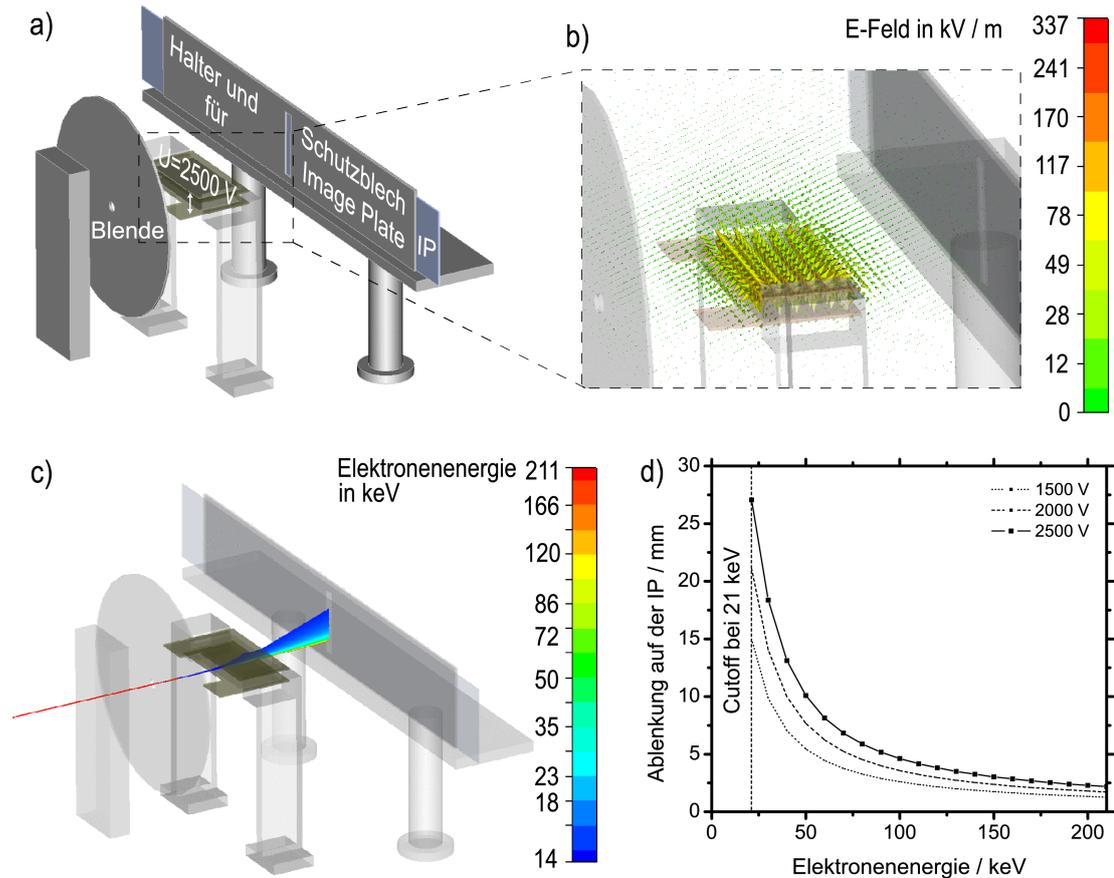


Abbildung 17: Elektrisches Elektronenspektrometer. a) Aufbau. Nach Passieren der Blende wird der von links kommende Elektronenstrahl in einer Hochspannung zwischen Anoden- und Kathodenplatte abgelenkt und wird dann pro Schuss auf einem schmalen Streifen der beweglichen Image Plate aufgenommen. b) Simulation des elektrischen Feldes zwischen den Ablenkplatten. c) Simulierte Trajektorien der Elektronen mit Energien bis ca. 200 keV. d) Aus der Simulation erhaltene Kalibration für die Ablenkung der Elektronen.

In Abbildung 17 b) ist die Stärke des zwischen den Ablenkplatten erzeugten elektrischen Feldes dargestellt. Dieses elektrische Feld sorgt für die Ablenkung der Elektronen nach oben. Aufgrund der Feldstärke und der geometrischen Situation ergibt sich, dass Elektronen mit geringen Energien so stark abgelenkt werden,

dass sie das Feld nicht passieren können. Sie stoßen an die obere Ablenkplatte, an der die Hochspannung anliegt, beziehungsweise an deren Halterung, die noch etwas über die Platte hinausragt, und werden dort aufgenommen. Dies erkennt man auch in Abbildung c), in der Plots der berechneten Trajektorien von Elektronen mit Energien zwischen einigen keV und 200 keV abgebildet sind. Für auf der Achse propagierende Elektronen gilt, dass nur Elektronen mit Energien oberhalb von 21 keV bei einer angelegten Spannung von 2,5 keV das E -Feld passieren können. Abbildung d) berücksichtigt diesen Cutoff und zeigt die Ablenkung der Elektronen von der Achse in der Detektionsebene in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Diese Kalibration dient der Zuordnung der im Experiment detektierten Elektronenposition auf der Image Plate zu der entsprechenden Energie.

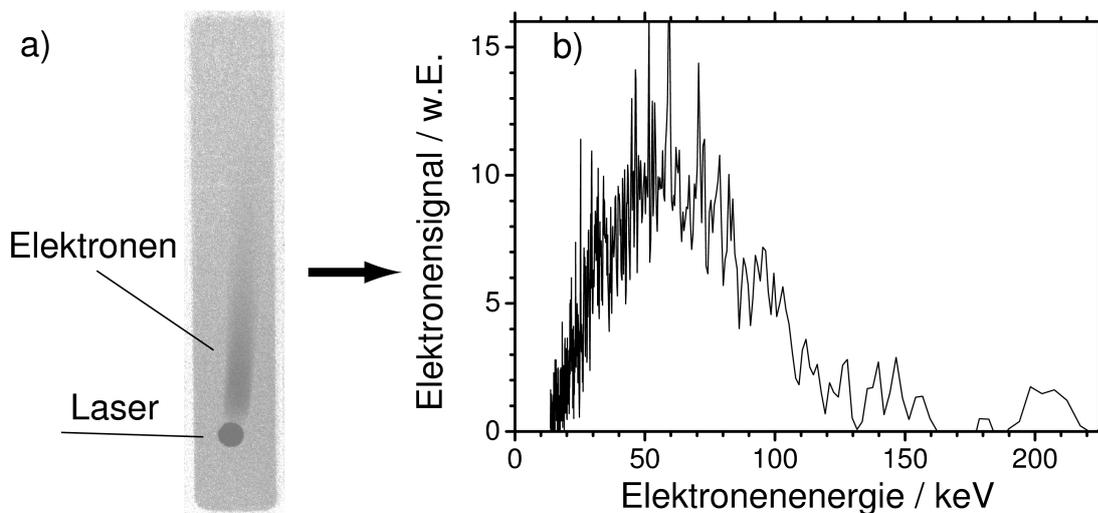


Abbildung 18: Gemessenes Elektronenspektrum für ein Silbertarget. a) Rohsignal auf der IP. b) Ausgewertetes Spektrum (aus [32]).

Zusätzlich zum künstlich angelegten elektrischen Feld hat auch das Erdmagnetfeld einen Einfluss auf die Flugbahn der Elektronen und sorgt für horizontale Ablenkung. Die Deviation von der Blende bis zur Detektionsebene aufgrund der senkrechten Komponente des Erdmagnetfelds am Ort des Experiments in Höhe von ca. $44,5 \mu\text{T}$ steigt mit fallender Elektronenenergie und beträgt für die experimentelle Situation maximal ca. 1,5 mm für die minimal detektierbare Energie von 21 keV. Im Ergebnis lagen die gemessenen Elektronenverteilungen auf den Image Plates dadurch auf einer parabelförmigen Spur. In Abbildung 18 a) ist eine solche Struktur abgebildet, b) zeigt ein ausgewertetes Spektrum.

Es wurden Elektronen mit unerwartet hohen Energien nachgewiesen. Wie aus Abbildung 18 zu erkennen ist, konnten einige Elektronen bis zu über 150 keV erreichen. Diese Beobachtung steht in krassem Missverhältnis zu den aufgrund des ponderomotiven Potentials, das bei der verwendeten Intensität nur einige keV beträgt, zu erwartenden Maximalenergien.

Es gibt einige andere Fälle der Beobachtung von Elektronenenergien oberhalb des ponderomotiven Potentials als Folge der Wechselwirkung nicht- oder nur schwach relativistischer fs-Laserpulse mit Festkörpern [59–61]. Dabei bestimmt die Stärke

des Vorplasmas maßgeblich die Elektronenenergien und die Richtung, in der diese Elektronen abgestrahlt werden.

Die Experimente am Düsseldorf Femtopower-System unterscheiden sich allerdings in zwei Punkten grundlegend von diesen Arbeiten:

- Das Verhältnis der beobachteten Elektronenmaximalenergien von ca. 150 keV zu einer Laserpulsenergie von nur ca. 150 μJ ist von den anderen Arbeiten unerreicht.
- Das geringe Vorplasma erlaubt die Puls-Target-Wechselwirkung weitgehend ohne Verwässerung durch kollektive Plasmaeffekte.

Im Rahmen von [31, 32] wurde folgende Erklärung für die Beobachtung der Direktionalität und hohen Energien der Elektronen gegeben: Die hier vorliegende Wechselwirkung stellt einen Spezialfall beziehungsweise eine Erweiterung des Vacuum Heatings dar. Aufgrund des steilen Dichtegradienten und der Reflektion des Lasers am Festkörpertarget entsteht an der Vakuum-Festkörper-Grenze ein weitgehend ungestörtes, räumlich und zeitlich transientes Interferenzfeld, das aufgrund der ultrakurzen Dauer der 10-fs-Laserpulse ebenfalls nur sehr kurz existiert. Elektronen können nun mit diesem transienten Laserfeld wechselwirken. Dabei kann es zu dem Fall kommen, dass ein Teil der Elektronen ins Target hineinbeschleunigt wird und dort aufgrund von Stößen den Festkörper phasenverzögert wieder verlässt. Diese Elektronen können dann in Abhängigkeit vom Zeitpunkt der Re-Injektion in das Laserfeld unter geeigneten Bedingungen weitere Energie aufnehmen. Die Trajektorien und die endgültige Abstrahlrichtung der Elektronen ergeben sich dann aus der Position der Elektronen im Phasenraum bei Verlassen des transienten Laserfeldes. Der beschriebene Vorgang kann auch wiederholt stattfinden und erklärt so die hohen Elektronenenergien.

Der beschriebene Mechanismus wurde mit Hilfe von Monte Carlo-Einzelteilchensimulationen unter Berücksichtigung der Streuquerschnitte beschrieben und konnte durch PIC-Simulationen (Particle-In-Cell) von A. Pukhov mit dem um Stoßprozesse erweiterten Code VLPL [62] bestätigt werden [32]. Beide Ansätze können die experimentellen Daten gut reproduzieren.

3.5 Implikationen für Elektronenbeschleunigungsmechanismen

Die in diesem Kapitel vorgestellte Wechselwirkung ist trotz ihres hohen Konversionsfaktors von außerordentlich niedriger Laserenergie zu ungewöhnlich hoher Elektronenenergie im Hinblick auf die Konstruktion neuartiger Teilchenbeschleuniger nicht aussichtsreich anzuwenden. Von einem solchen alternativen Teilchenbeschleuniger wird die Erzeugung von Elektronenbunches mit um Größenordnungen besserer Emittanz und Energien im MeV- oder sogar GeV-Bereich erwartet. Solche Energien würden aber mit dem beschriebenen Prozess um Größenordnungen höhere Laserenergien benötigen. Dann wären aber auch die Vorpulse um Größenordnungen höher und würden dann zur Bildung eines starken Vorplasmas führen. Bei den hier beschriebenen nicht-relativistischen Wechselwirkungen und ultrakurzen Skalenlängen ist mehrfaches Abernten der beschleunigenden Phase möglich

und auch nötig, um auf die gemessenen Energien zu kommen. Diese mehrfache, phasenverzögerte Re-Emission aus dem Target und schrittweise Beschleunigung im Laserfeld wäre aber dann aufgrund der größeren Skalenlänge nicht mehr effektiv.

Der irreversible Übertrag von Laserenergie auf Elektronen ist aber ein Hinweis darauf, dass Elektronen bei Festkörperwechselwirkungen im Interferenzfeld aus einfallendem und reflektierten Laserpuls auf hohe Energien beschleunigt werden können. Im nächsten Kapitel wird unter anderem gezeigt werden, dass Elektronen bei relativistischen Laserpulsintensitäten ohne die Notwendigkeit von Stößen im Target auf ultrakurzen Distanzen auf hohe Energien im MeV-Bereich beschleunigt werden können.

Ergebnisse dieses Kapitels wurden/werden in folgenden Publikationen veröffentlicht:

F. Brandl, B. Hidding, J. Osterholz, D. Hemmers, A. Karmakar, A. Pukhov and G. Pretzler, *Directed Acceleration of Electrons from Solid Surface by sub-10-fs Laser Pulses*, submitted to Physical Review Letters (2007).

4 Elektronenbeschleunigung am Festkörper: relativistische Laserpulsintensitäten

In diesem Kapitel wird Elektronenbeschleunigung durch Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Festkörpern bei relativistischen Intensitäten beschrieben. Hier wird der Versuch einer umfassenderen Charakterisierung unternommen. Die experimentelle Untersuchung der Emission konzentrierte sich nicht nur auf einen einzigen Aspekt beziehungsweise eine einzige Emissionsrichtung, sondern beinhaltete

- die Emission von Elektronen in den vom Target aus laserseitigen Halbraum,
- die Propagation von Elektronen innerhalb des Targets,
- die Emission von Elektronen in den Vorwärts-Halbraum auf der Targetrückseite.

Im Gegensatz zum vorigen Kapitel sind hier die Energie der Laserpulse sowie die Fokusintensität um Größenordnungen höher als beim Düsseldorfer Femtopower-System. Die Tatsache, dass die fokussierte Laserintensität mit $a_0 > 1$ oberhalb der relativistischen Schwelle liegt, führt zu einer grundsätzlich anderen Art der Wechselwirkung. Die Oszillation freier Elektronen im elektromagnetischen Feld eines fokussierten, relativistischen Laserpulses führt zu einer Vorwärtsdrift der Elektronen, wie in Kapitel 2 beschrieben (siehe auch Abbildung 4). Daher wurden hier schwerpunktmäßig die in Laserpropagationsrichtung in einem Vorwärtskegel auf der Rückseite des Targets emittierten Elektronen betrachtet. Diese in Vorwärtsrichtung propagierenden Elektronen haben eine herausragende Bedeutung, da sie einerseits die Grundlage für die Beschleunigung von Protonen und Ionen aufgrund des so genannten TNSA-Mechanismus (Target Normal Sheath Acceleration) [63] darstellen, aber andererseits auch für die Laserfusionsforschung über das Prinzip der Fast Ignition wichtig sind.

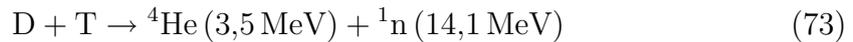
Es wurde aber auch eine gerichtete Abstrahlung von relativistischen Elektronen detektiert, die als Ergebnis der Beschleunigung im Interferenzfeld von einfallendem und reflektiertem Laser erklärt werden kann. Dieser Beschleunigungsmechanismus ist von großem Interesse, weil er eine praktikable Möglichkeit darstellen könnte, das elektrische Laserfeld direkt zur Beschleunigung von Elektronen auszunutzen. Dieses elektrische Feld wäre dann mit der Wurzel der Fokusintensität skalierbar und hätte für eine Fokusintensität von einigen 10^{21} W/cm² einen Wert von bis zu $\approx 0,1$ PV/m, die möglicherweise über einen Bereich von einigen $10 \mu\text{m}$ nutzbar wäre. Es gibt je nach Interferenzbedingung verschiedene Vorzugsrichtungen für die Abstrahlrichtung der Elektronen, bei der diejenige fast parallel zur Targetoberfläche sich besonders auszeichnet. Ähnliche Oberflächenströme sind experimentell bekannt und werden zum Beispiel in der Fusionsforschung im Konzept der cone-guided Fast Ignition (FI) ausgenutzt. Bei der FI sollen allerdings keine ultrahohen Elektronenenergien erreicht werden, sondern ein hoher Energietransport mit mittleren Elektronenenergien in der Größenordnung von 1 MeV.

Die Propagation von Elektronen im Target und die dabei entstehenden Magnetfelder wurde ausführlich im Rahmen einer anderen Arbeit [64] (F. Zamponi) beschrieben und werden daher hier nur soweit für das Gesamtbild für Belang wiedergegeben und diskutiert.

4.1 Fusion

Sowohl die laserseitig, die im Target, als auch die auf der Laserachse hinter dem Target propagierenden Elektronen können großen Einfluss auf die Vorgänge bei der Trägheitsfusion nach dem Schema der Fast Ignition haben, Daher wird zunächst ein kurzer Überblick über Fusionsexperimente gegeben.

Im Allgemeinen steigt die Bindungsenergie pro Nukleon mit steigender Größe der Atomkerne und erreicht ein Maximum von ca. 9 MeV/Nukleon für ^{62}Ni , wobei sie für höhere Kerne wieder abnimmt. Daher gilt, dass die Spaltung von schweren Atomkernen sowie die Fusion von leichten Atomkernen Energie freisetzt. Die mit etwa 1 MeV geringste Bindungsenergie pro Nukleon besitzt ^2H Deuterium (auch D abgekürzt). Auch der Atomkern von ^3H Tritium (T) hat mit ca. 2,5 MeV/Nukleon eine vergleichsweise geringe Bindungsenergie, während Helium ^4He eine relativ starke Bindungsenergie von ca. 7 MeV/Nukleon aufweist. In der Tat ist die Fusionsreaktion



nicht nur energetisch sehr günstig, sondern auch die mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt aller nutzbaren Fusionsreaktionen.

Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze, die zum Erreichen von Energiefreisetzung aus dieser Kernfusionsreaktion verfolgt werden, Fusion über magnetischen Einschluss (Magnetic Fusion Energy, MFE) auf der einen und – in gewisser Weise komplementär dazu – Trägheitsfusion (Inertial Fusion Energy, IFE) auf der anderen Seite. Bei MFE wird Fusion eines Deuterium-Tritium-Plasmas (DT) geringer Dichte ($\approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^3$) in einem großen Volumen ($\approx 10 \text{ m}$ Torusdurchmesser) bei relativ geringer Brenngeschwindigkeit über eine Einschlusszeit von ($\approx 10 \text{ s}$) angestrebt, während bei IFE ein auf extreme Dichten komprimiertes DT-Plasma ($\approx 300 - 1000 \text{ g/cm}^3$) in einem Kugelvolumen mit einem Radius von $\approx 100 \mu\text{m}$ in einer sehr kurzen Zeit ($< 100 \text{ ps}$) zur Fusionsreaktion gebracht werden soll. In Abbildung 19 sind die verschiedenen Fusionsschemata aufgeführt. Fusion über magnetischen Einschluss mit ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), der voraussichtlich im Jahr 2015 den Betrieb aufnehmen wird, soll im Jahr 2021 zur Demonstration eines fusionierenden Plasmas und Energieerzeugung führen. Auf Seite der IFE wird mit der für 2009 geplanten Fertigstellung der National Ignition Facility (NIF) der nächste Meilenstein erreicht werden.

Generell muss, damit die Fusionsreaktion sich selbst in der Art einer Kettenreaktion befeuern kann, das Heizen des Brennstoffs durch die Fusion selbst stark genug sein, dass weitere Fusionsreaktionen stattfinden. Im thermischen Gleichgewicht von DT ist der Wirkungsquerschnitt für eine Temperatur von 43 keV

maximal, so dass das Plasma auf Temperaturen in diesem Bereich geheizt werden sollte. Ferner steigt die Reaktionsratendichte mit dem Quadrat der Dichte des Brennstoffs an, so dass die hohen Dichten des Brennstoffs bei IFE sich sehr vorteilhaft auswirken. Erste Ideen zur Realisation für IFE basierten auf Kompression des Brennstoffs über z-Pinch-Vorgänge, während mit der Verfügbarkeit von immer intensiveren Laserpulsen die Kompression über mehrere, hochenergetische Lasersysteme in den Vordergrund rückte. Man benutzt hier hochsymmetrische Hohlkugeln, die typischerweise einen Radius von ≈ 2 mm haben. Sie bestehen aus einer äußeren Schicht aus Be, C oder Polymer, auf deren Innenseite ein etwa $100 \mu\text{m}$ dickes DT-Eis aufgebracht ist und die Innen mit DT-Gas gefüllt sind. Man unterscheidet zwischen Kompression durch direkte Bestrahlung eines solchen Targets durch hochenergetische Laserpulse mit Pulsdauern in der Größenordnung mehrerer ns (direct drive), oder Kompression durch Hohlraumstrahlung (indirect drive). Diese wird von der Innenseite eines aus einem Mix aus Aluminium und hoch-Z-Materialien bestehenden Hohlraums mit einem Intensitätsmaximum im weichen Röntgenbereich abgegeben, wobei die Innenseite des Hohlraums ebenfalls durch mehrere, hochenergetische Laserstrahlen geheizt wird. In beiden Fällen sorgt die Lichteinwirkung durch Ablation der Außenhülle für einen nach innen gerichteten Gegendruck wie beim Raketenprinzip, der zur Implosion der Kapsel führt [65]. Dieses Schema bedingt die Verwendung der nieder-Z-Materialien für die Außenhaut, da von der Raketentechnik bekannt ist, dass der so genannte spezifische Impuls I_{sp} mit der Wurzel aus der mittleren Masse der Verbrennungsprodukte skaliert [66].

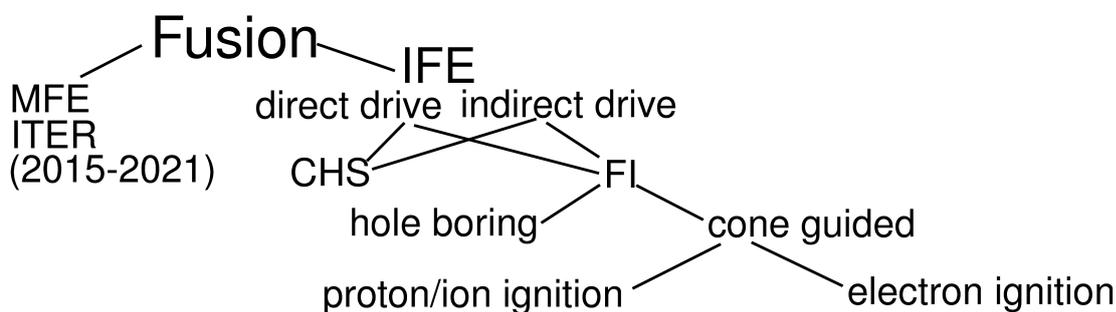


Abbildung 19: Übersicht über diskutierte und angestrebte Fusionsprozesse. Bei der laser-gestützten Inertial Confinement Fusion (IFE) gibt es viele verschiedene Variationen wie Central Hot Spot Ignition (CHS) und Fast Ignition (FI). Die Verwendung von in das Fusionstarget eingesetzten Kegeln (cone-guiding) erlaubt bei der FI je nach Design prinzipiell sowohl die Zündung über Elektronen- als auch über Protonenstrahlen.

Beim so genannten Central Hot Spot (CHS)-Verfahren soll die symmetrische Bestrahlung mit Nanosekunden-Pulsen einer Intensität von $\approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$ sowohl für die Kompression des Targets sorgen als auch zur Zündung führen, die dann zentral im Inneren des Plasmas stattfindet. Dieses Modell ist isobar [67], da sowohl der zentrale Spot als auch das ihn umgebende DT-Plasma denselben Druck haben. Das Druckgleichgewicht entsteht dadurch, dass beim Erreichen der maximalen Kompression, also nahe am Stagnationspunkt, die Schallgeschwindigkeit weit höher als die Geschwindigkeit der nach Innen drängenden Brennstoffelemen-

te ist. Allerdings erfährt das zentrale, zu Beginn gasförmige DT-Gemisch eine im Verhältnis zum Anfangsvolumen weit stärkere Kompression und damit verbundenes adiabatisches Heizen als das feste DT-Eis. Zusätzlich haben in diesem Szenario die ns-Heizpulse ein zeitliches Profil, das zur Bildung von Schockwellen führt, die im Zentrum aufeinandertreffen und so für weitere Temperaturerhöhung im Kern sorgen. Während im Zentrum des Plasmas am Stagnationspunkt Temperaturen von $k_B T \approx 5 \text{ keV}$ bei einer Dichte von $\approx 100 \text{ g/cm}^3$ erreicht werden sollen, um Zündung zu erreichen, ist das sich radial weiter außen befindliche Plasma eine Größenordnung dichter ($\approx 1000 \text{ g/cm}^3$), aber auch kälter ($k_B T \approx 0,5 \text{ keV}$). Die aufgrund der isobaren Bedingungen hohe Dichte des äußeren Plasmas (ca. 100 mal dichter als Blei) bedeutet, dass ein hoher Anteil an treibender Laserenergie in die Kompression des äußeren Brennstoffs gesteckt werden muss, wodurch der durch die Fusionsreaktion ausgelöste Nettoenergiegewinn verringert wird. Hierbei ist zu beachten, dass sowohl bei der Absorption der Laserenergie als auch bei der hydrodynamischen Kompression hohe Verluste auftreten.

4.1.1 Fast Ignition

Um daher die zur Kompression und Zündung benötigte treibende Laserenergie zu verringern, wurde vorgeschlagen, den Prozess der Zündung von dem der Kompression zu trennen. Direktes, schnelles Heizen [68–70] mit Hilfe eines Pulses aus (laserbeschleunigten) Elektronen, Protonen oder Ionen soll hierbei in kurzer Zeit Zündbedingungen erreichen, so dass die Kompression unter isochoren Bedingungen ablaufen kann. Dann kann die Treiberenergie effizienter dazu verwendet werden, eine weit größere DT-Masse auf deutlich geringere Dichten (ca. 300 g/cm^3) zu komprimieren, so dass beim Fusionsprozess höhere Energiemengen freigesetzt werden und ein höherer Energiegewinn als beim CHS-Verfahren erzielt werden kann. Bei dieser so genannten Fast Ignition (FI) sollte das ursprünglich angedachte Verfahren in 3 Stufen ablaufen [70]:

1. Kompression des Brennstoffs durch treibende ns-Pulse geringerer Intensität
2. Hole boring-Prozess: Durch einen weiteren Laserpuls wird in das nach außen hin ablatierende Material ein Loch getrieben, so dass die kritische Dichte und Laser-Reflektionsgrenze näher an das komprimierte DT-Plasma heranrückt
3. Entzündung des Plasmas durch effiziente Energiedeposition suprathermischer Elektronen, die von einem Laserzündpuls erzeugt werden sollten, der durch das zuvor getriebene weitgehend plasmafreie Loch ohne große Absorption bis nahe an den geometrischen Zündpunkt propagieren kann.

Die Elektronen sollten zur effektiven Zündung des Hot Spots eine Eindringtiefe ähnlich der Reichweite eines α -Teilchens mit $\rho R_\alpha \approx 0,3$ haben [71], was Elektronenenergien von der Größenordnung 1 MeV entspricht. Die geringere Dichte beim FI-Prozess ist auch deswegen von Vorteil, weil dadurch Probleme aufgrund hydrodynamischer Instabilitäten (Rayleigh-Taylor) stark reduziert sind. Dadurch sinken die Anforderungen an die Symmetrie und Glätte von Brennstoff-Kugeloberfläche

sowie an die räumliche und zeitliche Symmetrie der treibenden Laserpulse, was eines der Hauptprobleme beim herkömmlichen CHS-Verfahren darstellt [72].

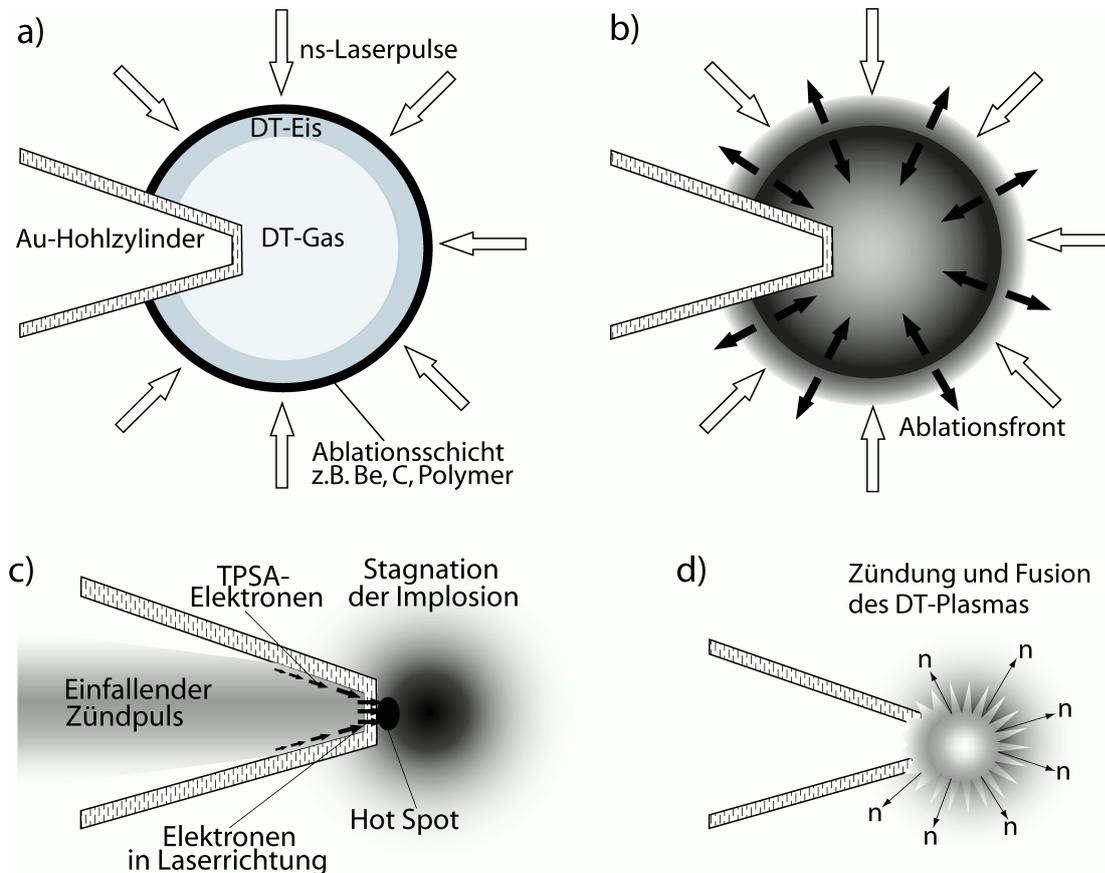


Abbildung 20: Schema der FI nach dem Prinzip des cone-guidings. a) Bestrahlung des Pellets mit mehreren ns-Laserpulsen. b) Raketentypische Kompression des Brennstoffs. c) Der ps-Zündlaserpuls erzeugt Elektronen sowohl an der Oberfläche der Kegelschrägfläche als auch an der Kegelspitze. Diese Elektronen heizen den Hot Spot, der in d) zur Zündung und Fusionsreaktion und Bildung von Neutronen führt.

Doch auch die mit hole boring und der Propagation hochenergetischer Zündpulse durch solche Kanäle assoziierten Probleme sind groß. Da beim FI-Verfahren im Grunde nicht die Notwendigkeit sphärisch-symmetrischer Kompression besteht, wurden verschiedene nicht-kugelsymmetrische Targetgeometrien vorgeschlagen, mit deren Hilfe der kurze FI-Zündpuls tief genug ins komprimierte DT-Plasma eindringen könnte (siehe [73, 74], sowie die Übersichtsartikel [72] und [75]). Besonders aussichtsreich ist das Prinzip des cone-guidings. Dabei ist ein Hohlkegel in das DT-Pellet eingefügt, der unter bestimmten Bedingungen die Implosion des Pellets überlebt und daher einen Korridor bilden kann, durch den der FI-Puls bis nahe an den Kern propagieren kann. Die Kompression bleibt dabei trotz des eingesetzten Hohlkegels weitgehend sphärisch. Abbildung 20 zeigt stellt den Ablauf des Fusionsprozesses über dieses Schema dar. Entscheidend ist dabei das Heizen des Hot Spots, zu dem nicht nur an der abgeflachten Spitze des Kegels entstehen-

de, in herkömmlicher Art und Weise nach vorne gerichtete Elektronen beitragen, sondern zusätzlich auch an den zulaufenden Wänden des Kegels annähernd oberflächenparallel propagierende Elektronen.

In der Tat konnte experimentell bereits kurze Zeit nach Aufkommen der Idee demonstriert werden [76,77], dass die Ausbeute der gemessenen Neutronen, die ein direktes Maß für die Anzahl der Fusionsprozesse darstellt (in diesem Fall handelte es sich um Neutronen aus der D-D Fusionsreaktion), bei Verwendung eines cone-guided fast ignition-Versuchsaufbaus um eine oder bei gesteigerter Zündpulsenergie sogar drei Größenordnungen [78] höher ist als mit herkömmlicher Versuchsanordnung [79]. Die Verwendung einer solchen (cone guided) Geometrie bildet heute die Speerspitze in der FI-Forschung.

Im Folgenden wird gezeigt, dass die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Beobachtungen und Deutungen einen Beitrag zum Verständnis der Fast Ignition, gerade auch über die cone-guided-Geometrie, darstellen.

4.2 Experimentelle Situation

Für die Experimente wurde das Ti:Saphir-Lasersystem JETI am Institut für Optik und Quantenelektronik (IOQ) der Friedrich-Schiller-Universität Jena verwendet, mit dem etwa 0,8 Joule Laserenergie in ca. 80 fs auf das Target aufgebracht werden können. Bei einer realisierten Fokussierung auf eine Fläche von etwa $5 \mu\text{m}^2$ (FWHM) entspricht das einer Maximalintensität von etwa $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Durch Weglassen der letzten Verstärkerstufe wurde eine sehr grobe Energie- beziehungsweise Intensitätsvariation realisiert, da dann nur etwa 300 mJ mit einer entsprechend niedrigeren Intensität auf die Targets einwirkte. Abbildung 21 zeigt schematisch den Aufbau des Lasersystems mit einem Bild des Laserfokus.

Natürlich hat ein solches System genau wie ein nicht-relativistisches auch mit Vorpulsen zu kämpfen, wobei hier aufgrund der höheren Maximalintensität die Vorpulse ebenfalls mit entsprechend mehr Energie und Intensität ausgestattet sind und daher umso stärkeres Vorplasma erzeugen können. Über Autokorrelation dritter Ordnung wurden in [80] zwei Vorpulse bei 4 ps und 600 fs vor dem Hauptpuls gemessen, die Kontrastverhältnisse von $2 \cdot 10^{-4}$ beziehungsweise $5 \cdot 10^{-3}$ [64,81,82] und eine Dauer von ca. 100 fs aufwiesen.

Auch in diesem Fall kann der eindimensionale Hydrocode MULTI-FS wertvolle Informationen über die auf die Vorpulse zurückzuführende Skalenlänge zum Zeitpunkt des Einfalls des Hauptpulses geben. Es wurden daher für diese Vorpuls-Situation entsprechende Rechnungen durchgeführt. Dazu wurden zunächst mit Hilfe von SNOP [83] und SESAME (T-4 group, Los Alamos National Laboratory, 2000) beziehungsweise MPQEOS [84] Datensätze für das verwendete Targetmaterial Titan erstellt, die dann in MULTI-FS integriert wurden. Abbildung 22 fasst die Simulationsergebnisse zusammen. Die Skalenlänge beträgt für diese Situation etwa 200 nm. Dadurch ist gleichzeitig auch die Verwendung eines eindimensionalen Codes gerechtfertigt, da diese Plasmaexpansion wesentlich kleiner als der Fokussdurchmesser ist. Die berechnete Skalenlänge ist in guter Übereinstimmung mit den in [64,80–82] berichteten.

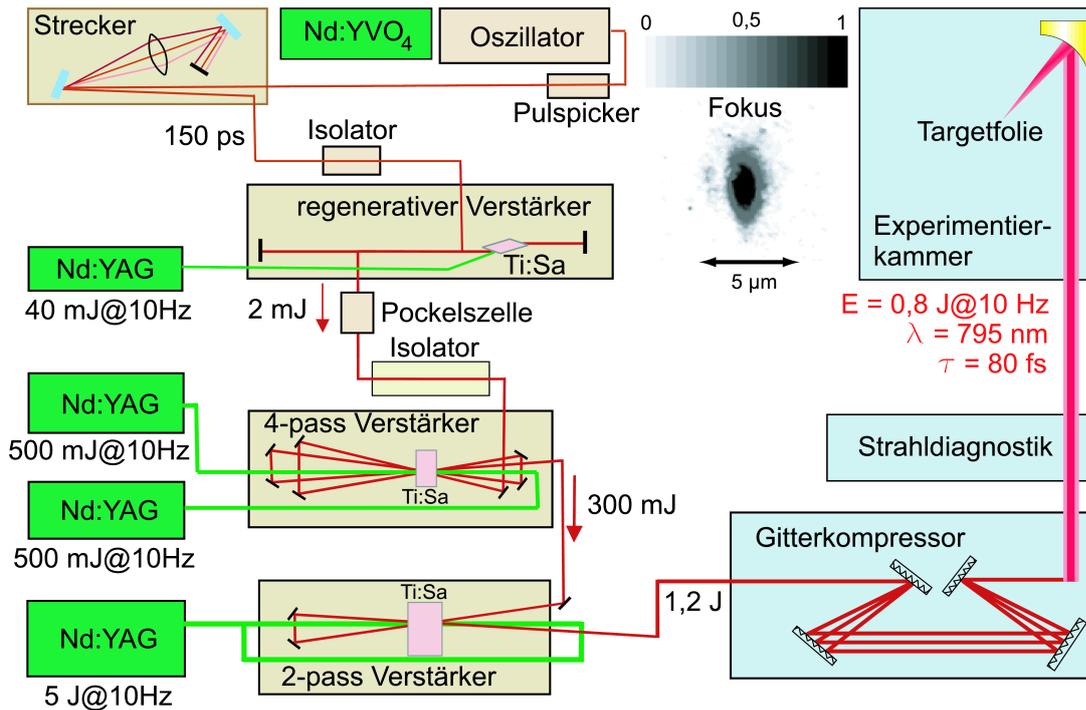


Abbildung 21: Aufbau des Multi-TW-Ti:Sa Lasersystems JETI am IOQ Jena. Durch die Fokussierung des Laserpulses auf einen Fokusspot von etwa $5 \mu\text{m}^2$ (FWHM) wurde eine Spitzenintensität von $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ erreicht.

Daher ist klar, dass in diesem Fall beispielsweise in Bezug auf die Absorption des Hauptpulses, aber auch in Bezug auf die Elektronenpropagation Plasmaeffekte im Gegensatz zur Wechselwirkung des Düsseldorfer Femtopower-Lasers mit Festkörperoberflächen eine weit größere Rolle spielen können.

Als Targets wurden dünne Titanfolien mit Stärken von 2, 5, und $25 \mu\text{m}$ verwendet. Darüber hinaus wurden auch mit Kupfer beschichtete $5 \mu\text{m}$ dicke Titanfolien verwendet (etwa 500 nm Cu auf der dem Laser zugewandten Folienseite und etwa 750 nm auf der Rückseite). Die Kupferbeschichtung sollte dem Zweck dienen, die Titanschicht von der Plasmaexpansion abzuschildern, so dass die Ti-K_α -Strahlung, die bei etwa $4,5 \text{ keV}$ liegt, nur im „kalten“ Medium erzeugt wird (so genannte „tampered targets“). Solche Targets sind deswegen zweckdienlich, weil die Diagnose der im Inneren des Targets erzeugten K_α -Strahlung eine einzigartige Möglichkeit darstellt, den Elektronentransport und die dadurch erzeugten hohen Magnetfelder innerhalb des Targets zu untersuchen [64, 85, 86].

Abbildung 23 zeigt einen Teil des experimentellen Versuchsaufbaus. Nach Reflexion des einfallenden Laserpulses an der Fokussierparabel fiel der Laserpuls unter einem Winkel von 10° auf die jeweilige Zielfolie ein. Wie immer bei hochenergetischer Laser-Festkörper-Wechselwirkung beeinträchtigt der Laserpuls das Target durch thermische Effekte mehr oder weniger stark, so dass für jeden Schuss eine neue Targetposition mit unbeschädigter Oberfläche in den Fokus gefahren werden muss, was letztlich die Schusswiederholfrequenz auf Werte von deutlich unter den

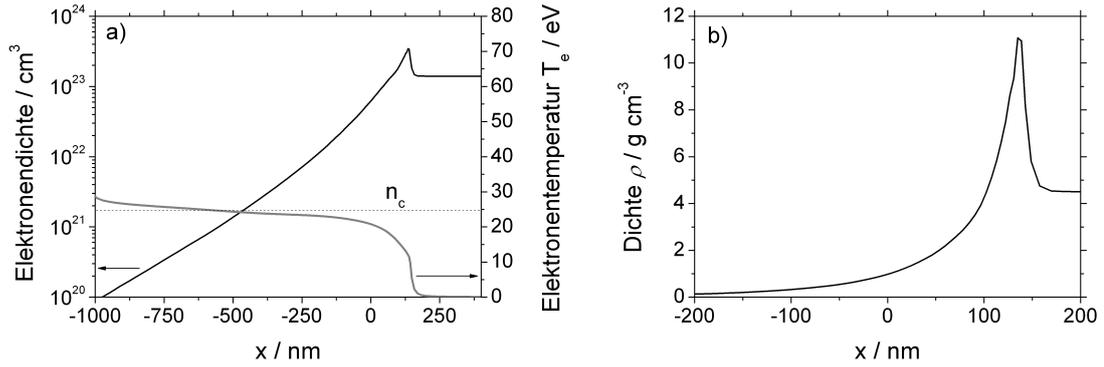


Abbildung 22: Mit MULTI-FS gerechnete Plasmaexpansion für den JETI-Vorpuls. a) Die Skalenlänge der Plasmadichte beträgt etwa 200 nm, die Elektronentemperatur beträgt hier etwa 20 keV. b) Entsprechender Plot für die Ionendichte.

vom Lasersystem maximal lieferbaren 10 Hz begrenzt. Wie in Abbildung 23 wiedergegeben, brennt der Laserpuls bei den verwendeten Foliendicken sogar jeweils ein Loch in das Target. Die Löcher entstehen jedoch erst lange nachdem der Laserpuls abgeklungen ist, so dass während der Interaktion das Target überkritisch ist und der Laserpuls nicht weiter propagieren kann, sondern absorbiert beziehungsweise reflektiert wird. Wie in der Abbildung angedeutet ist, kam es in diesem Szenario zu Emission von Elektronen sowohl in Vorwärtsrichtung als auch in Form relativ gebündelter Strahlen „e^{-I}“ und „e^{-II}“ in diskrete Richtungen in den laserseitigen Halbraum hinein.

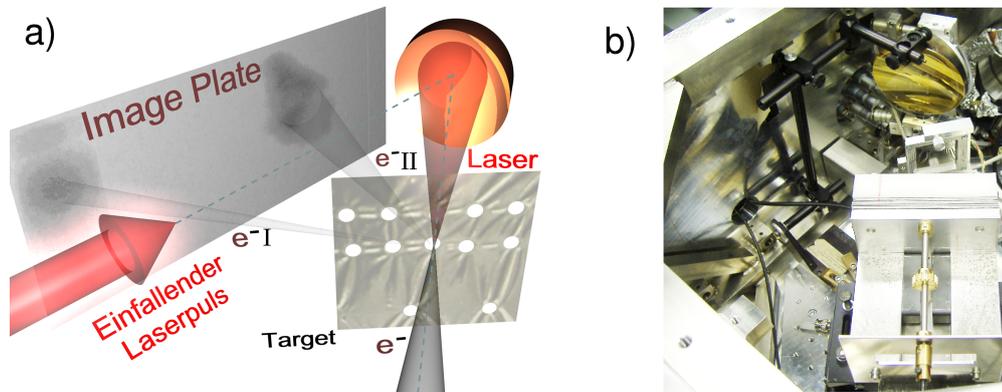


Abbildung 23: Versuchsaufbau. a) Computer-Reproduktion des Versuchsaufbaus mit Projektion der Originalrohdaten des Elektronensignals auf der Image Plate. Der einfallende Laserpuls wird von der Parabel reflektiert und fokussiert, trifft auf das Target und ruft dort Emission von Elektronen in verschiedene Richtungen hervor, die großflächig mit Image Plates detektiert wurden. b) Foto des Versuchsaufbaus aus demselben Winkel, hier ist die Image Plate von einem Al-Schutzblech geschützt und es ist zusätzlich noch das Elektronenspektrometer zur Messung der Elektronen in Vorwärtsrichtung sichtbar.

4.3 Übersicht über die Messungen

Für die drei relevanten Bereiche laserseitiger Halbraum, Targetinneres und Vorwärts-Halbraum wurden folgende diagnostische Methoden zum Einsatz gebracht, um die Laser-Plasma-Wechselwirkung zu untersuchen:

- **Laserseitiger Halbraum:** Großflächige Image Plates konnten den Winkelbereich vom reflektierten Laser bis zur Targetparallelen abdecken. Die Image Plates waren durch 1 mm dicke Aluminiumbleche geschützt. Aufgrund der Targetkammergeometrie und des beschränkten Volumens konnte keine genauere Energieauflösung – zum Beispiel mit Hilfe eines Elektronenspektrometers – erreicht werden.
- **Targetinneres:** Die Messungen für das Targetinnere wurden sämtlich im Rahmen der Arbeit von F. Zamponi [64] durchgeführt und ausführlich dargestellt. In das Target hineinpropagierende Elektronen erzeugen Röntgenstrahlung durch Bremsstrahlung, aber auch durch Ionisation der K-Schale der Titanatome. Da die Propagation der Elektronen extrem hohe quasistatische Magnetfelder in der Größenordnung von 10 kT erzeugt, ergibt sich aufgrund des Zeeman-Effekts eine Aufspaltung beziehungsweise Verbreiterung der K_α -Linien bei etwa 4,5 keV. Diese Strahlung konnte mit Hilfe eines hochentwickelten Röntgenspektrometers aufgelöst und aufgenommen werden.
- **Vorwärts-Halbraum:** Die aus dem Target in Vorwärtsrichtung emittierten Elektronen wurden auf drei verschiedene Arten vermessen.
 - Magnetisches Elektronenspektrometer: Mit einem auf Permanentmagneten basierenden Elektronenspektrometer konnte das Energiespektrum der vorwärtsgerichteten Elektronen mit Energien von ca. 0,5 MeV bis etwa 30 MeV in einem durch die Apertur begrenzten kleinen Raumwinkel bestimmt werden.
 - Image-Plate-Stack: Die Vorwärts-Elektronen konnten in einem großen Raumwinkel durch den Einsatz eines großflächigen Stacks mit Sandwich-Struktur (alternierend Image Plates und Aluminiumfilter) detektiert werden. Die Divergenz, das Energiespektrum, und die Anzahl an Elektronen wurden räumlich aufgelöst gemessen beziehungsweise konnten mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen aus den Messdaten rekonstruiert werden. Die so ermittelten Elektronenenergien stimmen ausgezeichnet mit den mit Hilfe des klassischen Elektronenspektrometers ermittelten überein.
 - Faraday-Cup: Die zeitliche Entwicklung des Signals der emittierten Teilchen konnte aufgenommen werden. In dem gemessenen Signal finden sich nach dem Elektronensignal auch Peaks mit entgegengesetztem Vorzeichen, die als von aus dem Target beziehungsweise der Targetrückseite stammenden Protonen und Ionen hervorgerufen gedeutet werden können.

4.4 Laserseitiger Halbraum – TSPA-Elektronen

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse betreffen Untersuchungen des laserseitigen Halbraums. Sie haben teilweise vorläufigen Charakter, da aufgrund der experimentellen Bedingungen systematische Parameteruntersuchungen bisher nicht durchgeführt werden konnten und noch ausstehen. Aufgrund ihrer potentiell sehr wichtigen Implikationen sollen sie hier dennoch kommuniziert werden.

Zunächst wird beschrieben, wie experimentell mit Hilfe von großflächigen Image Plates eine stark gerichtete Emission von Elektronen vom Target in den laserseitigen Halbraum gefunden wurde. Diese Elektronen werden in dieser Arbeit in Anlehnung an den TNSA-Mechanismus TSPA-Elektronen (Target Surface Parallel Acceleration) genannt.

4.4.1 Übersichtsmessung mit Image Plates

In Abbildung 23 a) ist angedeutet, dass bei den Experimenten im laserseitigen Halbraum auf der Image Plate zwei diskrete Abstrahlrichtungen detektiert wurden. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, handelt es sich dabei zum einen um die Richtung ca. 25° von der Targetnormalen entfernt „e^{-II}“ sowie zum anderen in der Richtung nahezu parallel zum Target „e^{-I}“. In beide Richtungen wurden in der Ebene des Laserstrahls deutliche Peaks beobachtet (siehe auch [87]). Die Signale dieser gerichteten Elektronenstrahlen sind in der Abbildung 23 a) in Form einer Projektion der Originalrohdaten auf die Image Plate sichtbar.

Die im Experiment benutzten Image Plates (Typ FUJI MS) waren von einem 1 mm dicken Blech aus Aluminium geschützt, und das Signal wurde über 15 Laserschüsse akkumuliert. Aluminium der Dicke 1 mm blockt grob geschätzt Elektronen mit Energien unterhalb von etwa 0,5 MeV ab. Dennoch ist besonders der Peak „e^{-I}“ parallel zum Target deutlich ausgeprägt, so dass hieraus klar ist, dass es sich um sehr energiereiche Elektronen handelt. Eine solche strahlartige Emission von Elektronen in diese Richtungen gerade bei einem Lasereinfallswinkel von 10° , also fast lotrecht, stellt ein interessantes neuartiges Phänomen dar.

4.4.1.1 GEANT4-Simulationen

Daher wurde unter Zuhilfenahme von Monte Carlo-Simulationen genauer abgeschätzt, welche Energien diese Elektronen haben müssen und wieviele Elektronen beteiligt gewesen sein müssen. Ein Elektronenspektrometer konnte aus Platzgründen nicht eingesetzt werden.

Abbildung 24 zeigt Ergebnisse solcher Monte Carlo-Simulationen mit Hilfe des aus der Beschleuniger- und Elementarteilchenphysik bekannten Modellierungsprogramms GEANT4 [88]. In der Simulation fiel ein Punktstrahl aus 10^5 Elektronen verschiedener Energie auf eine 1 mm dicke Aluminiumschicht ein, hinter der genau wie im Experiment eine Image Plate vom Typ MS vorhanden war (zur Zusammensetzung und zum Aufbau der verschiedenen Image Plate-Typen siehe die detaillierte Besprechung in Kapitel 4.6.4). Der in GEANT4 so genannte cut range Parameter betrug in den Simulationen sowohl für Elektronen als auch für Photonen 100 nm. Er besagt, dass die Trajektorie eines Teilchens nicht weiter verfolgt

wird, wenn die für den nächsten Zeitschritt berechnete zurückzulegende Weglänge kleiner ist als eben diese cut range. Stattdessen wird dann die komplette Energie des Teilchens an Ort und Stelle deponiert.

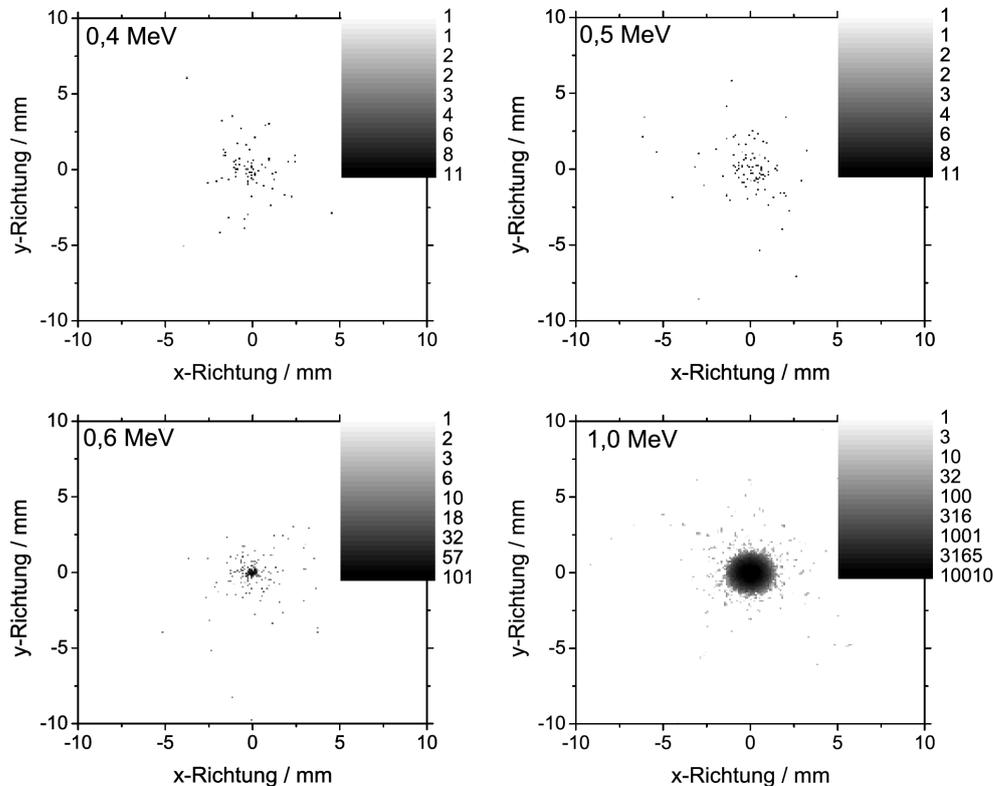


Abbildung 24: Monte Carlo-Simulationen mit GEANT4 zur Streuung von Elektronen verschiedener Energien bei Propagation durch eine Schicht aus 1 mm Aluminium. Erst bei Energien oberhalb von 0,6 MeV kann eine signifikante Anzahl der einfallenden 10^5 Elektronen die Schutzschicht passieren. Gleichzeitig führen Streuprozesse zu einer deutlichen Verbreiterung des einfallenden Punktstrahls. Das Energiespektrum der Elektronen hinter der Aluminiumplatte kann ebenfalls berechnet werden und wird detailliert später behandelt (siehe Abbildung 45).

Die Abbildung zeigt räumlich aufgelöst die Anzahl der berechneten Ereignisse in der sensitiven Schicht der IP. Man erkennt bei logarithmischer Graustufenskala deutlich, dass für ein einfallendes Ensemble von Elektronen mit Energien von 0,5 MeV die Zahl der Elektronen, die die IP schützende Aluminiumplatte durchdringen können, bereits um etwa eine Größenordnung niedriger ist als für Elektronen der Energie 0,6 MeV. Für einen einfallenden Elektronenstrahl der Energie 1 MeV steigt die Elektronenzahl auf der IP nochmals um etwa zwei Größenordnungen an. Die Energieverteilung der Elektronen hinter dem Al-Blech kann ebenfalls berechnet werden (und ist in einer späteren, detaillierten Untersuchung auch durchgeführt worden, siehe Abbildung 45), hier ist für eine grobe Abschätzung jedoch zunächst nur von Belang, dass die gemessenen Elektronen höchstwahrscheinlich recht energiereich sind, und zwar in der Größenordnung 1 MeV oder höher. Dafür spricht

auch die Tatsache, dass die Elektronensignale auf der IP, vor allem das vom (nahezu) parallel zur Oberfläche emittierten Elektronenstrahl, sehr scharf sind. Die ist umso beachtlicher, da über 15 Laserschüsse gemittelt wurde. Zusätzlich führen die Streuprozesse in der Aluminiumplatte – wie Abbildung 24 ebenfalls zeigt – zu einer zusätzlichen Verbreiterung des Elektronenstrahls. Dieser Effekt hat aber vergleichsweise geringen Einfluss auf die Spotgröße.

4.4.1.2 Divergenz und Ladung des Elektronenstrahls

Um eine Abschätzung für die Divergenz des Elektronenstrahls treffen zu können, wurde der Peak auf der Image Plate quantitativ ausgewertet. Image Plates werden mit Hilfe eines speziellen Scanners ausgelesen, wobei auch mehrfaches Auslesen notwendig sein kann, da der dynamische Bereich der Image Plates den des Scanners übersteigt (Details hierzu wiederum bei der Besprechung in Abschnitt 4.6.4). Abbildung 25 zeigt, dass der in Abbildung 23 bereits im Kontext des Versuchsaufbaus angedeutete, parallel zur Targetoberfläche propagierende Elektronenbunch „e⁻I“ insgesamt viermal ausgelesen werden musste und insofern über hohe Signalintensität verfügte. Aus dem abgebildeten Profil konnte ein horizontaler Divergenzwinkel von 209 mrad (FWHM) ermittelt werden, während die vertikale Divergenz deutlich größer ist. Es muss nochmals betont werden, dass aufgrund der Mittelung über mehrere Schüsse die tatsächliche Divergenz eines Einzelschusses entweder deutlich kleiner als 209 mrad oder aber die Direktionalität der Elektronen extrem gut ist.

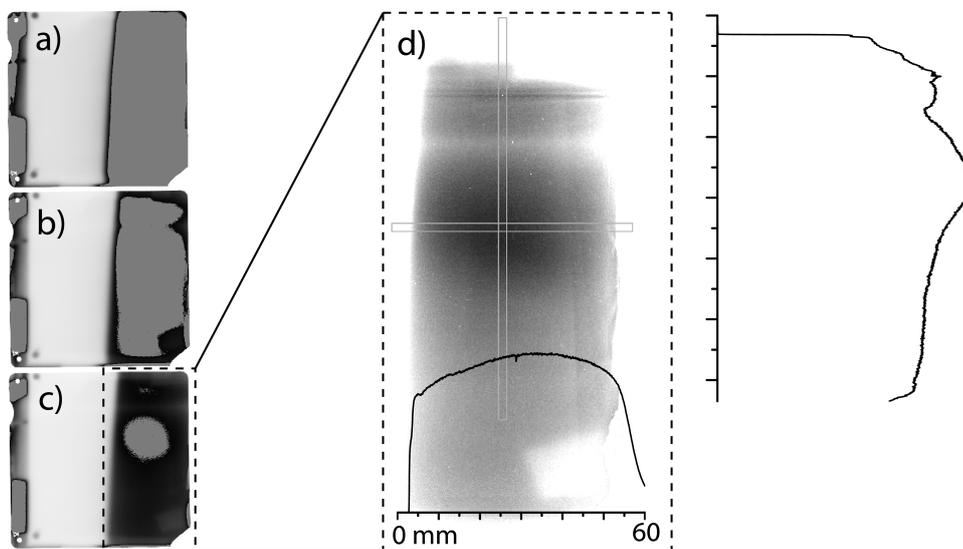


Abbildung 25: Rohdaten der wiederholten Scans der Targetparallelen-IP. In den Scans a)-c) ist eine einfarbig grau eingefärbte, kleiner werdende Region zu erkennen, die dem Scanvorgang gegenüber „überbelichtet“ ist. Mit dem vierten Scan d) kann schließlich das verbleibende Restsignal auf der IP aufgelöst und ausgewertet werden. Es ergibt sich für den Peak eine (horizontale) Halbwertsbreite von etwa 53 mm entsprechend einer Divergenz von etwa 209 mrad.

Es ist darüber hinaus auch möglich, aus den aufgenommenen Daten auf der IP

eine Elektronenzahl beziehungsweise eine Ladungsmenge abzuschätzen. Es wurde hierzu eine Standard-Kalibration verwendet [89], die dem auf der Image Plate aufgenommenen und vom Scanner gemessenen Signal eine Elektronenzahl zuordnet. Diese Sensitivitätskurve [89] ist oberhalb von etwa 1 MeV nahezu konstant und hat unterhalb dieses Werts ein Maximum bei etwa 0,1 MeV Elektronenenergie. Unter Berücksichtigung dieses Umstands, unter Annahme einer exponentiellen Energieverteilung des Elektronenstrahls, sowie der Wirkung des 1 mm dicken Aluminiumfilters wurde ein Umrechnungsfaktor für die Elektronenzahl abgeschätzt. Details über das Auswerteverfahren und über Image Plates werden in Abschnitt 4.6.4 bei der Besprechung der in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Elektronen dargestellt.

Mit einem konservativen Umrechnungsfaktor von 50 Elektronen pro PSL Signalintensität auf der Image Plate ergibt sich als untere Grenze eine in dem Peak enthaltene Ladung von etwa 270 pC, entsprechend einer mittleren Ladung von ca. 20 pC pro Laserschuss. Die Bestimmung einer oberen Grenze fällt schwer, da das Spektrum des Elektronenstrahls in diese Richtung aufgrund der experimentellen Bedingungen nicht genauer bestimmt werden konnte. In jedem Fall konnten nur Elektronen oberhalb von etwa 0,5 MeV die Image Plate erreichen, so dass im Fall eines exponentiellen Spektrums in Abhängigkeit von der Temperatur des Strahls noch eine sehr große Zahl an langsameren Elektronen dazukäme. Es sind aber gerade auch diese schwach relativistischen Elektronen, die für die oben vorangestellte Anwendung für die Fast Ignition von Belang sind, da gerade sie entsprechende Propagationslängen haben, die zum Heizen des Hot Spots benötigt werden. Daher zeigt sich hier deutlich, dass die parallel zur Oberfläche propagierenden Elektronen aufgrund ihrer hohen Ladung und kleinen Divergenz einen sehr wichtigen Beitrag zum Heizen des Hot Spots im Rahmen der FI leisten könnten.

4.4.2 Physikalische Hintergründe der Messungen

4.4.2.1 Bisheriges Erklärungsmodell

Zur Klärung der physikalischen Ursachen für die Beschleunigung targetparalleler Elektronen ist es aufgrund der enormen Bedeutung für die Fast Ignition hilfreich, die in diesem Forschungsbereich diesbezüglich gewonnenen Erkenntnisse zusammenzufassen.

Nach den ersten Demonstrationen der cone-guided Fast Ignition [76–79] konnte mit Hilfe von PIC-Simulationen [90] im Jahr 2004 gezeigt werden, dass durch den Hohlkegel nicht nur Laserlicht in die Spitze des Kegels, die deutlich kleiner als die Fokusgröße des Laserpulses ist, fokussiert wird, sondern dass darüber hinaus schon an den spitz zulaufenden Wänden des Kegels Elektronen erzeugt werden, die an der Innenseite des Kegels parallel zur Oberfläche in Richtung der Kegelspitze propagieren.

Etwa zur selben Zeit wurde – unabhängig von der Fusionsforschung und bei sub-relativistischen Intensitäten – erstmals experimentell klar die Erzeugung eines entlang der Targetoberfläche gerichteten Elektronenstrahls beobachtet [91]. In diesem Fall fiel der Laserpuls sogar (nahezu) normal auf die Targetoberfläche auf.

Beide Beobachtungen (sowohl experimentell als auch über die PIC-Simulationen) decken sich mit Experimenten zur cone-guided Fast Ignition, bei denen Hinweise auf eine erhöhte Anzahl von Elektronen an der Kegelspitze gefunden wurden [92], sowie Experimenten mit Hohlkegeln mit einer zusätzlich am spitzen Ende des Kegels aufgebrauchten Drahtspitze, die explizit auf die Erhöhung der Elektronendichte abzielten [93].

Stark erhöhte Forschungstätigkeit auf dem Gebiet führte zu einer Vielzahl weiterer Experimente, PIC-Simulationen und theoretischen Modellen [94–103]. Obwohl teilweise uneinheitliche Beobachtungen gemacht und unterschiedliche Deutungen diskutiert werden, besteht weitgehende Einigkeit darin, dass

- die an der Spitze des Kegels gemessene Elektronenausbeute mit spitzerem Einfallswinkel ansteigt [61, 94, 95, 104–106], wobei unter bestimmten Bedingungen beobachtet wurde, dass nach Erreichen eines Maximums für sehr spitze Winkel die Ausbeute wieder abfällt [105];
- für die FI die Kopplung der Laserenergie in die der den Hot Spot heizenden Elektronen mit cone-Targets deutlich besser ist als ohne;
- der Elektronenfluss an der Innenseite des Hohlkegels mit starken elektrostatischen und magnetostatischen Feldern (bis zu einige 10 % des Lasermagnetfelds) verknüpft ist;
- der stark gerichtete Fluss der Elektronen entlang der Oberfläche zu Rückströmen innerhalb des Targets führt;
- der Effekt stark vorplasma-abhängig ist.

Insgesamt steht für die Begründung der Oberflächenströme ein Resonanzprinzip im Zentrum der Überlegungen, das starke Ähnlichkeiten mit dem in [107] erstmals theoretisch beschriebenen und kurz darauf experimentell nachgewiesenen Prinzip der Direct Laser Acceleration (DLA) [108, 109] hat. Dieser Mechanismus betrifft die Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit unterkritischen Gas-Targets. Hierbei führen die relativistischen Elektronen bei ihrer Propagation im Plasmakanal in selbsterzeugten, quasistatischen E - und B -Feldern transversale Schwingungen aus. Die Oszillationen besitzen Ähnlichkeit zu denen im freien Elektronenlaser (FEL), noch genauer zum so genannten Ion Channel Laser [110] im „ion-focused regime“ [111]. Hier gibt es keinen externen Wiggler, sondern dessen Funktion wird durch die selbstgenerierten Felder übernommen. Aufgrund der Ähnlichkeit zum Betatron (siehe Abschnitt 2.2) wird die Frequenz der Schwingung in diesen Feldern Betatron-Frequenz genannt und beträgt [110]

$$\omega_\beta \approx \omega_p / \sqrt{2\gamma} \quad (74)$$

Es kann nun zu Resonanz zwischen der Oszillation der relativistischen Elektronen im Plasmakanal und dem Laserpuls kommen, und zwar, sobald die Betatron-Frequenz nahe an der von den mit $v_{ph} \approx c$ propagierenden Elektronen gespürten,

dopplerverschobenen Laserfrequenz $\omega_{L,\Delta}$ ist [107]

$$\omega_{\beta} \approx \omega_{L,\Delta} \quad (75)$$

Abbildung 26 zeigt schematisch das Funktionsprinzip der Direct Laser Acceleration. Eine Vielzahl von Elektronen wird durch die Laserpulsfront von der Achse getrieben, es bildet sich also ein radiales, nach außen weisendes E -Feld. Auf der Achse propagierende Elektronen bilden wiederum ein azimuthales Magnetfeld um die Laserachse. Die in diesen selbsterzeugten Feldern transversal schwingenden Elektronen werden nun über die Lorentzkraft nach vorne beschleunigt, so dass Energieübertrag von der transversalen Schwingung im Laserfeld in eine Vorwärtsbewegung stattfindet. Die effektive Temperatur der so beschleunigten Elektronen skaliert wie $T_{\text{eff}} \propto \sqrt{I}$, aus numerischen PIC-Simulationen [75] ergibt sich genauer

$$T_{\text{eff}} \approx \alpha \sqrt{\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2}} \quad (76)$$

mit einem $\alpha = 1,5 \text{ MeV}$.

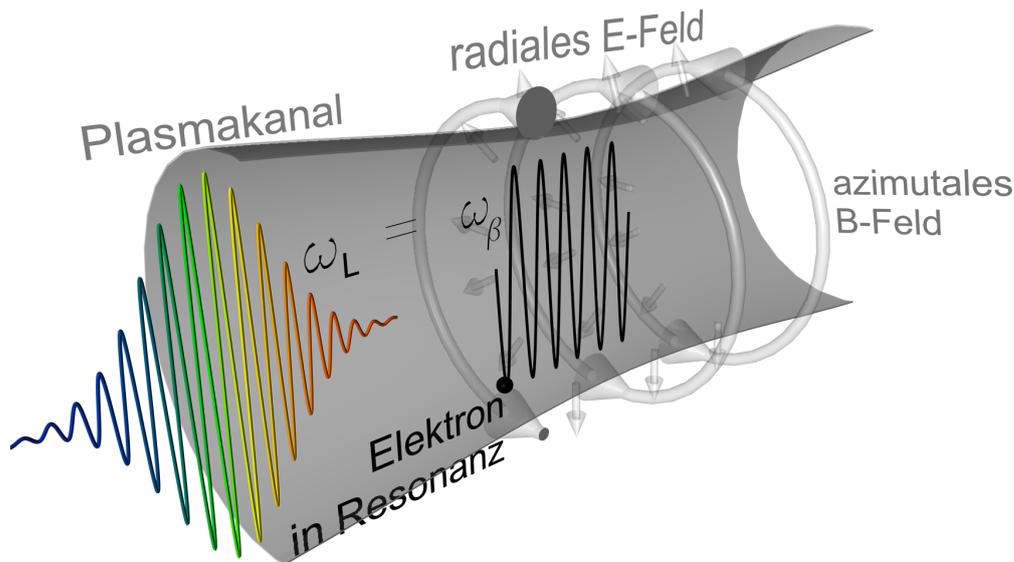


Abbildung 26: Funktionsprinzip der Direct Laser Acceleration (DLA). Das relativistische Elektron schwingt in den selbsterzeugten elektrischen und magnetischen Feldern resonant mit dem Laserpuls, es kommt zu Energieübertrag und Vorwärtsbeschleunigung von Elektronen.

Für die Beobachtung der Oberflächenströme kann eine vorläufige Erklärung in Analogie zur DLA sowie in Übereinstimmung mit den dazu bislang veröffentlichten Arbeiten gegeben werden. Am Auftreffpunkt des Lasers auf eine Festkörperoberfläche entstehen wie bei der DLA quasistatische elektrische und magnetische Felder. Daher werden im Laserfokus Elektronen sowohl ins Target hinein- als auch aus dem Target herausbeschleunigt (das entspricht der radialen Verdrängung der Elektronen von der Achse bei der DLA), was zur Bildung eines inneren und äußeren

elektrischen Potentialwalls führt. Zusätzlich wird – vor allem in der Polarisationssebene des Lasers [90] – ein intensives Magnetfeld in der Größenordnung von mehreren 10 % des Lasermagnetfeldes erzeugt. In diesen Feldern, deren Struktur denen bei der DLA sehr ähnlich ist, können nun Elektronen vom reflektierten Laserpuls im Resonanzfall Energie aufnehmen und entlang der Targetoberfläche beschleunigt werden.

Abbildung 27 verdeutlicht das Prinzip schematisch. In a) ist die Beschleunigung der oberflächenparallelen Elektronen in einer für die FI relevanten Hohlkegelgeometrie abgebildet. Es ist ein an der Innenseite der Kegeloberfläche verlaufendes azimuthales Magnetfeld eingezeichnet, dessen Orientierung mit der in [90] übereinstimmt. Im Zusammenspiel mit den radialen elektrischen Feldern kommt es nun bei Resonanz mit dem Laserfeld zur Vorwärtsbeschleunigung von Elektronen entlang der Festkörperoberfläche in Richtung der Kegelspitze. In b) ist ein zweidimensionaler Schnitt durch die Festkörperoberfläche gezeigt, aus dem zusätzlich noch die Richtung des einfallenden und reflektierten Laserpulses hervorgeht.

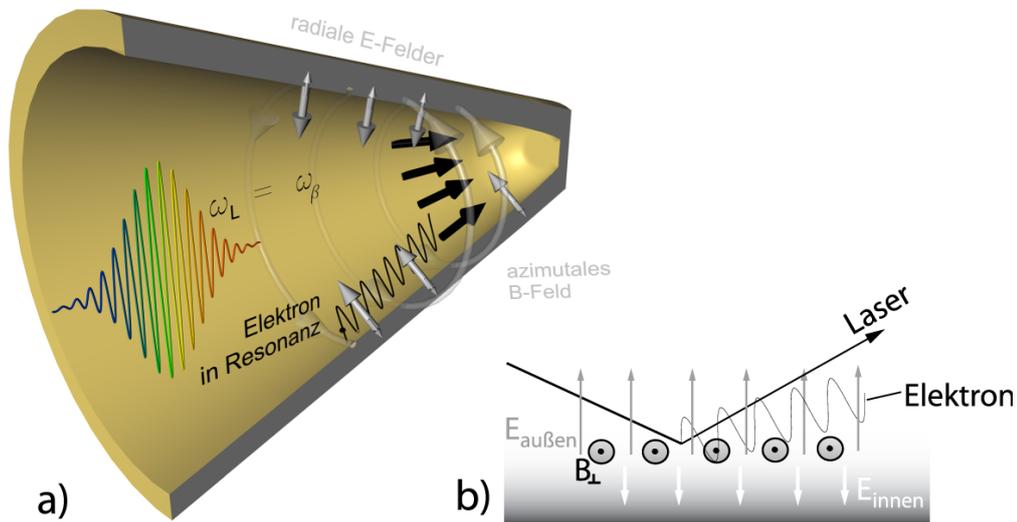


Abbildung 27: a) Erklärung der parallel zur Oberfläche beschleunigten Elektronen über ein der Direct Laser Acceleration verwandtes Prinzip am Beispiel der fusionsrelevanten Hohlkegelgeometrie. Ein relativistisches Elektron schwingt in den elektrischen und magnetischen Feldern (siehe Vergrößerung in b)) resonant mit dem dopplerverschobenen Laserpuls, es kommt dadurch zu Energieübertrag und Vorwärtsbeschleunigung von Elektronen.

4.4.2.2 Alternatives Erklärungsmodell über PIC-Simulationen

Es bleibt festzuhalten, dass aufgrund der Komplexität und der vielschichtigen aktuellen Diskussion des Phänomens die oben verwendeten Erklärungen zum Teil nur vorläufiger Natur sind. Insbesondere kann in diesem Bild nicht die diskrete Abstrahlung in Form von Strahl „e-II“ (siehe Abbildung 23) erklärt werden, der nicht parallel zur Oberfläche, sondern im Gegenteil fast parallel zum Lot emittiert wird. Außerdem nimmt wie oben geschildert die Ausbeute der Elektronen in dem

bisherigen Modell mit stumpfer werdendem Einfallswinkel stark ab. Dieser war jedoch im durchgeführten Experiment mit 10° sehr stumpf, aber trotzdem wurden mit der Abschätzung von 20 pC als unterer Grenze für die in Oberflächenrichtung beschleunigte Ladung eine sehr hohe Elektronenausbeute erreicht. Explizit wurde kürzlich von anderen Autoren in [61] in Bezug auf die erwähnte Publikation [91] (bei der trotz nahezu senkrechtem Einfallswinkel und bei nicht-relativistischer Intensität ebenfalls massive oberflächenparallele Ströme beobachtet wurden) betont, dass die hierbei zugrunde liegende Physik noch unklar ist. Auch die geringe Divergenz der emittierten Strahlen „e^{-I}“ und auch „e^{-II}“ deutet darauf hin, dass eine Erweiterung des Modells notwendig sein könnte.

Ein solcher zusätzlicher Erklärungsansatz soll hier vorgeschlagen werden. Es liegt der Gedanke zugrunde, dass nicht nur die quasistatischen E - und B -Felder, sondern auch die Interferenz von einfallendem und reflektiertem Laserpuls und die dabei entstehenden transienten Felder eine wichtige Rolle spielen könnten. Die Beschleunigung entlang der Oberfläche könnte durch das Summenfeld aus dem fokussierten einfallenden und reflektierten Laserpuls entstehen. Der so entstehende Fluss von Oberflächenelektronen würde die in Abschnitt 4.4.2.1 erwähnten quasistatischen Magnetfelder mitaufbauen.

Das Lawson-Woodward-Theorem (siehe Abschnitt 2.1.3) würde hierbei gleich in vielfacher Weise verletzt. Ausschlaggebend ist hier das Vorhandensein einer Festkörperoberfläche, an der der Puls reflektiert werden kann und so das Entstehen einer unsymmetrischen Feldverteilung ermöglicht wird. Aufgrund der kolossal hohen Laserfelder kann das wirksame elektrische Feld dabei schnell im TV/m-Bereich sein und kann um Größenordnungen höher als das Feld einer Plasmawelle (siehe Kapitel 5), das durch Wellenbrechen begrenzt ist, sein.

Der Vermutung, dass die transienten Interferenzfelder eine beobachtete massive Beschleunigung von Elektronen (nahezu) parallel zur Oberfläche hervorrufen können, wurde mit Hilfe von PIC-Simulationen (Particle-in-Cell) nachgegangen. Hierzu wurde der von H. Ruhl entwickelte und zur Verfügung gestellte PLASMA SIMULATION CODE (PSC) verwendet [112]. Abweichend vom Experiment wurden die Simulationen auch für spitzere Einfallswinkel und höhere Intensitäten durchgeführt, da beide Faktoren auch in diesem Szenario zu einem Anschwellen des Effekts führen. Zudem wurde eine kürzere Laserpulsdauer in Höhe von etwa 10 fs verwendet, und gleichzeitig auch eine sehr steile ansteigende Laserpulsflanke eingestellt, um die Auswirkungen des Interferenzfeldes besser studieren zu können. Um die Simulationsrechenzeit zu verkürzen, wurde ferner ein $5\ \mu\text{m}$ breiter Streifen aus Aluminium als Target verwendet, dessen Dichte zwar überkritisch war, so dass es zur gewünschten Reflektion des Laserpulses und zur Bildung eines Interferenzfeldes kam, der aber nur ein Wert $5 \cdot 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ zugewiesen wurde, um die Zahl der zu berechnenden Makropartikel im Festkörper zu verringern. Die Wahl des kurzen Laserpulses trägt ebenfalls mit zur Reduktion der notwendigen Rechenzeit bei. Es wurden 2D-Simulationen mit einem Gitterpunktastand von 100 nm in der betrachteten Ebene durchgeführt.

Abbildung 28 zeigt die Reflektion eines solchen Laserpulses mit einer Fokussintensität von $8 \cdot 10^{19}\ \text{W}/\text{cm}^2$ am Metall-Target unter einem Einfallswinkel von 70° in

Form von Schnappschüssen des E -Felds des Laserpulses in einem Abstand von 14,4 fs. Die Skalenlänge des Vorplasmas betrug $L = 200$ nm und entspricht damit genau dem Wert im Experiment, der in Abschnitt 4.2 beschrieben über verschiedene Verfahren abgeschätzt wurde.

Man erkennt im ersten Bild den von unten kommenden Laserpuls mit der scharfen ansteigenden Flanke, und das nachträglich mit den weißen, gestrichelten Linien eingezeichnete Target. Das elektrische Feld des Laserpulses reicht von ungefähr $E_{\min} \approx -6 \cdot 10^{13}$ V/m bis zu $E_{\max} \approx 6 \cdot 10^{13}$ V/m. Im nächsten Bild setzt die Interaktion des Pulses mit dem Target gerade ein, und ist im dritten Bild in vollem Gange. Man erkennt hier und auch im vierten Bild ganz rechts deutlich die Bildung eines Interferenzfeldes. Anschließend hat das elektrische Feld nach dieser Störung durch die Reflektion die in den nächsten vier Bildern wiedergegebene Struktur und propagiert schließlich aus der Simulationsbox heraus.

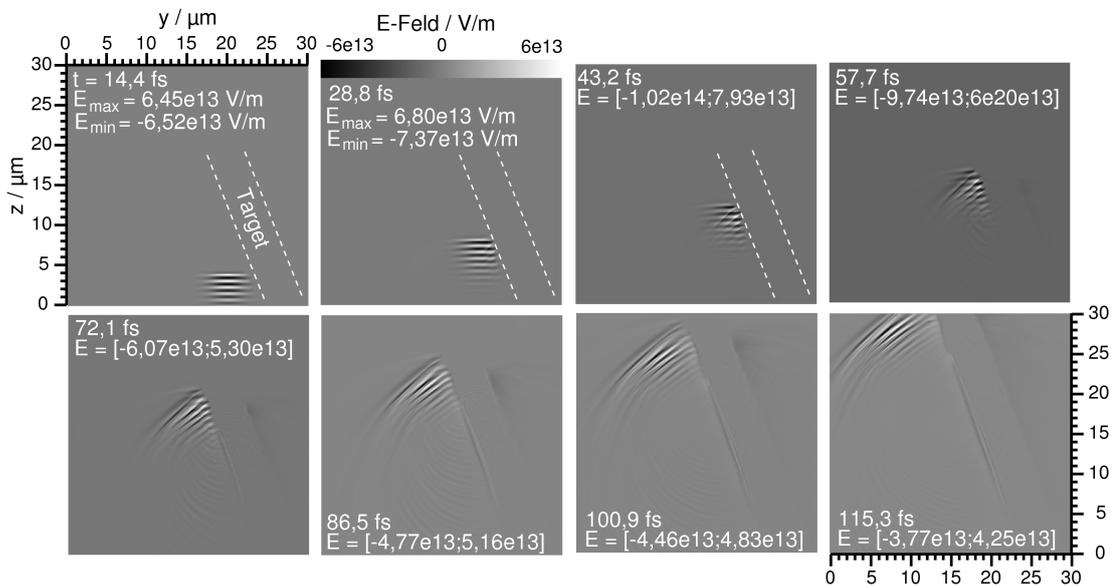


Abbildung 28: PIC-Simulation mit dem PLASMA SIMULATION CODE PSC [112]. Es sind Schnappschüsse des E -Felds des von unten kommenden Laserpulses im Abstand von 14,4 fs gezeigt. Die Reflektion an der Targetoberfläche führt zur Ausbildung eines Interferenzfeldes und zu Feldüberhöhung, besonders deutlich bei $t = 43,2$ fs in Bild 3.

Beschleunigende
 E -Felder der
 Größenordnung
 $\simeq 10$ TV/m

In Abbildung 29 a) ist eine Vergrößerung der Interaktionszone aus dem dritten Schnappschuss bei $t = 43,2$ fs gezeigt, aus der die Struktur des transienten Interferenzfeldes deutlicher hervorgeht. Bei diesem Schnappschuss ist die Feldüberhöhung, die sich aus der Superposition der einfallenden und transmittierten Felder ergibt, maximal. Dies geht aus der Abbildung b) hervor, in der die maximalen beziehungsweise minimalen E -Felder in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen sind. Die Feldüberhöhung ist immens und von der Größenordnung einiger 10 TV/m. Falls diese Felder im Einklang mit dem Lawson-Woodward-Theorem zur netto-Beschleunigung von Elektronen nutzbar sind, würde dies die beschleunigenden Felder in unterkritischen Laser-Plasmawechselwirkungen, die im linearen Fall durch Wellenbrechen begrenzt sind, um Größenordnungen überschreiten. Dies wären

dann die höchsten beschleunigenden Felder, die von Menschenhand erzeugt und zur Teilchenbeschleunigung genutzt werden könnten. Da dieses elektrische Feld mit der Wurzel aus der Laserintensität skaliert und eine in der abgebildeten Simulation verwendete Intensität in der Größenordnung von $I \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$ schon von heutigen Lasersystemen deutlich überschritten werden kann, sind die damit verbundenen E -Felder (auch unter Berücksichtigung von Vorpulsen und dadurch möglicherweise verminderter Oberflächenqualität und Reflektion) nochmals deutlich höher. Sogar ein Wert in der Größenordnung von PV/m erscheint mit heutigen oder geplanten Lasersystemen im Prinzip erreichbar.

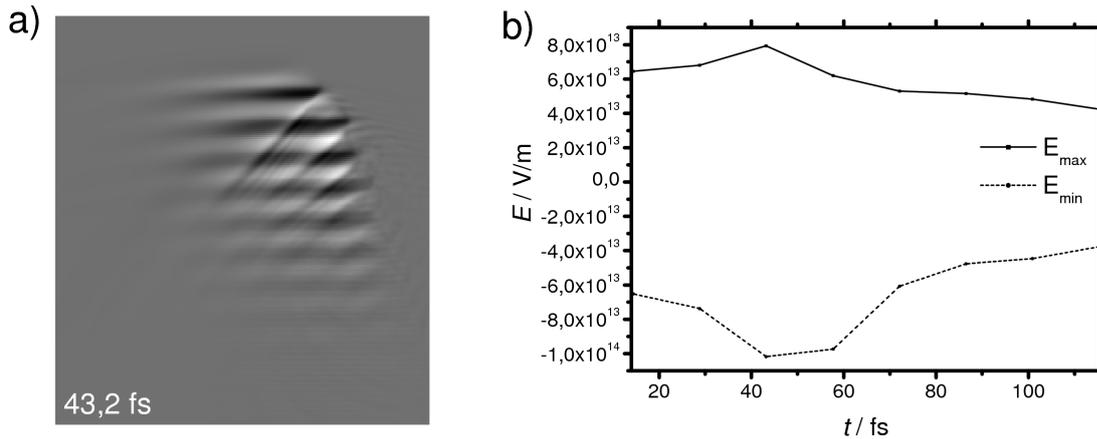


Abbildung 29: a) Vergrößerung des transienten Interferenzfeldes aus Abbildung 28, Bild 3. b) Die aus der PIC-Simulation entnommene Feldüberhöhung ist bei $t = 43,2$ fs maximal und erreicht einen Wert in der Größenordnung von 10 TV/m .

Die zu den Schnappschüssen des E -Feldes aus Abbildung 28 jeweils gehörige relative Elektronendichte ist in Abbildung 30 in den ersten 8 Bildern dargestellt. Es ist eine Erzeugung und Abstrahlung eines extrem kurzen und anfangs auch in der Breite sehr stark begrenzten Elektronenpulses in Richtung des reflektierten Feldes erkennbar. Der Bunch wird ungefähr zur Zeit $t = 28,8$ fs an der im zweiten Bild mit dem Pfeil markierten Stelle „geboren“ und propagiert danach fast parallel zum Target weiter. Hier ist der Bunch noch relativ schwer erkennbar, da gleichzeitig auch ein angrenzender, deutlich größerer Bereich mit hoher Elektronendichte existiert, der ins Target hinein getrieben wird. Im Laufe der weiteren Propagation jedoch trennt sich der Elektronenbunch in Reflektionsrichtung deutlich von der Elektronenüberhöhung im Targetinneren und verbreitert sich dabei deutlich, zum Beispiel weil das weiterlaufende Interferenzfeld weitere Elektronen vom Target ablöst und beschleunigt. Die Ausdehnung des Bunches in Richtung der Reflektion, also die Länge des Bunches, bleibt jedoch extrem klein. Durch line-outs für alle Schnappschüsse wird offenbart, dass sich die Bunch-Länge innerhalb der kompletten Simulationszeit von etwa 100 fs kaum ändert und immer unter 1 fs bleibt. Eine solche sub-fs-Struktur wird durch die PIC-Simulationen in [113] stark untermauert.

Die Farbskalierung in Abbildung 30 ist absichtlich nicht in allen Bildern identisch gewählt. So erkennt man bei $t = 57,7$ fs in Bild 4, dass die Elektronendichte im

*Beobachtung von
sub-fs-
Elektronenbunches
in PIC-
Simulationen
(PSC)*

(nahezu) parallel zum Target propagierenden Elektronenbunch deutlich höher als im Inneren des Targets ist.

Im letzten Bild von Abbildung 30 ist das Magnetfeld wiedergegeben, dass sich im Laufe der Interaktion senkrecht zur Bildebene an der Oberflächenkante aufbaut. Man erkennt, dass dieses Magnetfeld einige % bis einige 10 % des Lasermagnetfeldes erreicht und daher als das für das oben zusammengefasste DLA-ähnliche Erklärungsmodell notwendige quasistatische Magnetfeld identifiziert werden kann (siehe auch Abbildung 27). Allerdings baut sich dieses Magnetfeld erst nach und nach auf, so dass möglicherweise gerade im Fall von längeren Pulsen die im vorderen Interferenzfeld beschleunigten Elektronen, die mit dem Laserpuls laufen, von denen über den DLA-ähnlichen Mechanismus unter Beteiligung des quasistatischen Magnetfelds durch Resonanz mit dem hinteren Teil des Laserpulses beschleunigten Oberflächenelektronen unterschieden werden müssen.

In Abbildung 31 ist eine Überlagerung eines Ausschnitts des jeweils dritten Bildes bei $t = 43,2$ fs aus Abbildung 28 (E -Feld des Lasers) und Abbildung 30 (Elektronendichte) dargestellt. Hierbei ist die Elektronendichte rot eingefärbt, um in der Überlagerung zwischen E -Feld und Elektronendichte unterscheiden zu können. Bringt man die beiden Ausschnitte (links) in Kongruenz (rechts), so erkennt man, dass sich der Elektronenbunch (mit dem schwarzen Pfeil markiert) genau an der steilen Flanke des ansteigenden Interferenz- E -Feldes (Übergang von dunkel zu hell) befindet. Dort erfährt er die entsprechenden Beschleunigungsfelder in Höhe der in Abbildung 29 verdeutlichten Feldüberhöhung, also in der Größenordnung von etwa 10 TV/m.

Die Energie der so beschleunigten Elektronen wurde ebenfalls untersucht, und zwar durch Betrachtung des Orts-Impuls-Phasenraums. In Abbildung 32 ist zum Zeitpunkt $t = 72,1$ fs zunächst in a) nochmals die Elektronendichteverteilung gezeigt. Anschließend wurde dieses Bild um 70° gegen den Uhrzeigersinn gedreht, so dass das Target in b) nun parallel zur horizontalen Achse angeordnet ist. In dieser Geometrie und mit der in c) mit dem schwarzen Pfeil angedeuteten Orientierung der horizontalen y -Achse wurden nun in c) bis f) im oberen Bildteil jeweils der relevante Ausschnitt aus der Elektronendichte geplottet, und im unteren mit einer logarithmischen Farbkodierung diejenigen Elektronen, deren Impuls in (negative) y -Richtung, also ungefähr parallel zum Target in Richtung des reflektierten Laserpulses einen bestimmten Wert überschreitet. Dieser Wert des normierten relativistischen Impulses $p/m_e c$ in y -Richtung beträgt -5 in c) und geht bis -30 in f). Hieraus erkennt man, dass es sich bei den abgestrahlten Elektronen nicht um einen einzigen sub-fs-Bunch handelt, sondern um einen ganzen Zug von Elektronenbunches. Dies ist anschaulich damit zu erklären, dass es bei der Reflektion am Festkörper mehrere aufeinanderfolgende Phasen gibt, in denen das Interferenzfeld Elektronen effektiv beschleunigen kann, so dass die Elektronenbunches in einem Abstand in der Größenordnung der Laserwellenlänge beschleunigt werden. Der erste dieser Bunches ist jedoch mit Abstand der intensivste, da wie oben erwähnt zum einen die ansteigende Laserpulsflanke in der PIC-Simulation künstlich erhöht war, und zum anderen die Targetdichte sehr niedrig gewählt wurde, so dass die nachfolgenden Interferenzzyklen mit einer stark gestörten Festkörperoberfläche wech-

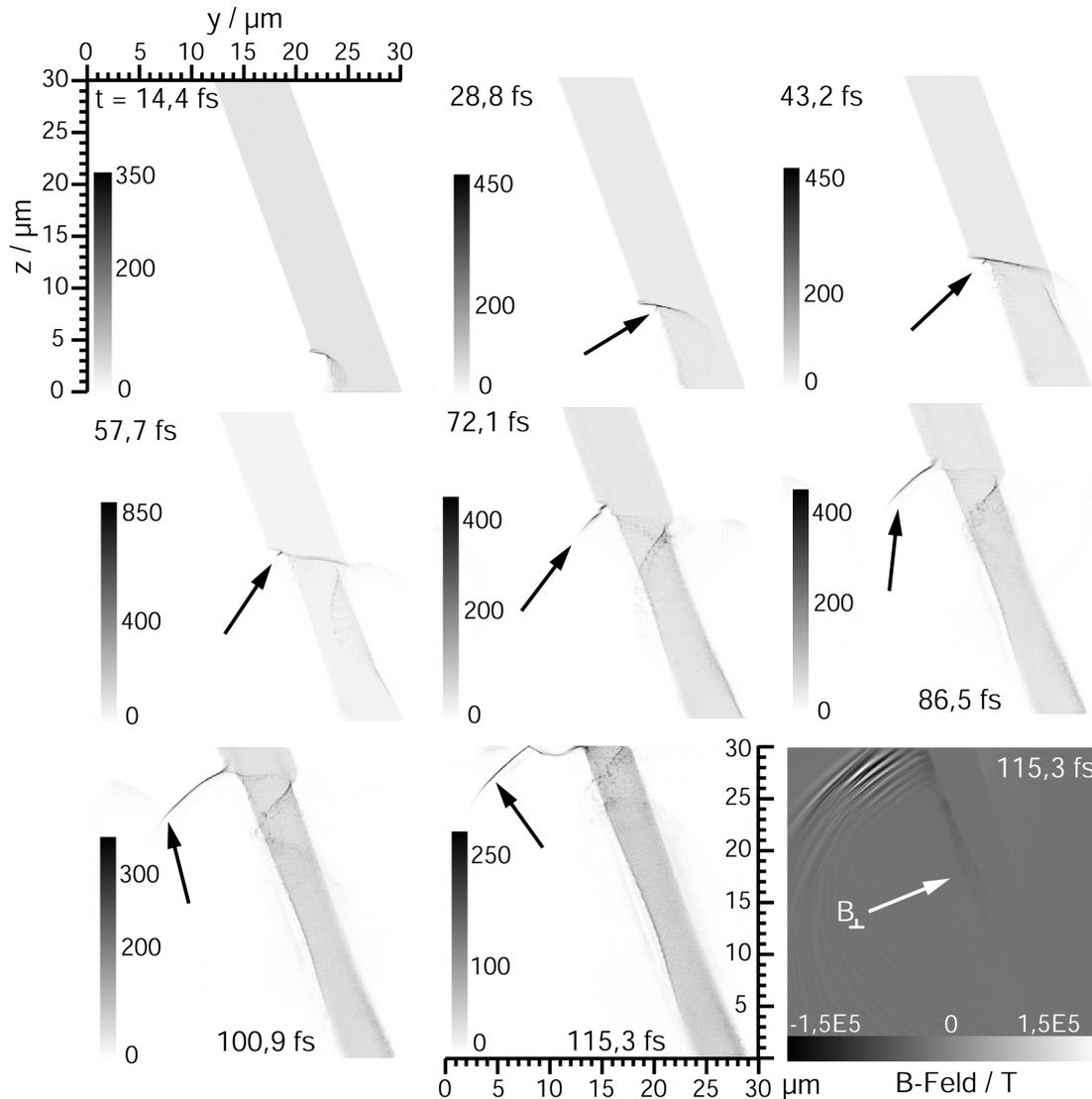


Abbildung 30: Ergebnisse der PIC-Simulation für die Elektronendichte. Die abgebildeten Schnappschüsse zeigen zu denselben Zeiten denselben Ausschnitt wie die in Abbildung 28, nur dass hier statt des E -Feldes die Elektronendichte (in willkürlichen Einheiten) abgebildet ist. Unmittelbar mit dem Aufbau eines Interferenzfeldes bei $t = 28,8$ fs (siehe dazu Abbildung 28) entsteht ein Elektronenbunch (jeweils mit Pfeilen markiert), der mit dem Interferenzfeld mitwandert und sich verbreitert, während seine Länge (Dauer) sehr kurz bleibt. Hinter dieser Interaktion baut sich an der Targetoberfläche ein starkes quasistatisches, senkrecht magnetisches Feld auf und ist für den letzten zeitlichen Schnappschuss im letzten Bild rechts unten gezeigt.

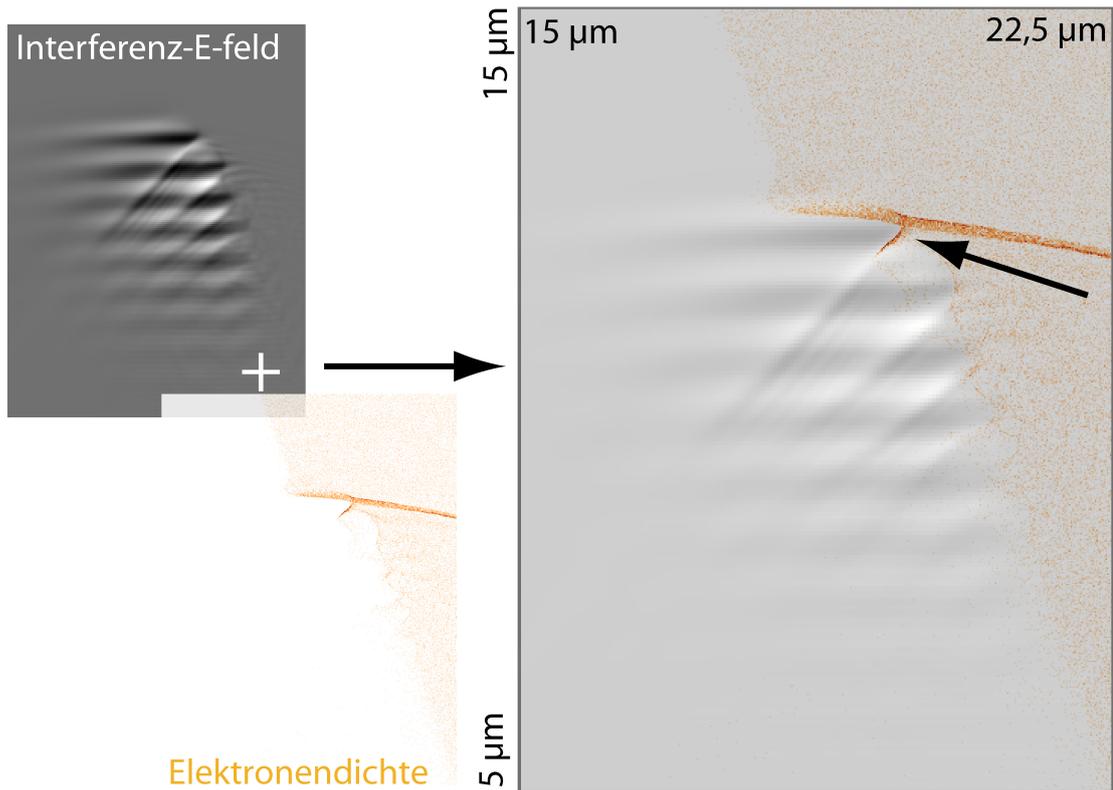


Abbildung 31: PIC-Simulation (PSC): Schnappschuss der Beschleunigung eines Elektronenbunches im Interferenzfeld eines an der Festkörperoberfläche reflektierten Laserpulses. Die Einzelbilder (links) für das E -Feld und für die Elektronendichte bei $t = 43,2$ fs sind rechts in der Abbildung kongruent übereinander gelegt worden, so dass erkennbar ist, dass sich der Elektronenbunch genau in einer Phase des E -Feldes befindet, in der das E -Feld gerade ansteigt. Der Elektronenbunch muss daher hier entsprechende beschleunigende Felder der Größenordnung 10 TV/m erfahren (siehe Abbildung 29).

selwirken.

Der Teil des Elektronenpulses, der als erstes in den Beschleunigungsprozess eintrat und daher auch am weitesten außen, also von der Oberfläche entfernt propagiert, hat den höchsten Impuls in y -Richtung (siehe e) und f)). Weitere Betrachtungen zeigen, dass die Elektronen im Laufe ihrer Wechselwirkung (innerhalb der Simulationsdauer) eine Energie $W \approx 0,511 \text{ MeV} \left((1 + (p/m_0c)^2)^{-1/2} - 1 \right)$ von bis zu etwa $W \approx 60 \text{ MeV}$ gewinnen können. Da dies auf einer Strecke d von etwa $30 \mu\text{m}$ geschieht, kann man mit $W = eEd$ abschätzen, dass das im Mittel wirksame, beschleunigende elektrische Feld E etwa 2 TV/m beträgt. Dies ergänzt sich gut mit der in den PIC-Simulationen beobachteten Feldüberhöhung (siehe Abbildung 29).

4.4.3 Zusammenfassung TSPA-Elektronen

Unter der nochmaligen Betonung der Vorläufigkeit der Ergebnisse kann zusammengefasst werden, dass die gemachten experimentellen Beobachtungen der Elektronenstrahlen „e⁻I“ (und in abgeschwächtem Maße auch „e⁻II“, siehe Abbildung 23)

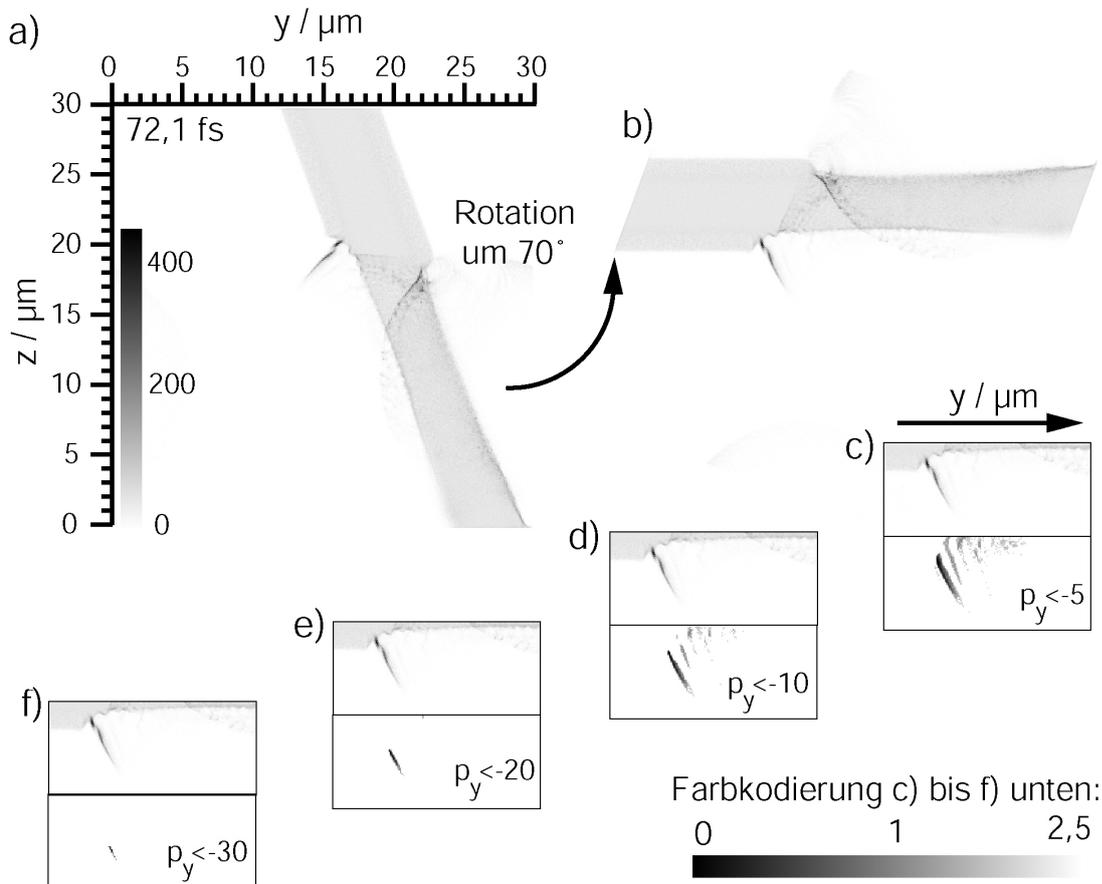


Abbildung 32: PIC-Simulation (PSC): a) Schnappschuss der Elektronendichte bei $t = 72,1$ fs, b) Elektronendichte gedreht um 70° , c) bis f) die zentrale Wechselwirkungszone mit Plots der Elektronendichte (jeweils oben) und (mit einer anderen (logarithmischen) Farbkodierung) ausschließlich diejenigen Elektronen, die einen bestimmten Impuls parallel zum Target überschreiten. Es ist erkennbar, dass es sich um einen ganzen Pulszug ultrakurzer Elektronenbunches (c) handelt, von denen der zuerst beschleunigte Teil am weitesten außen sitzt und am meisten Beschleunigungsenergie aufgenommen hat.

in den laserseitigen Halbraum im Zusammenhang mit den PIC-Simulationen und den erwähnten anderen Arbeiten auf folgendes Szenario hindeuten: Der relativistische Laserpuls trifft auf das Festkörpertarget und wird dort reflektiert. Es bildet sich ein transientes Interferenzfeld aus, das das maximale E -Feld des ungestört propagierenden Laserpulses aufgrund konstruktiver Interferenz je nach Reflektivität deutlich übersteigen kann. In diesem Interferenzfeld können Elektronen aus dem Oberflächenplasma auf relativistische Energien beschleunigt werden. Diese Elektronen können (nahezu) parallel zum Target emittiert werden. Dies ergibt sich in der Messung aus den Spots auf den Image Plates, die nur von Elektronen mit relativistischen Energien hervorgerufen werden können. Diese Vorgänge werden hier als Target Surface Parallel Acceleration (TSPA) zusammengefasst. Die über diesen Mechanismus erzeugten Elektronen propagieren in dieselbe Richtung wie die in der Fast Ignition beobachteten Elektronen, die in der aktuellen wissenschaftlichen

Diskussion zum Teil über einen der Direct Laser Acceleration (DLA) ähnlichen Mechanismus erklärt werden. Die in diesem Modell nötigen quasistatischen B - und E -Felder wurden in den durchgeführten und beschriebenen PIC-Simulationen ebenfalls gefunden und können bei den längeren Ignitor-Pulsen der Fast Ignition eine große Rolle spielen. Im Detail erkennt man aber, dass der Bildung dieser Felder die beschriebene Beschleunigung im Interferenzfeld vorausgeht. Auch ist der resonanzartige Übergang von Laserenergie auf Elektronen im Fall sehr stumpfer Einfallswinkel (wie im dargestellten Experiment mit dem JETI-Laser beobachtet) nur schwer vorstellbar, wohingegen sich im Interferenzbild auch hier prinzipiell targetparallele Beschleunigungsfelder ausbilden können.

Die Relevanz des TSPA-Mechanismus für lasergestützte Elektronenbeschleunigung ergibt sich aus

- der sub-fs-Dauer des Elektronenbunches
- der direkten Ausnutzung enorm hoher elektrischer Beschleunigungs-Interferenzfelder in der Größenordnung mehrerer TV/m (bei einer Laserintensität im Bereich von $\approx 10^{19}$ W/cm²)
- der hohen Ladung des Elektronenbunches
- der Möglichkeit des Auftretens eines ganzen Pulszuges von sub-fs-Elektronenbunches

Im Hinblick auf die in Kapitel 6 beschriebene Erzeugung von besonders hochenergetischen Elektronen in Kapillaren sei ebenfalls bemerkt, dass bei Interaktion eines Laserpulses mit den Innenwänden einer Kapillare der hier beschriebene TSPA-Mechanismus für eine Injektion von Elektronen in die Plasmawelle sorgen könnte (siehe dazu auch [106]).

4.5 Propagation innerhalb des Targets

Vor der Ausnutzung der schnellen Oberflächen-Elektronen für die Fast Ignition über Hohlkegeltargets waren die in Laserpropagationsrichtung in das Target hineinbeschleunigten Elektronen die einzige untersuchte Möglichkeit für den elektronischen Transport von Laserenergie zum Heizen des Hot Spots. In den in Jena gewählten experimentellen Bedingungen waren die entlang der Oberfläche gerichteten TSPA-Elektronen aufgrund des stumpfen Lasereinfallswinkels von 10° zum Lot strikt von den in das Target hineinbeschleunigten Elektronen getrennt. Die Propagation der Elektronen durch das Target wurde in der Dissertation von Zamponi [64] ausführlich untersucht (unter anderem mit hochentwickelter, raumaufgelöster Röntgenspektroskopie).

Die im Rahmen dieser Arbeit hinter dem Target gemessenen Elektronen (siehe Abschnitt 4.6) mussten sich zuvor durch das Target bewegen. Daher werden hier nun einige Aspekte der Propagation durch das Target behandelt.

Diese Propagation der Elektronen im Target ist je nach Energie zunächst entweder stoß- oder feldbestimmt. Für relativistische Energien von einigen MeV ist die

freie Weglänge einzelner Elektronen im Festkörper von der Größenordnung einiger $100 \mu\text{m}$ und damit gleichzeitig um Größenordnungen höher als die Targetdicke, so dass diese Elektronen weitgehend stoßfrei propagieren und ihre Trajektorien und Geschwindigkeitsänderungen dp/dt durch die beteiligten elektromagnetischen Felder determiniert werden.

Bei der Messung hinter dem Target wiesen die Elektronen Temperaturen in der Größenordnung von $1,5 \text{ MeV}$ auf und müssen sich daher zuvor in einer Art und Weise durch das Target bewegt haben, die zunächst als kollisionsfrei anzusehen ist. Es handelt sich um Energien, wie sie auch für das Heizen des Hot Spots in der FI benötigt werden. Dieser Fluss schneller Elektronen wird jedoch durch langsame Rückströme quasikompenziert, die wiederum stark stoßbestimmt sind.

Die Notwendigkeit solcher Rückströme lässt sich auf verschiedene Art und Weise begründen, zum Beispiel

- über das Alfvén-Limit.
- über eine Energiebetrachtung.
- über Selbst-Generierung elektrischer und magnetischer Felder.

Diese drei Gründe werden nun dargelegt.

4.5.0.1 Alfvén-Limit

Aus der Astrophysik ist seit langem bekannt [114], dass Jets aus Ladungsträgern in Bezug auf ihren Maximalstrom bestimmten Beschränkungen unterliegen. Das so genannte Alfvén-Limit bezeichnet im Allgemeinen den Strom, bei dessen Erreichen ein dem Strom hypothetisch neu hinzugefügtes Teilchen dazu führen würde, dass Trajektorien aufgrund des selbsterzeugten Magnetfeldes netto eine Rückwärtsdrift erfahren würden, also den Punkt, an dem ein Teilchen auf seine relative Ursprungsposition zurückgebogen würde. Der Zahlenwert für das historische Alfvén-Limit für Elektronen lautet

$$I_A \approx \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{e} \beta\gamma \approx 17\beta\gamma \text{ kA} \quad (77)$$

Wie schon von Alfvén formuliert, ist dies ein Spezialfall, der aber die Größenordnung der Strombeschränkung richtig angibt [114, 115]. In der Tat gibt es hierbei – beispielsweise in Abhängigkeit von der geometrisch-zeitlichen Struktur des Strompulses – eine hochkomplexe Vielzahl konkurrierender Effekte, deren Einfluss auch heute noch vehement diskutiert wird [115–119]. Die Diskussion gewinnt aufgrund des aufkommenden Prinzips der Fast Ignition zusätzliche Bedeutung. Die Ströme, die beispielsweise für die Fast Ignition benötigt werden, sind allerdings vielfach höher als das abgeschätzte Alfvén-Limit [115] und werden bei Laser-Plasma-Interaktionsprozessen auch tatsächlich erreicht.

Man kann die Anzahl der bei einer solchen Wechselwirkung erzeugten Elektronen in einer wie üblich Boltzmann-verteilten Population durch das Verhältnis der in Elektronen umgesetzten Laserenergie und der mittleren Energie abschätzen. Für die in Abschnitt 4.2 genau beschriebenen, am JETI-Laser verwendeten Parameter

kann nach [120] ein Bruchteil $\eta = 20\%$ von in Elektronen umgewandelter Laserenergie $E_L = 800$ mJ und eine Elektronentemperatur von etwa $k_B T = 1,5$ MeV als ein eher unterer Schätzwert angenommen werden.

Der ins Target hinein propagierende Strom beinhaltet also zunächst etwa

$$N_e \approx \frac{\eta E_L}{k_B T} = 6,7 \cdot 10^{11} \quad (78)$$

Elektronen. Diese werden in einer Zeit in der Größenordnung der Laserpulsdauer $\tau_L \approx 100$ fs erzeugt. Der daraus resultierende, mittlere Strom hat also eine Stärke von etwa 1 MA. Dieser Wert liegt um mindestens eine Größenordnung über dem Alfvén-Limit und kann nur durch dem Magnetfeld entgegenwirkende Rückströme erreicht werden.

4.5.0.2 Energiebetrachtung

Mit Hilfe des Ampère'schen Gesetzes der Magnetostatik

$$\oint \mathbf{B} ds = \mu_0 I_{ges} \quad (79)$$

erhält man nach einer Idee aus [121] unter der Annahme, dass der oben genannte Gesamtstrom von $I_{ges} = 1$ MA innerhalb eines Zylinders mit einem Durchmesser von der Größenordnung des Laserspotdurchmessers $r_{spot} \approx 5 \mu\text{m}$ propagiert, eine Abschätzung für das Magnetfeld auf der Zylinderoberfläche in Höhe von

$$B_{zyl} = \frac{\mu_0 I_{ges}}{2\pi r_{spot}} = 40 \text{ kT} \quad (80)$$

Mit der Energiedichte

$$u_B = \frac{B_{zyl}^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 I(r)^2}{8\pi^2 r^2} \quad (81)$$

und dem radialabhängigen Strom

$$I(r) = \frac{I_{ges} \pi r^2}{r_{spot}^2} \quad (82)$$

bekommt man mit einer Propagationslänge der Elektronen in ein (beliebig dickes) Target von $R_e \approx 100 \mu\text{m}$ [121] durch Integration eine magnetische Energie U_B von

$$U_B = R_e 2\pi \int_0^{r_{spot}} \frac{\mu_0 I_{ges}^2}{8\pi^2 r_{spot}^2} r dr \quad (83)$$

$$= R_e \frac{\mu_0 I_{ges}^2}{4\pi r_{spot}^2} \int_0^{r_{spot}} r dr \quad (84)$$

$$= R_e \frac{\mu_0 I_{ges}^2}{8\pi} \quad (85)$$

$$\approx 5 \text{ J} \quad (86)$$

Dies ist energetisch unmöglich, da beim JETI-Laser (hier mit dünneren Targetfolien) die investierte Laserenergie lediglich 0,8 J betrug. Dieses Paradoxon löst sich dann auf, wenn man zusätzlich Rückströme zulässt, die einen entgegengesetzten Effekt auf die Magnetfeldbildung haben und so auch seinen Energieinhalt verringern.

4.5.0.3 Selbst-Generierung elektrischer und magnetischer Felder

Die Dauer des Laserpulses und die des von ihm getriebenen Elektronenpulses ist im Festkörper aufgrund der hohen Dichte wesentlich größer als die Plasmaperiode $\tau = 2\pi/\omega_p$. Daher muss der Festkörper nahe an Ladungsneutralität bleiben, und zwar muss der Ladungsausgleich innerhalb der sehr geringen kollisionsfreien Skin-Tiefe c/ω_p stattfinden [122]. Dies konnte mit Hilfe von PIC-Simulationen bestätigt werden [123, 124]. Die Zeitskala für die Neutralisation von Ladung und Strom kann mit dem spezifischen Widerstand ρ als $\tau_n = \epsilon_0\rho$ angegeben werden [125]. Selbst für ein typisches oberes Limit für den spezifischen Widerstand in Leitern von $\rho \approx 2\mu\Omega\text{m}$ beträgt τ_n nur 17,7 as.

Die weitgehende Ladungsneutralität bedingt also die Notwendigkeit von quasi-kompensierenden, verhältnismäßig kalten Rückströmen, die aufgrund der geringen Skin-Tiefe räumlich mit dem heißen, direkt lasererzeugten Elektronenstrahl zusammenfallen müssen. Es muss also lokal annähernde Kompensation der Stromdichten

$$\mathbf{j}_{hot} + \mathbf{j}_{return} \approx \mathbf{0} \quad (87)$$

stattfinden [121, 122, 126, 127].

Der entgegengerichtete, kalte Elektronenstrom ist resistiv und erzeugt ein elektrisches Feld, das den schnellen Elektronenstrom abbremst

$$\mathbf{E} = \eta\mathbf{j}_{return} = -\eta\mathbf{j}_{hot} \quad (88)$$

Ein System aus entgegengerichteten Strömen ist allerdings instabil und kann aufgrund der Weibel-Instabilität [128] zu Aufbrechen und Filamentierung des schnellen, relativistischen Elektronenpulses führen [123, 124, 129–131], was auch experimentell bei Laser-Plasma-Wechselwirkungen beobachtet werden konnte [132].

Sowohl der heiße Strom ist über

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times \eta\mathbf{j}_{hot} \quad (89)$$

mit Magnetfeldern verbunden als auch der kalte, so dass sich also nicht nur die Ströme, sondern auch die Magnetfelder gegenseitig annähernd kompensieren.

Da aber die Stromneutralisation wie oben gesehen zwar ultraschnell, aber dennoch nicht instantan vonstatten geht, ist auch die Magnetfeldkompensation nicht perfekt. Aufgrund der gewaltigen Ströme genügt schon ein kleiner Bruchteil nicht-kompensierten Stroms, um ein enorm starkes Magnetfeld zu erzeugen. Wie mit Gleichung (80) abgeschätzt, kann das quasistatische Magnetfeld im experimentell untersuchten Fall am JETI-Laser einige 10 kT erreichen. Dies ist von derselben

Größenordnung wie die oszillierenden B -Felder fokussierter Laserpulse. Sowohl diese B -Felder als auch die durch die Vorwärts-Elektronen erzeugten quasistatischen B -Felder (und auch die in Abschnitt 4.4 in den PIC-Simulationen beobachteten quasistatischen Oberflächen- B -Felder), sind wesentlich höher als alle anderen im Labor erzeugbaren Magnetfelder. Bei einer Laserintensität von $I_L \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ wie im Experiment beispielsweise beträgt das oszillierende Magnetfeld des Pulses $B = 64 \text{ kT}$, ist also größer, aber von derselben Größenordnung wie das Magnetfeld des vom Laser erzeugten Bruttostroms von etwa 1 MA (siehe Abschnitt 4.5.0.1).

Berücksichtigt man das Szenario des Zerfalls dieses Stroms in Filamente mit der durch das Alfvén-Limit gegebenen maximalen Stromstärke, betrüge das Magnetfeld mit Gleichungen (77) und (80) bei einem Filamentradius von $5 \mu\text{m}$ zwar ‚nur‘ noch ca. 10 kT, allerdings führen die Magnetfelder wiederum zu einem Einschnüren der Filamente [123, 124, 129–131], so dass im Prinzip die Möglichkeit besteht, dass deren Radien zeitweise kleiner als der Laserfokus sind, so dass die entsprechenden maximalen Magnetfelder wiederum höher sein könnten.

4.5.1 Experimentelle Beobachtung der Magnetfelder

Die bei der Wechselwirkung von fokussierten hochintensiven Laserpulsen mit Festkörpern entstehenden und daher räumlich (einige $10 \mu\text{m}$) wie zeitlich (einige oder einige 10 ps) begrenzten Magnetfelder sind experimentell schwer zu quantifizieren. Trotzdem konnte etwa mit Hilfe des Faraday-Effekts [133] oder mit Hilfe optischer Methoden [134–138] der Nachweis solcher Magnetfelder erbracht werden.

Felder im Innern von Festkörpertargets sind besonders schwer zu beobachten. Gleichzeitig ist die Entstehung, Stärke und Struktur dieser magnetischen Felder in Festkörpern aber äußerst wichtig für den Transport und die Energiekopplung relativistischer Ströme.

Im Rahmen von [64] (Dissertation Zamponi) wurde die Stärke der Magnetfelder im Target über den Zeeman-Effekt im Röntgenbereich gemessen. Im Vergleich zur Zeeman-Aufspaltung im sichtbaren Bereich [139, 140] wird die Ausnutzung im kurzwelligen Röntgenbereich dadurch erschwert, dass der Zeeman-Effekt erst sichtbar wird, wenn er zu einer Aufspaltung in der Größenordnung der Linienbreite der Röntgenspektrallinie führt. Das heißt einerseits, dass extrem hohe Felder im kT-Bereich notwendig sind, und andererseits, dass Spektrallinien mit möglichst geringen Linienbreiten vermessen werden müssen. Mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ hat die Energieaufspaltung aufgrund des Zeeman-Effekts selbst für ein Magnetfeld B von 10 kT nur eine Größenordnung von

$$\Delta E \approx \mu_B B \approx 0,6 \text{ eV} \quad (90)$$

so dass darüber hinaus die Energieauflösung der verwendeten Messverfahren extrem gut sein muss. Dies wurde durch ein spezielles, hochentwickeltes Röntgenspektrometer mit einer spektralen Auflösung von $E/\Delta E \approx 15000$ ($\Delta E \approx 0,3 \text{ eV}$) und einer eindimensionalen räumlichen Auflösung von bis zu $4 \mu\text{m}$ auf Basis eines toroidal gebogenen GaAs(100)-Kristalls realisiert [64, 85, 86]. Als metallisches Folientarget wurde Titan verwendet, da es als nieder-Z, 3d-Übergangselement

K_α -Spektrallinien im Röntgenbereich bei etwa 4510,8 eV mit geringer Linienbreite emittiert. Zur Detektion kamen Agfa Structurix Röntgenfilme mit hoher räumlicher Auflösung zum Einsatz.

Die zeitliche Entwicklung der durch die Ströme im Target gebildeten Magnetfelder wurde auf der Grundlage von [137, 138] abgeschätzt. Dort wurde experimentell gezeigt, dass das B -Feld in Metallen (wie Al) mehrere ps lang existiert, während es in Isolatoren (wie Glas) nur einige 100 fs lang lebt.

Unter diesen Voraussetzungen konnte durch Zamponi eine dem Zeeman-Effekt zuzuordnende Linienverbreiterung sowohl der K_{α_1} als auch der K_{α_2} -Linie gemessen werden. Eine aufwendige, simulationsgestützte Auswertung ermöglichte den Rückschluss auf ein zeitabhängiges Magnetfeld in Höhe von $B_{\max} \approx 18 \pm 5$ kT, das für die beobachtete Linienverbreiterung verantwortlich ist [86].

4.6 Vorwärts-Elektronen

Nach der Erzeugung von unter der Einwirkung der $v \times B$ -Kraft in Vorwärtsrichtung getriebenen Elektronen, deren komplexer, feldbestimmter Propagation innerhalb des Targets und dem Zusammenspiel mit Rückströmen kann ein Teil des Elektronenstrahls das Target an der Rückseite verlassen. Die langsameren Elektronen bauen an der Targetrückseite die elektrostatischen Felder auf, die ursächlich für sekundäre Beschleunigung von Protonen und Ionen nach dem TNSA-Prinzip (Target Normal Sheath Acceleration) sind [63]. Der schnellere Teil der Elektronenpopulation ist wie oben beschrieben grundlegend für die Fast Ignition (es existieren darüber hinaus auch Vorschläge, über TNSA produzierte Protonen zur Zündung bei der Fast Ignition zu nutzen [141]).

Die Messung der in den durchgeführten Experimenten an der Targetrückseite emittierten Elektronen erfolgte jeweils in einiger Entfernung vom Target mit Hilfe der drei Haupt-Diagnostiken Magnetspektrometer, Faraday-Cup und einer neu entwickelten Image Plate-Stack-Methode. Diese drei Diagnostiken werden in den nächsten drei Abschnitten besprochen.

4.6.1 Elektronenspektren auf Basis eines Permanentmagnetspektrometers

Um die in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Elektronen experimentell zu quantifizieren, wurden zunächst zwei auf Permanentmagneten basierende Elektronenspektrometer verschiedener Größe konstruiert. Wieder wurde der Design- und Konstruktionsprozess maßgeblich mit Hilfe des CST PARTICLE STUDIO durchgeführt. Im Experiment kam aufgrund der Targetkammergeometrie die besonders kompakte Spektrometerversion zum Einsatz. Mit Hilfe von Hartferritmagneten auf der Basis von Barium- und Strontiumferrit (BaFe, SrFe) mit einer magnetischen Remanenz von $B_r = 380 - 400$ mT (bezogen von [142]) in Verbindung mit einem U-förmigen Joch aus magnetisierbarem Stahl (Baustahl, ST-37) konnte ein weitgehend homogenes Ablenkkfeld erzeugt werden. Bei Magnetabmessungen von $60 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ und einem Abstand zwischen den Magneten von 10 mm betrug die magnetische Flussdichte etwa 0,23 T. Die berechneten B -Werte wur-

den experimentell mit Hilfe einer Hall-Sonde (Typ FM 210 [143]) stichprobenartig überprüft und zeigen gute Übereinstimmung mit den Simulationen.

Aufgrund dieses Feldes zwischen den beiden Magneten werden auf der Laserachse einfallende Elektronen aufgrund der Lorentzkraft nach oben hin abgelenkt und können dann detektiert werden.

Die Detektionsebene dieses Spektrometers befindet sich parallel zur einfallenden Laserachse und wird von den oberen Endflächen der beiden seitlichen Jochstücke und der beiden Magnete aufgespannt. Dorthin wird zur Aufnahme des Elektronensignals eine Image Plate positioniert. Diese ist in einem Schlitten gehalten, der wiederum mit Hilfe einer Welle, eines Zahnrades und einer Zahnradstange seitlich verschiebbar ist. Daher konnten im Experiment während einer Schussserie drei bis vier verschiedene Streifen auf der Image Plate belichtet werden (siehe Abbildung 34 b)).

Das Elektronenspektrometer war frontseitig durch eine Kombination aus einem nieder-Z-Material (2,5 cm Polyacetal (POM)) und hoch-Z-Material (1,5 cm Blei) geschützt. Diese Blende konnten die Elektronen durch ein rundes Loch mit einem Durchmesser von 2 mm auf der Laserachse passieren. In Richtung der übrigen Seiten war das Spektrometer zusätzlich mit einer Schicht aus ca. 2 mm dickem Bleiblech abgeschirmt, um auf der Image Plate möglichst untergrundfreie Signale zu erhalten.

Abbildung 33 a) und b) zeigen detailliert den Aufbau des Spektrometers und Ergebnisse von Simulationen der gebildeten H - und B -Felder. In c) sind berechnete Trajektorien für durch die Blende einfallende Elektronen verschiedener Energien geplottet und in d) ist die dazugehörige Kalibrationskurve für die Auftreffpunkte verschiedener Elektronenenergien in der Detektionsebene wiedergegeben.

Mit diesem Spektrometer wurden mit dem in Abbildung 23 (b)) gezeigten experimentellen Versuchsaufbau für verschiedene Foliendicken und Intensitäten jeweils mehrere Schussserien aufgenommen. Es wurde jeweils eine Image Plate mit zentralem Loch an derselben Position wie das Eintrittsloch des Spektrometers vor der Abschirmung an der Stirnseite des Spektrometers angebracht. Abbildung 34 veranschaulicht in a), dass die im Vorwärtskegel hinter dem Target emittierten Elektronen diese Stirnseite und damit auch das Eintrittsloch zentral trafen. Die an dieser Stelle eintretenden Elektronen erzeugten die in b) abgebildeten typischen Spuren auf der Detektions-IP.

Nach Auswertung der Rohsignale erhält man daraus Elektronenspektren mit exponentieller Energieverteilung wie in Abbildung 35. In dieser Serie lag die Laserintensität bei etwa $I_L \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$, wobei die Dicke des Titantargets im Fall a) $2 \mu\text{m}$ und im Fall b) $5 \mu\text{m}$ betrug. Man kann diesen Spektren aufgrund der exponentiellen Energieverteilung eine „Temperatur“ zuordnen. Diese gemittelte Temperatur beträgt im Fall a) $T_{\text{eff}} \approx 1,4 \text{ MeV}$ und im Fall b) $T_{\text{eff}} \approx 2,3 \text{ MeV}$. Der Unterschied der ermittelten Temperaturen ergab sich aus einer etwas unterschiedlichen Laserenergie (und daher auch leicht veränderten Intensitäten), siehe auch Tabelle 1.

Analog zeigt Abbildung 36 Elektronenspektren für eine Intensität von knapp $I_L \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Hier erreicht die (im vorderen, rauscharmen Teil des Spek-

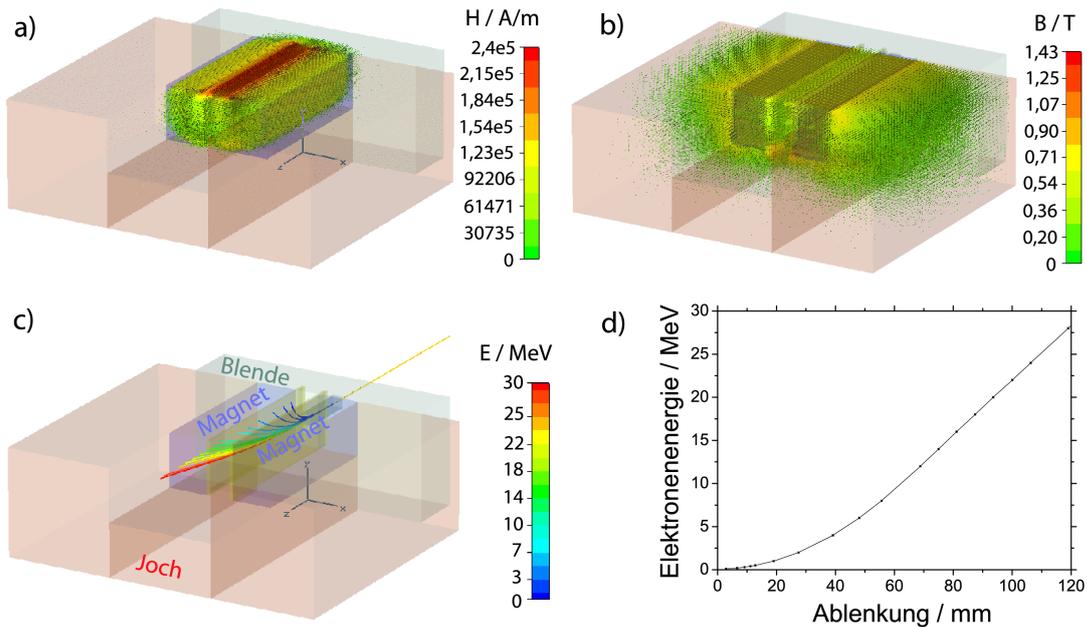


Abbildung 33: Simulationsergebnisse für das Magnetspektrometer für Elektronen bis 30 MeV. a) Von dem Magnetzwilling und dem Joch gebildete H -Feld-Struktur. b) Analog für das B -Feld. Das effektive Feld zwischen den Magneten beträgt etwa 0,23 T. c) Berechnete Trajektorien von Elektronen mit Energien von 0,5 bis 30 MeV beim Durchlaufen dieses Magnetfeldes. d) Ermittelte Energiekalibrationskurve.

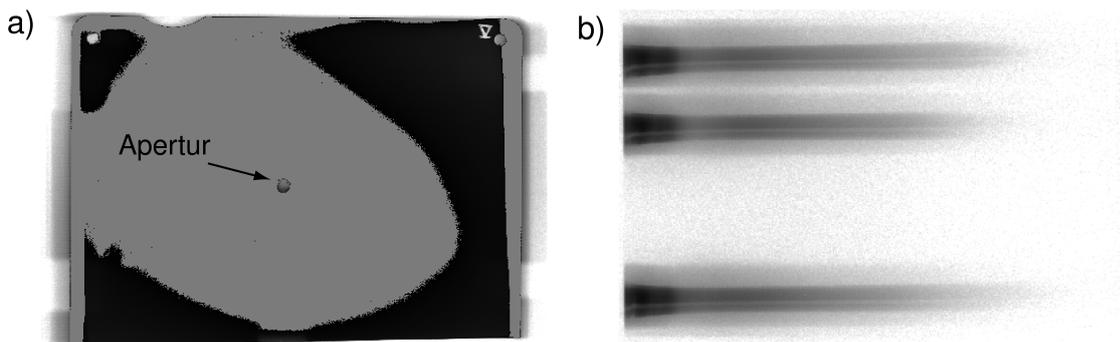


Abbildung 34: Experimentell aufgenommene Image Plate-Bilder. a) Ausgelesene IP vor der Frontabschirmung des Spektrometers mit Eintrittsloch. Die annähernd kreisförmige hellgraue Elektronensignal-Isokontur umschließt das Eintrittsloch zentral. b) Rohdaten der Elektronensignale auf der Detektions-IP hinter der Abschirmung. Die niedrigen Energien befinden sich links auf der IP, die hohen rechts.

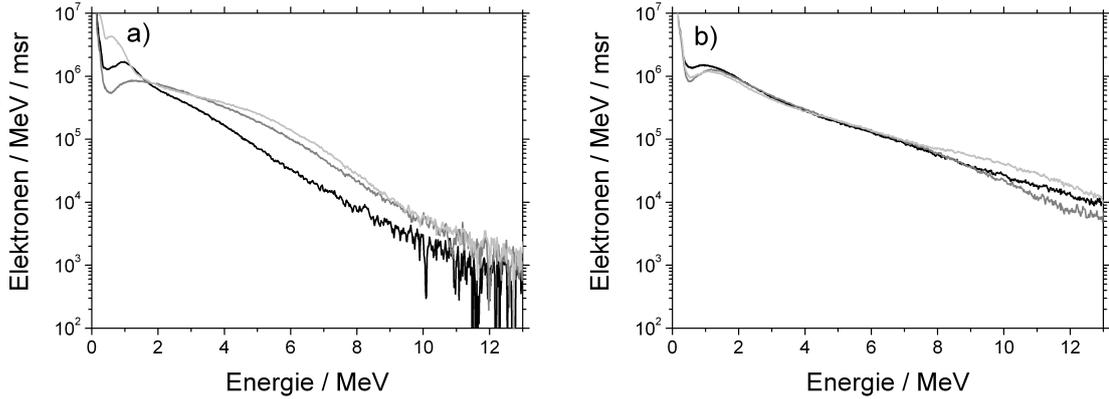


Abbildung 35: Gemessene Elektronenspektren in Vorwärtsrichtung bei a) einer Intensität etwas unterhalb von $I_L \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und einer $2 \mu\text{m}$ dicken Titanfolie als Target, b) einer Intensität etwas oberhalb von $I_L \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und einer $5 \mu\text{m}$ dicken Titanfolie.

trums bestimmte) Temperatur für a) $5 \mu\text{m}$ Ti einen Wert von $T_{\text{eff}} \approx 0,6 \text{ MeV}$ und für b) $25 \mu\text{m}$ Ti einen Wert von $T_{\text{eff}} \approx 0,5 \text{ MeV}$.

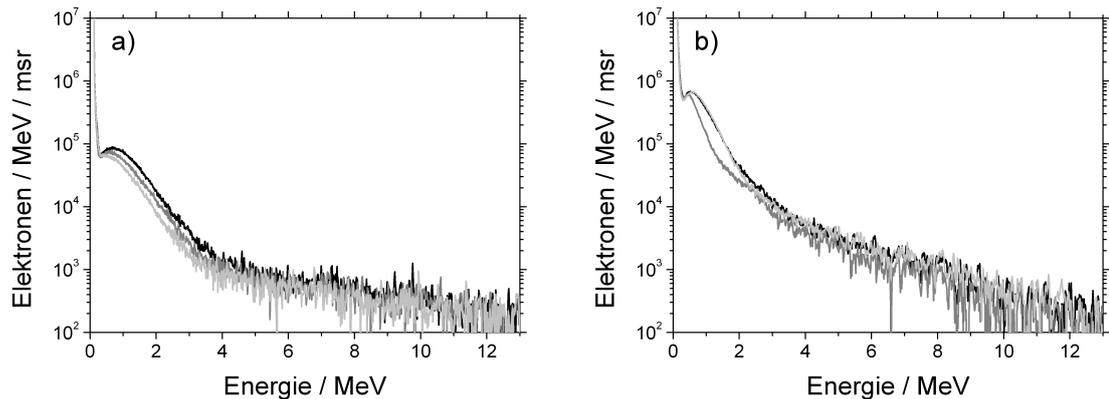


Abbildung 36: Gemessene Elektronenspektren in Vorwärtsrichtung bei einer Intensität von etwa $I_L \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und a) $5 \mu\text{m}$ Titanfolie, b) $25 \mu\text{m}$ Titanfolie als Target.

Tabelle 1 gibt einen Überblick über diese und weitere Messdaten. Für die verschiedenen Laserintensitäten und Foliendicken wurden jeweils mehrere Schüsse ausgewertet und gemittelt. Zusätzlich zum Spektrometer kam ein Dosimeter zum Einsatz, das eine Abschätzung über die emittierte hochenergetische Gesamtstrahlung ermöglicht.

4.6.2 Skalierungsgesetz für die Elektronentemperatur

Die gemessenen Temperaturen der Elektronen sind in guter Übereinstimmung mit Skalierungsgesetzen. Verschiedene solcher Skalierungsgesetze wurden schon seit der pre-CPA-Zeit mit nicht-relativistischen Intensitäten [49, 144, 145] hergeleitet und mit dem Aufkommen routinemäßig erreichbarer relativistischer Intensitäten wei-

Target	E_L / mJ	rel. Dosis	\bar{T}_{eff} / MeV	Elektronen / msr
2 μm Ti	880	0,64	1,4	3982321
5 μm Ti	1100	0,88	2,3	1803170
5 μm Ti Cu-coated	980	1	2,0	3258300
25 μm Ti	1020	0,70	1,6	788007
5 μm Ti	310	0,13	0,7	710294
25 μm Ti	300	0,06	0,49	448782

Tabelle 1: Übersicht über die Wechselwirkungsparameter bei den in Vorwärtsrichtung mit dem Magnetspektrometer gemessenen Elektronen. Es sind die Targetdicke, die Laserenergie E_L , die am Dosimeter gemessene relative Dosis, die gemittelte Elektronentemperatur sowie die Anzahl der Elektronen/msr auf dem IP-Signal angegeben.

terentwickelt [146]. Weitgehender Konsens ist die allgemeine Abhängigkeit

$$T_{\text{eff}} \propto (I\lambda^2)^\zeta \quad (91)$$

mit einem Exponenten ζ zwischen 1/2 und 1/3 [53]. In [147] (Wilks *et al.*) wurde mit Hilfe von PIC-Simulationen eine \sqrt{I} -Abhängigkeit der Temperatur gefunden und für den Intensitätsbereich zwischen $I\lambda^2 \approx 1,3 \cdot 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ und $I\lambda^2 \approx 1,4 \cdot 10^{19} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ untersucht. Sie lautet genauer

$$T_{\text{eff,Wilks}} = \left(\sqrt{1 + \frac{I[\text{W}/\text{cm}^2]\lambda[\mu\text{m}]^2}{1,37 \cdot 10^{18}}} - 1 \right) m_0 c^2 \quad (92)$$

Wendet man diese Skalierung auf die experimentellen Parameter an, so ergibt sich eine Temperatur $T_{\text{eff}} = 2,0 \text{ MeV}$.

Andere experimentelle Arbeiten mit sub-ps-Laserpulsen und Intensitäten bis hin zu $10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ [148] (Beg *et al.*) führten (bei Dominanz von Resonanzabsorption) dagegen zu dem Skalierungsgesetz

$$T_{\text{eff,Beg}} = 0,1(I_{17}\lambda^2)^{1/3} \text{ MeV} \quad (93)$$

wobei I_{17} die Intensität in Vielfachen von $10^{17} \text{ W}/\text{cm}^2$ angibt.

In Abbildung 37 sind die Temperaturen T_{eff} der experimentell ermittelten exponentiellen Elektronenenergiespektren sowie der sich aus beiden Scalings (92) und (93) ergebenden Temperaturen für die jeweiligen Intensitäten gegen die Laserintensitäten I geplottet.

Die Skalierung von Wilks *et al.* nähert die Messwerte recht gut an, wobei die Temperatur der durch Laserschüsse mit der niedrigen Intensität erzeugten Elektronen ein wenig überschätzt wird. Dagegen unterschätzt die Skalierung (93) die Temperatur für die niedrige Laserintensität etwas und für die hohen Laserintensitäten sehr deutlich. Insgesamt passt die Skalierung von Wilks *et al.* sehr gut zu

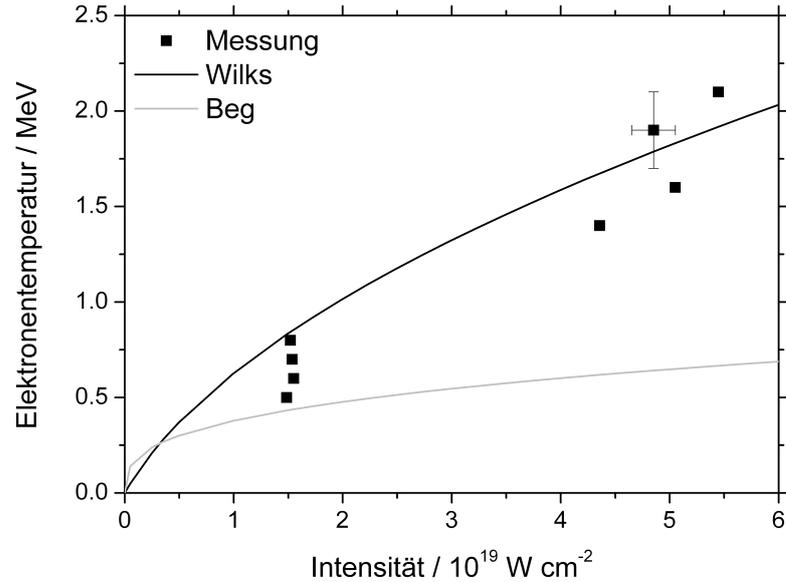


Abbildung 37: Temperaturen der gemessenen Elektronenspektren im Vergleich zu theoretischen Skalierungen in Abhängigkeit von der Intensität. Die Messwerte können durch die Skalierung von [147] (Wilks) sehr gut angenähert werden, während die Skalierung aus [148] (Beg) vor allem für hohe Intensitäten zu kurz greift.

den gemessenen Spektren. Dies steht in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Bedingungen, bei denen

- der Einfallswinkel mit 10° äußerst stumpf war, so dass die in Richtung des Dichtegradienten schwingende Laserfeldkomponente gering war
- die Skalenlänge aufgrund des guten Kontrastes mit etwa 100 – 200 nm einen sehr niedrigen Wert hatte

und daher Resonanzabsorption aus diesen Gründen eher nicht dominierte (siehe hierzu auch nochmals Abschnitt 3.2).

4.6.3 Faraday-Cup

Bei einigen Schüssen wurde das Elektronenspektrometer durch einen Faraday-Cup ersetzt, dessen Eintrittsloch (1 cm Durchmesser) auf derselben Achse wie das Eintrittsloch des Spektrometers angebracht wurde. Der Abstand des Cups zum Target betrug 12 cm, und die Laserintensität lag bei etwa $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Abbildung zeigt ein von einem Oszilloskop aufgelöstes typisches vom Faraday-Cup geliefertes Signal. In Richtung positiver Zeitachse erkennt man zunächst einen Peak nach unten, der den schnellen Elektronen zuzuschreiben ist. Es folgen die langsameren Elektronen, die jedoch zusammen mit den schnellen Protonen propagieren und am Faraday-Cup eintreffen.

Es ergibt sich an der Targetrückseite ein komplexes Zusammenspiel zwischen langsamen Elektronen, die hauptsächlich für den Aufbau der quasistatischen elek-

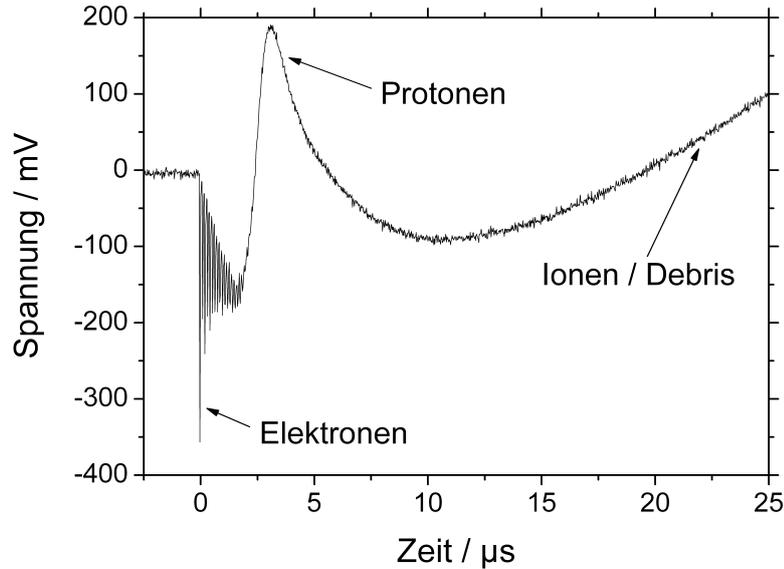


Abbildung 38: Faraday-Cup-Messungen. Typisches Signal vom Faraday-Cup für eine Laserintensität von $I_L \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

trischen Felder verantwortlich sind und den Faraday-Cup nicht erreichen, Protonen, die hierdurch beschleunigt werden sowie den überlagerten schnellen Elektronen, die den Faraday-Cup als erste erreichen. Alle Komponenten beeinflussen sich gegenseitig und sorgen so für den gemessenen zeitlichen Ladungsverlauf am Faraday-Cup. Zu späteren Zeiten überwiegen offensichtlich positive Ladungsträger in Form von TNSA-Protonen, die den positiven Peak mit dem Maximum bei etwa $3 \mu\text{s}$ bilden. Die TNSA-Protonen haben im Normalfall eine exponentielle Energieverteilung, so dass langsame, nicht- oder nur schwach relativistische Protonen das Gros der positiven Ladung bilden. Das nach dem Protonenpeak wieder ansteigende Signal kann schwereren Ionen und Plasmadebris zugeordnet werden. Ein solcher Faraday-Cup kann also in dieser Form einen guten Gesamtüberblick über den zeitlichen Ablauf und die Expansion der Teilchen hinter dem Target geben.

4.6.4 IP-Stack-Methode

Der relativ große Öffnungswinkel der bei Laser-Festkörper-Wechselwirkung in Vorwärtsrichtung emittierten Elektronen bedingt, dass sich zur Messung der Gesamtladung die entsprechende Diagnostik entweder sehr nahe an der Targetrückseite befinden muss, oder aber mit zunehmender Entfernung vom Target einen immer größeren, nutzbaren Messquerschnitt haben muss. Mit einem Faraday-Cup kann dies nur bedingt realisiert werden, da aufgrund der Bauform schnell ein voluminöses und schweres Gerät nötig ist. Dies gilt in noch stärkerem Maße für herkömmliche Magnet-Elektronenspektrometer, da deren effektiver Akzeptanzwinkel in größerem Abstand von der Quelle zu klein ist, um die im Vorwärtskegel von der Targetrückseite ausgehenden Elektronen in Gänze detektieren zu können. Integrating Current Transformers (ICTs) können mit ihrem scheibenartigen Aufbau

zwar im Prinzip eingesetzt werden, sind in axialer Richtung platzsparend und zudem nicht-intrusiv, können aber aufgrund ihrer elektronischen Empfindlichkeit in den rauen Verhältnissen der Laser-Plasma-Interaktion, bei der sehr intensive Strahlung aus einem weiten Bereich des elektromagnetischen Spektrums entsteht, problematisch sein. Darüber hinaus ist es mit ICTs nicht möglich, das Energiespektrum oder die Divergenz des Elektronenstrahls zu bestimmen.

Da aber eine Auskunft über die Ladung, Energie sowie Divergenz dieser Elektronen von entscheidender Bedeutung beispielsweise für die Propagation der Elektronen im Target, für die Fast Ignition sowie für die sekundäre Beschleunigung positiver Ladungsträger ist, wurde eine auf Image Plates basierende Sandwich-Stack-Methode entwickelt, die die gleichzeitige Bestimmung sowohl der Gesamtzahl der Elektronen, deren Energiespektrum als auch die (energieabhängige) Divergenz erlaubt [149].

4.6.4.1 Image Plates

Die Eigenschaften der zum Einsatz kommenden Image Plates werden in diesem Abschnitt ausführlich diskutiert. Image Plates sind in den letzten Jahren zu einem unverzichtbaren Detektionswerkzeug geworden, wenn es darum geht, mit Hilfe von Laserplasmen erzeugte Elektronen quantitativ zu vermessen. Sie sind aber auch zur Detektion anderer Teilchen wie Protonen/Ionen und Licht, zum Beispiel im UV-, XUV-, und Röntgenbereich verwendbar. In der Tat wurden Image Plates ursprünglich als wiederverwendbare Alternative zu Röntgenfilmen entwickelt und werden daher auch zu diesem Zweck weitverbreitet in der Medizin, Biologie und Industrie eingesetzt.

Das grundlegende Funktionsprinzip besteht darin, dass einfallende Teilchen oder Photonen in der sensitiven Schicht der Image Plate metastabile Zustände anregen, die aber sehr beständig sind und daher die aufgenommenen Signale über lange Zeit speichern können. Diese Signale können nach der Bestrahlung in einem kommerziellen Scannersystem ausgelesen und weiterverarbeitet werden. Da die metastabilen Zustände reversibel sind, können die Image Plates nach Relaxation der Anregung wiederverwendet werden.

Abbildung 39 verdeutlicht den Prozess der Belichtung, die durch kurzwelliges Licht sowie durch Teilchen wie Elektronen, Protonen und Ionen zustande kommen kann, und den nachfolgenden Ausleseprozess. Zugleich ist die Grundstruktur einer Image Plate graphisch dargestellt. Es sind mehrere verschiedene Arten von Image Plates erhältlich, die sich in ihrem physikalischen Aufbau quantitativ, nicht aber grundsätzlich unterscheiden. An ihrer Oberseite sind die meisten IPs mit einer einige μm dicken Schutzschicht aus Mylar bedeckt, es gibt aber auch eine Variante, bei der zugunsten der Empfindlichkeit auf die Schutzschicht verzichtet wurde. Direkt darunter befindet sich eine $50 - 120 \mu\text{m}$ starke sensitive Schicht, in der die Signalspeicherung stattfindet. Es folgt eine dünne Zwischenschicht, eine Grundschicht, und eine rückseitige, schwach magnetische Schicht, die der Image Plate während des Einzugs in den Scanner und während des Auslesens besseren Halt verschafft.

Die Dicke und Dichte der verschiedenen Schichten variiert je nach Typ. In Ta-

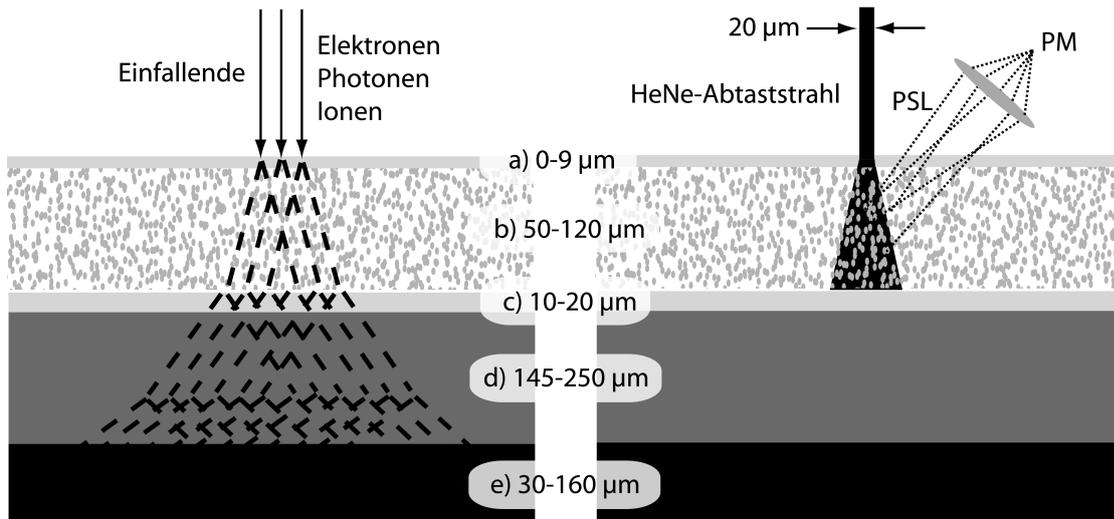


Abbildung 39: Aufbau, Belichtung und Scannen einer Image Plate. Links: Belichtung der IP, etwa durch Elektroneneinfall. Rechts: Auslesen des metastabilen Signals im Scanner, bei dem die He-Ne-Photonen Relaxation der in der sensitiven Schicht angeregten Zustände sowie photostimulierte Lumineszenz (PSL) bewirken, die mit einem Photomultiplier (PM) detektiert wird. Bei beiden Prozessen führt Streuung der Elektronen beziehungsweise der He-Ne-Photonen sowie des PSL-Signals zu einer Signalverbreiterung. Struktur einer IP von oben nach unten: a) Schutzschicht (Mylar), b) sensitive Phosphorschicht, c) Zwischenschicht, d) Grundsicht, e) rückseitige Schicht.

belle 2 sind diese Parameter für vier stark verbreitete Typen von Image Plates sowie deren Farben beziehungsweise Pigmentierungsstärke angegeben [150]. Während die ersten drei IPs eine maximale räumliche Auflösung von $50 \mu\text{m}$ zulassen, ermöglicht der Typ FDL-UR-V in Verbindung mit einem speziellen Scanner sogar eine Auflösung von $25 \mu\text{m}$.

Die für die Signalaufnahme verantwortliche Pigmentierung der sensitiven Schicht besteht aus $\text{BaF}(\text{Br}_x\text{I}_y) : \text{Eu}^{2+}$. Die Indices x und y haben typischen Werte von $x = 0,85$ und $y = 0,15$. Primäre oder sekundär erzeugte Photoelektronen ionisieren das Eu^{2+} zu Eu^{3+} , wobei das Photoelektron in das Leitungsband des Kristalls gelangt und dort in durch Halogen-Fehlstellen (F, Br, I) erzeugten F-Zentren gefangen werden kann. Diese Anregung ist sehr beständig, es kann jedoch auch zu spontaner Rekombination des Elektrons mit Eu^{3+} kommen. Dies führt zu so genanntem „fading“ des Signals und ist abhängig von der Temperatur, bei der die belichteten Image Plates aufbewahrt werden.

Auch Photonen können den metastabilen Zustand entleeren, so dass Image Plates nach der Belichtung vor Lichteinfall geschützt werden müssen. Nach der Belichtung werden die Image Plates im Scannersystem, dem IP-Reader, von einem He-Ne-Laser abgetastet, der dafür sorgt, dass der metastabile Zustand der Elektronen in den F-Zentren gezielt relaxiert wird. Bei der Rückkehr ins Leitungsband und der Rekombination mit Eu^{3+} kommt es zur Emission eines Lumineszenz-Photons bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 390 \text{ nm}$. Diese photostimulierte Lumineszenz wird gesammelt und einem Photomultiplier zugeführt, woraufhin anschließend das verstärkte

Tabelle 2: Verschiedene Arten von IPs und ihre Zusammenetzung [150]. a: Schutzschicht, b: sensitive Phosphorschicht, c: Zwischenschicht, d: Grundschrift, e: Rückschrift

IP type		a	b	c	d	e
BAS-MS (weiß)	Flächendichte/g/m ²	14,9	380,3	16,5	266,7	443,7
	Dicke /μm	9	115	12	190	160
	Dichte/g/cm ³	1,66	3,31	1,38	1,40	2,77
BAS-SR (hellblau)	area density/g/m ²	10,4	389,8	18,5	266,7	443,7
	Dicke /μm	6	120	10	190	160
	Dichte/g/cm ³	1,73	3,25	1,85	1,40	2,77
BAS-TR (mittelblau)	Flächendichte/g/cm ³	0	142,6	13,9	346,6	443,7
	Dicke /μm	0	50	10	250	160
	Dichte/g/cm ²	0	2,85	1,39	1,39	2,77
FDL-UR-V (dunkelblau, 25 μm)	Flächendichte/g/m ²	4,5	441,0	25,2	180,7	27,3
	Dicke /μm	3	110	20	145	30
	Dichte/g/cm ³	1,5	4,01	1,26	1,25	0,91

und digitalisierte Signal gespeichert wird. Zur Löschung der IPs nach einem Auslesevorgang beziehungsweise vor einer neuen Belichtung genügt es, die Bildplatten für einige Minuten sichtbarem Licht auszusetzen.

Da die An- und Abregung vollkommen reversibel ist, können IPs im Prinzip beliebig oft verwendet werden. In der Praxis müssen jedoch zu große mechanische Beanspruchungen weitgehend vermieden werden, da etwaige Kratzer oder Knicke die sensitive Schicht permanent schädigen können. Auch sind IPs trocken zu lagern und dürfen auf keinen Fall in Kontakt mit Flüssigkeiten kommen, da sie hygroskopisch sind und Wasser eine dauerhafte chemische Schädigung zur Folge hat, die sich in einem Vergilben der IP äußert. Dies gilt insbesondere für den BAS-TR-Typ, der keine Mylar-Schutzschicht aufweist. Der dynamische Bereich, in dem sich das über eine Image Plate aufgenommene Signal linear gegenüber dem einfallenden Signal verhält, beträgt 10^5 .

Mit Hilfe eines radioaktiven α -Strahlers wurde dieses lineare Verhalten überprüft. Es wurde hierzu ^{226}Ra mit einer Aktivität von $3,2 \times 10^{10}$ Bq verwendet, das mit einer Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 1602$ Jahren unter Emission von α -Teilchen einer Energie von $E = 4,871$ MeV in ^{222}Rn zerfällt. Abbildung 40 a) zeigt, dass im Ergebnis damit die Linearität sehr gut bestätigt werden konnte. Darüber hinaus konnte kein Unterschied zwischen vielfach verwendeten und neuen IPs festgestellt werden.

In einer weiteren Messreihe wurde das fading des Signals auf der IP mit der Zeit bei ca. 22°C Raumtemperatur vermessen. Dazu wurde eine gelöschte IP mehrfach nacheinander für dieselbe Zeitdauer mit der radioaktiven Probe belichtet, aber nach verschiedenen Zeiten ausgelesen. Es ergibt sich eine mehrkomponentige exponentielle Abnahme des PSL-Signals, deren einzelne Komponenten $S(t)$ durch die vom radioaktiven Zerfall bekannten Formel

$$S(t) = \exp\left(\frac{-\ln 2}{T_{1/2}}\right) \quad (94)$$

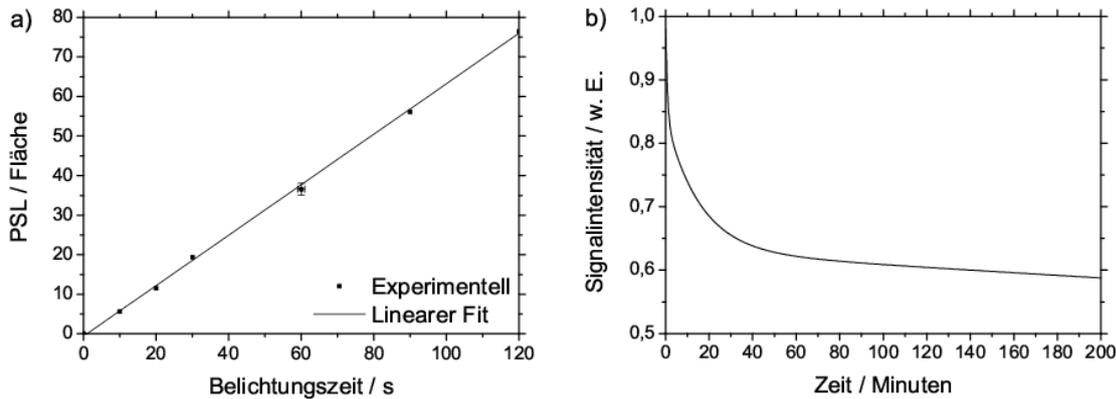


Abbildung 40: Verhalten des Signals auf der Image Plate bei Belichtung. a) Lineare Abhängigkeit des Ausgangssignals der IP vom Eingangssignal. b) Ermitteltes zeitabhängiges fading des Signals auf der IP, hier geplottet nach dem Fit (95).

mit der Halbwertszeit $T_{1/2}$ angenähert werden kann. In Übereinstimmung mit [89, 151] kann das Zeit-Fading (für den SR-Typ) durch eine dreikomponentige exponentielle Abnahme

$$PSL(t) = 0,16 \cdot \exp\left(\frac{-\ln 2}{0,56}\right) + 0,21 \cdot \exp\left(\frac{-\ln 2}{11}\right) + 0,63 \cdot \exp\left(\frac{-\ln 2}{1991}\right) \quad (95)$$

beschrieben werden. Wie aus Abbildung 40 b) hervorgeht, sinkt die Signalstärke auf der IP zunächst schnell, während etwa nach $t \approx 70$ min nur noch ein fast linearer Abfall zu beobachten ist. Bei der Auswertung experimenteller Daten muss dieser Einfluss berücksichtigt werden. Sofern es die experimentelle Situation zulässt wenn und hohe Genauigkeit bei der Auswertung einzelner IPs notwendig ist, sollte mit dem Auslesen der Daten bis in den nahezu linearen Bereich des Zeit-Fadings gewartet werden.

Der dynamische Bereich der IPs ist größer als die Intensitätsspanne, die das IP-Reader-System in einem einzelnen Scanvorgang auslesen kann. Daher kann es bei hoher Signalstärke notwendig sein, den Scanvorgang zu wiederholen, um das gemessene Signal quantitativ auslesen zu können. Die lineare Abhängigkeit konnte auch für diese Fälle mit Hilfe des Alphastrahlers bestätigt werden. Dieselbe Linearität ergibt sich mit einem kommerziellen ^{14}C -Betastrahler, der zusätzlich zur Kalibrierung der Scannersysteme verwendet wird [152]. Dieser spezielle Strahler (Test Source Array), der mit einer Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 5730$ Jahren nach



unter Aussendung von Elektronen mit Energien von etwa 0,157 MeV zerfällt, hat bei einer spezifischen Aktivität von 160 kBq/g eine Gesamtaktivität von 22,1 kBq. Für das von uns verwendete Scannermodell BAS-1800 II ergibt sich beispielsweise für den SR-Typ bei einer Belichtungszeit von exakt 40 Minuten ein zu messender Signalwert auf der IP zwischen $55,0 - 63,0$ PSL/mm².

Die Abnahme der Signalstärke auf den Image Plates ist nicht abhängig von der Anfangsintensität, sondern allein eine Funktion der Anzahl der aufeinanderfolgenden Scans. Abbildung 41 a) zeigt die Ergebnisse mehrerer Messreihen für direkt aufeinanderfolgende Auslesedurchgänge (für den TR-Typ), von denen jeder etwa 3 Minuten dauert. Über die erhaltene relative Löschrates von einem Scan zum nächsten kann man in dem Moment aus der Anzahl der Scans auf die Anfangsintensität auf der IP zurückschließen, in dem die verbleibende Intensität so weit abgesunken ist, dass sie durch den Scanvorgang aufgelöst werden kann. In Abbildung 41 b) ist die Mittelung der gemessenen Löschraten L_n sowie ein exponentieller Fit dazu geplottet. Dieser gehorcht der Gleichung

$$L_n = 5,77 + 44,21 \cdot \exp(n/4,37) \quad (97)$$

wobei n die Anzahl der Scans ist. Dieser Zusammenhang beinhaltet bereits das

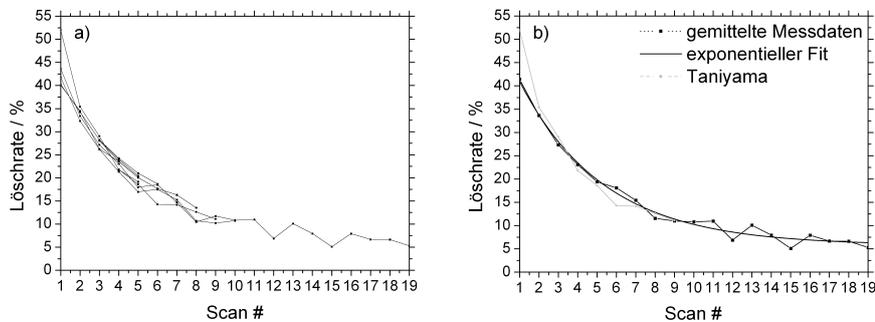


Abbildung 41: a) Relative Löschraten des Signals auf der IP mit der Anzahl der Scans. b) Gemittelte Löschraten, exponentieller Fit und Vergleich zu Daten aus [151] (nicht zeitbereinigt).

Zeit-Fading, damit man für sukzessives Scannen dieses nicht noch zusätzlich berücksichtigen muss, und so dass diese Abhängigkeit eine direkt anwendbare Praxisvorschrift darstellt.

4.6.4.2 Experimentelle Realisierung des IP-Stacks

Im Experiment wurde nun ein Sandwich-Stack aus Aluminiumfiltern und Image Plates ca. 16 cm hinter dem Target angebracht, um die in Laserrichtung auf der Targetrückseite emittierten Elektronen in ihrer Gesamtheit zu erfassen. Abbildung 42 zeigt den Aufbau der Stacks im Detail. Zunächst sorgt eine Frontplatte aus Aluminium dafür, dass Laserlicht und andere elektromagnetische Strahlung sowie der allergrößte Teil der Elektronen mit Energien unterhalb von etwa 1,5 MeV und der ebenfalls dort zu erwartenden Protonen und Ionen herausgefiltert werden. Anschließend folgt die erste IP (es wurden sowohl IPs des TR-Typs als auch des MS-Typs verwendet) und dann weitere 1 mm dicke Al-Filter und IPs im Wechsel, bevor der Stack nach hinten mit einer weiteren Platte aus Aluminium abgeschlossen wird.

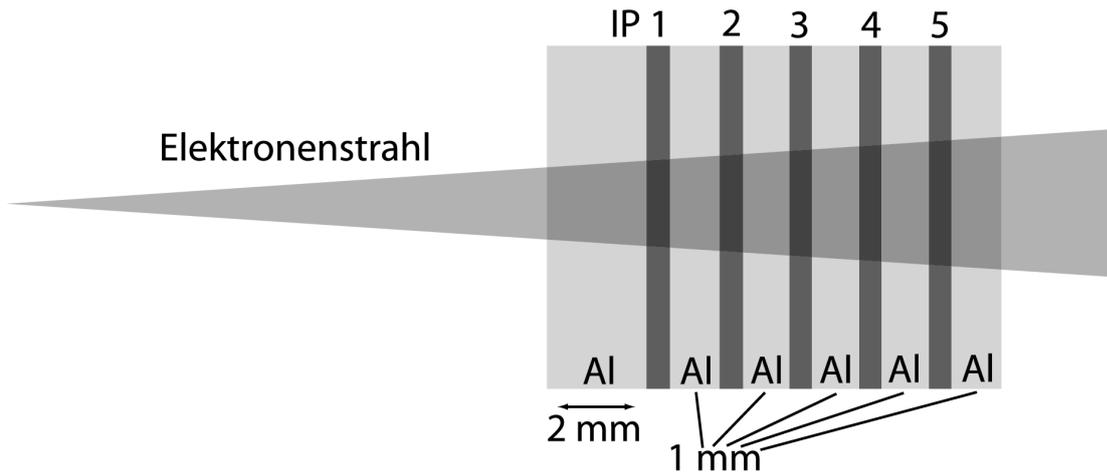


Abbildung 42: Experimenteller Aufbau für die IP-Stack-Messungen. Hinter einer Frontplatte aus 2 mm starkem Aluminium folgen alternierend IPs und weitere 1 mm dicke Al-Filter.

Wie die Abbildung zeigt, waren Abstand des Stacks zum Target (16 cm) sowie seine Fläche ($12\text{ cm} \times 12\text{ cm}$) so gewählt, dass der Elektronenstrahl mit der aus der Auswertung der beim Magnetspektrometer benutzten Front-IPs (siehe Abbildung 34) grob bekannten Divergenz gerade noch auf die IP-Fläche passte. Dadurch wird ausgenutzt, dass der Elektronenstrahl relativ gut gerichtet ist, im Gegensatz dazu der Röntgenhintergrund aber isotrop ist, so dass insgesamt das Rauschen verringert wird.

Die Stacks wurden mit gelöschten Image Plates in die Experimentierkammer eingebracht und mit Einzelschüssen belichtet. Aufgrund der hohen Signalstärke waren anschließend die vorderen Image Plates bei der hohen Laserintensität so stark belichtet, dass ein einzelner Scanvorgang nicht ausreichte, um die IP komplett auszulesen. Diese mussten daher mehrfach nacheinander ausgelesen werden, wobei oben beschriebene Fading-Charakteristik mit Gleichung (97) zum Tragen kam. Dies ist in Abbildung 43 vorgeführt. In diesem Fall musste die vorderste IP insgesamt sechsmal gescannt werden, während das Signal auf der vierten IP bereits mit dem ersten Scan aufzulösen war.

Die gleichmäßig grau gefärbten, zentralen Bereiche sind die signalintensiven, für die der Scanprozess nochmals durchgeführt werden muss, und die dünnen, weißen Linien deuten an, wo die Signalstärke durch den vorangehenden Scan so gemindert wurde, dass sie nun unterhalb der Auflösungsschwelle des Scanners liegt. Unter Berücksichtigung von Gleichung (97) kann nun in Abhängigkeit von der Zahl der Scandurchgänge n sowie der Signalintensität auf der letzten IP die ursprüngliche Signalintensität rekonstruiert werden.

Um die auf den Image Plates gemessene Signalintensität in PSL mit der tatsächlichen Elektronenzahl zu korrelieren, greift man bislang auf eine Kalibration aus dem Jahr 2005 zurück [89]. Diese Kalibration wurde an einem herkömmlichen Beschleuniger durchgeführt, und zwar für die drei Energien 11,5, 30 und 100 MeV. Es wurde hierbei ausschließlich der SR-Typ verwendet. Um auch für niedrigere

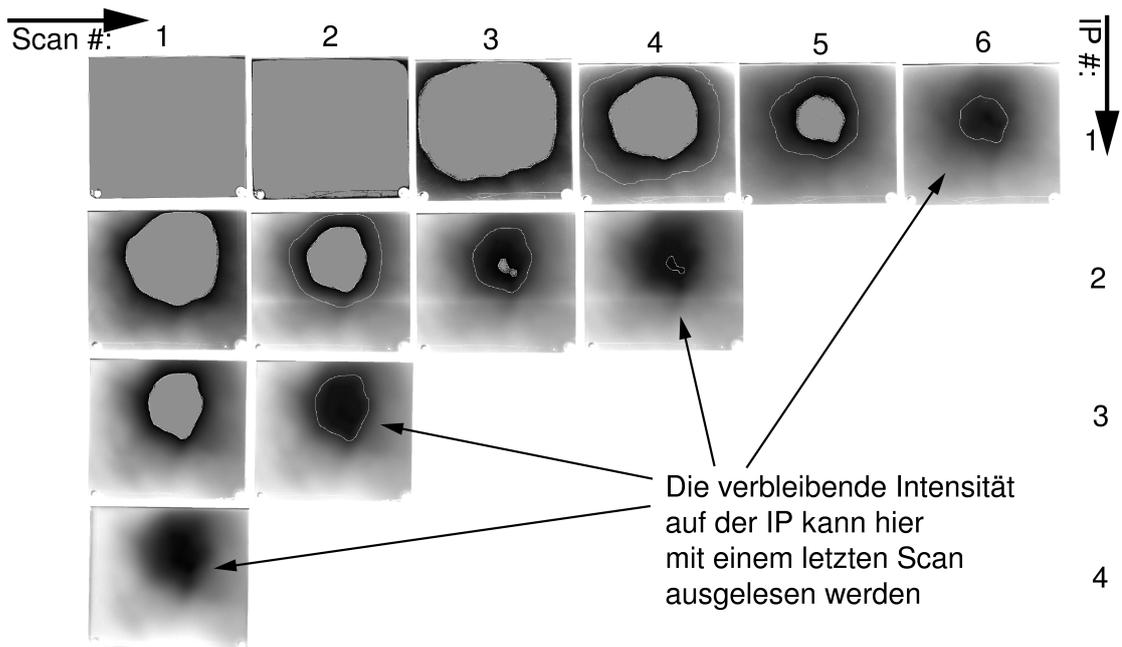


Abbildung 43: Rohdaten auf den Image Plates aus dem Stack. Von links nach rechts nimmt die Scananzahl zu, von oben nach unten sind die vier IPs je nach Position im Stack (von vorne nach hinten) angeordnet. Während für die erste, vordere IP, insgesamt sechs Scans notwendig sind, um die gesamte Signalintensität auf der IP auszulesen, ist die Intensität auf der letzten IP so gering, dass ein einzelner Scan ausreicht.

Energien Aussagen treffen zu können, wurde in [89] eine ältere, relative Sensitivitätskurve [153] in die Kalibration integriert. Diese Kurve wurde in [153] jedoch für den IP-Typ FDL-UR-V gemessen, die eine andere Zusammensetzung und Struktur als der SR-Typ aufweist. Dadurch ergibt sich eine Fehlerquelle für den Niederenergiebereich der Kalibration. Abbildung 44 a) gibt die auf diese Art und Weise zusammengesetzte Kalibrationskurve aus [89] wieder, die drei von den Beschleunigerexperimenten erhaltenen Messwerte sind hervorgehoben. Man erkennt zunächst, dass die Sensitivität der IP für Energien oberhalb von etwa 1,5 MeV recht konstant ist, und dass es zu niedrigeren Energien hin einen Sensitivitätsspeak bei etwa 100 keV gibt. Der Grund für die annähernd als konstant anzusehende Empfindlichkeit der IP für höhere Energien liegt darin, dass der Stoßquerschnitt der Elektronen mit zunehmender Energie zwar abnimmt, dass aber im Falle eines Stoßereignisses dafür mehr Energie deponiert wird, die zu verstärkter Anregung von F-Zentren führt. Diese Konstanz trägt dazu bei, dass Image Plates mittlerweile zu einem Standardwerkzeug für die Messung von Elektronenflüssen in Laser-Plasma-Experimenten geworden sind.

4.6.4.3 Monte-Carlo-Simulationen

Um die absolute Zahl der in dem gemessenen Strahl enthaltenen Elektronen zu bestimmen, muss zunächst berechnet werden, wieviele Elektronen im Stack in den Aluminiumfiltern und in den vorausgehenden IPs absorbiert werden, da diese

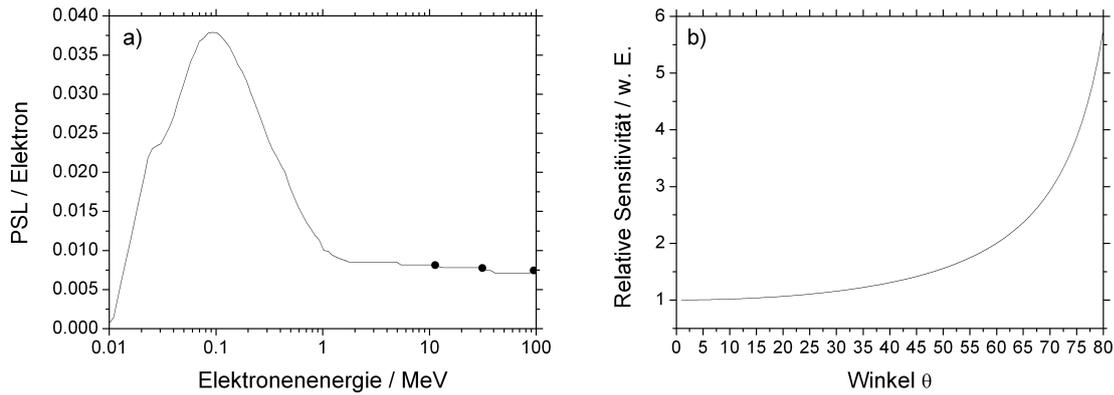


Abbildung 44: Abhängigkeit des Image Plate-Signals von der Energie und dem Einfallswinkel der Elektronen. a) Energie-Kalibrationskurve aus [89]. Die Kalibration beruht auf drei an einem herkömmlichen Beschleuniger erhaltenen Messwerten für Energien zwischen 10 und 100 MeV und früheren Ergebnissen für den darunter liegenden Energiebereich. b) Die Signalintensität steigt mit dem Einfallswinkel Θ auf die IP wie $1/\Theta$ an, da die Elektronen dann einen entsprechend längeren Weg durch die sensitive Schicht der IP zurücklegen.

nicht mehr zur gemessenen Signalintensität beitragen können. Im Gegensatz zu Protonen oder Ionen, bei denen es einen scharf definierten Bragg-Peak gibt, und die Eindringtiefe und Absorption daher einfach zu berechnen ist, ist die Streuung und Abbremsung von Elektronen ungleich schwieriger zu quantifizieren. Daher wurde die Wechselwirkung zwischen Elektronenbunch und Stack mit Hilfe von GEANT4 sowie zusätzlich mit dem ebenfalls auf GEANT basierenden Front-End MULASSIS (MULTILayered shielding simulation, [154]) sowie CASINO [155] simuliert.

Aus Berechnungen mit MULASSIS geht hervor, wie sich der Fluss der Elektronen pro Fläche (Fluenz) während der Propagation durch den Stack ändert. Abbildung 45 a) zeigt die Änderung des Spektrums beispielsweise für einen einfallenden monoenergetischen Elektronenstrahl mit einer Energie von 5 MeV. Es sind jeweils die Spektren unmittelbar vor Eintritt in die einzelnen Stack-IPs geplottet. Während die Elektronenenergie vor Eintritt in das zwei mm starke Front-Aluminium noch vollständig im Energieintervall um die 5 MeV versammelt sind, fällt die maximale Fluenz mit weiterem Vordringen in den Stack stark ab. Insbesondere ist hier interessant, wie hoch der Fluss der Elektronen im Peak der Sensitivitätskurve unterhalb von 1 MeV (siehe Abbildung 44) noch ist, da Elektronen mit dieser Energie überproportional hohe Photolumineszenz in der sensitiven Schicht der Image Plate verursachen und damit für eine Überhöhung des Messsignals sorgen. Es ist jedoch bei logarithmischer Auftragung deutlich zu erkennen, dass der Fluss selbst bei der hohen einfallenden Elektronenenergie von 5 MeV durch Streuung und Abbremsung in den Aluminiumfiltern sowie den zuvor durchlaufenen IPs so stark gemindert wird, dass der Anteil an Elektronen im relevanten Sensitivitätspeak um Größenordnungen geringer ist als die energiereicheren Elektronen und der Einfluss auf das Messsignal daher gering ist.

Ferner gibt Abbildung 45 b) Aufschluss über die Abnahme des auf den einfall-

lenden Fluss normierten Gesamtelektronenflusses pro IP. Für niedrige Energien nimmt dieser schnell ab, während er für hohe Elektronenenergien sogar leicht zunehmen kann. Diese Zunahme kann durch die Erzeugung von Sekundärelektronen erklärt werden.

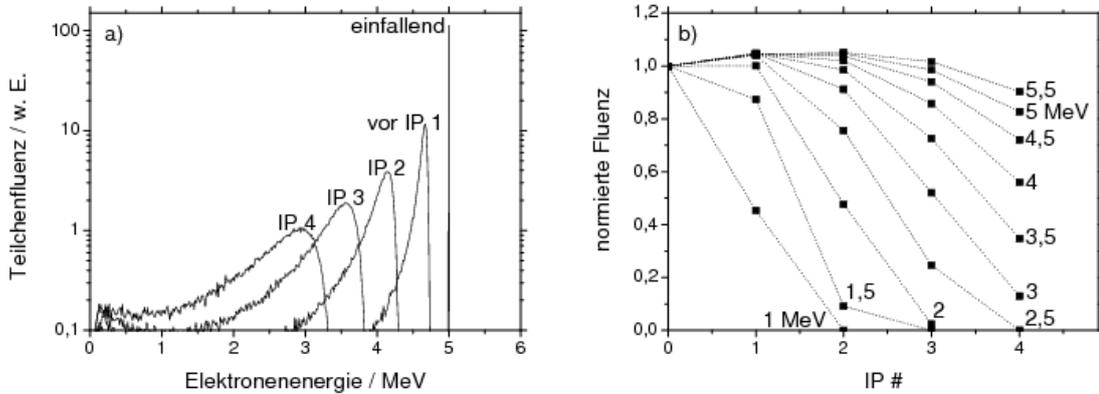


Abbildung 45: Mit MULASSIS erhaltene Simulationsergebnisse für die Änderung des Elektronenflusses beim Durchgang durch den IP-Stack. a) Änderung der Elektronenenergie und des Teilchenflusses mit zunehmender Eindringtiefe in den Stack für einen einfallenden monoenergetischen Elektronenstrahl bei 5 MeV, b) Abnahme des Gesamtflusses mit zunehmender Eindringtiefe für verschiedene Energien.

Da auch Photonen zum mit der IP gemessenen Signal beitragen können, wurde auch der durch die einfallenden Elektronen entstehende Fluss von Photonen abgeschätzt. Abbildung 46 a) stellt für einen auf den Stack einfallenden monoenergetischen Elektronenstrahl mit einer Energie von 5 MeV den Fluss der Elektronen dem erzeugten Fluss an Photonen gegenüber. Während der Elektronenfluss wie in 45 b) aufgrund relativ langsamer Sekundärelektronen mit steigender IP-Nummer nur leicht ansteigt, wächst die Zahl der vor allem durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen nahezu linear. Dennoch ist der Gesamtfluss an Elektronen weiter vorne im Stack um Größenordnungen und in Image Plate 4 immerhin noch gut um den Faktor zwei größer als der erzeugte Photonenfluss. In Abbildung 46 b) sind die Energiespektren der Photonen für die einzelnen Stack-IPs aufgetragen. Hierbei ist zu beachten, dass die Sensitivität von Image Plates gegenüber Röntgenstrahlen [156] wesentlich geringer ist als gegenüber Elektronen und daher generell meist schon deswegen vernachlässigt werden kann [157]. Es kommt noch hinzu, dass Laser-Plasma-erzeugte Elektronenstrahlen mehr oder weniger stark gerichtet sind, Bremsstrahlung aber isotrop abgegeben wird und dessen Auswirkung als homogen überlagernder Hintergrund auf das Messignal quantitativ relativ einfach bei der Auswertung berücksichtigt werden kann. Abbildung 47 a) zeigt zunächst in Ergänzung zu Abbildung 46 das berechnete Spektrum der Bremsstrahlung vor der ersten Image Plate im Stack, das durch Streuung und Abbremsung eines Elektronenstrahls mit exponentieller Energieverteilung und einer den Messungen entsprechenden Temperatur von $T_{\text{eff}} = 1,4 \text{ MeV}$ erzeugt wurde. In Abbildung 47 b) demonstriert dann für denselben Elektronenstrahl für den Vorwärts-

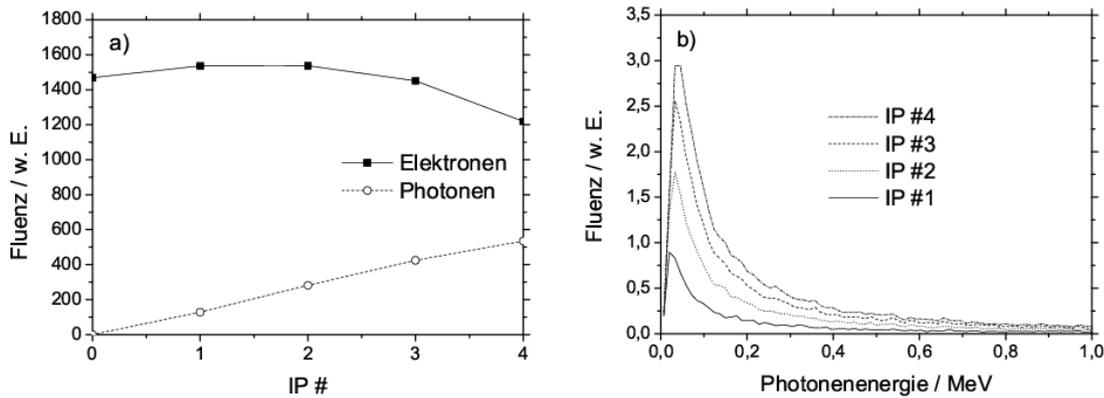


Abbildung 46: Weitere mit dem MULASSIS-Code erhaltene Simulationsergebnisse. a) Vergleich von Elektronen- und dadurch erzeugtem Photonfluss in den Stack-IPs für einen einfallenden Strahl von 5 MeV, b) Energiespektren der dabei generierten Bremsstrahlung.

Halbraum, dass die Emission von Bremsstrahlung tatsächlich weitgehend isotrop erfolgt. Ein solches Verhalten ist günstig, weil es mit dazu beiträgt, dass das sekundär erzeugte Röntgenlicht nur als homogenes Rauschen in Erscheinung tritt.

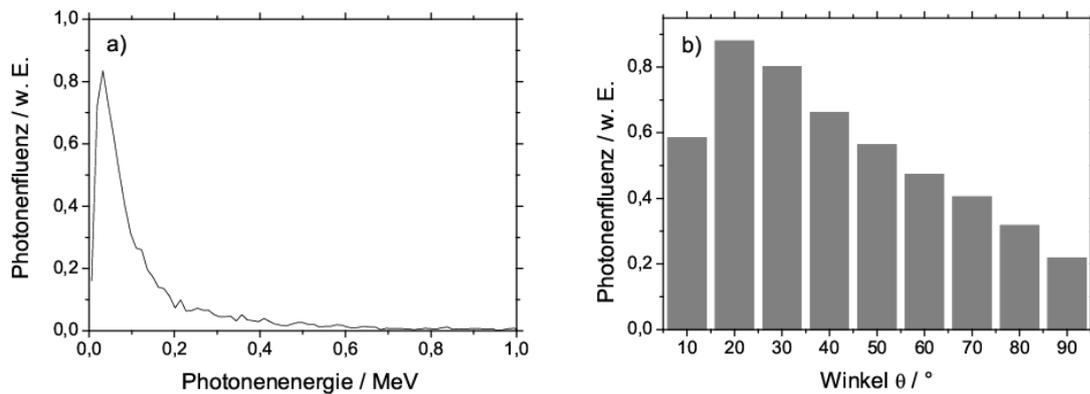


Abbildung 47: MULASSIS-Ergebnisse für die entstehende Bremsstrahlung im Stack. a) Spektrum der durch den Einfall eines exponentiellen Elektronenstrahls in der stirnseitigen Al-Blende vor der ersten IP erzeugten Bremsstrahlung, b) Winkelverteilung dieser Bremsstrahlung.

Nachdem also der Einfluss von Bremsstrahlung vernachlässigt beziehungsweise als homogener Hintergrund berücksichtigt werden kann, besteht die Notwendigkeit einer Korrelation zwischen Energiedeposition pro Elektron und PSL-Signal pro Elektron in der sensitiven Schicht einer IP. Daher wurden zunächst jeweils eine einzelne Image Plate der verschiedenen Typen (mit Zusammensetzungen wie in Tabelle 2 angegeben) mit GEANT4 modelliert und die deponierte Energie für monoenergetische Elektronenstrahlen mit Energien von 10 keV bis 1 GeV berechnet. Es wurden jeweils 10^5 Elektronen mit einem cut range-Parameter von $10 \mu\text{m}$ simuliert.

In Abbildung 48 sind die Ergebnisse dieser Monte-Carlo-Rechnungen zusammengefasst. Die in der sensitiven Schicht einer IP deponierte Energie pro Elektron ist mit den durchgezogenen Linien für die vier IP-Typen BAS-MS, BAS-SR, BAS-TR sowie FDL-UR-V geplottet, es gilt hierfür die linke y-Achse. Man erkennt deutlich den Einfluss der um mehr als die Hälfte geringeren Dicke und der geringeren Dichte der sensitiven Schicht der BAS-TR-Bildplatte. Sie bewirkt zum einen, dass die insgesamt deponierte Energie etwa um das Dreifache geringer ist als für die anderen IP-Typen, und zum anderen, dass der Absorptionspeak zu niedrigeren Energien hinrückt. Diese allgemeine Abhängigkeit konnte durch Parametervariation bestätigt werden und beruht darauf, dass mit abnehmender Dicke der Schicht immer mehr Elektronen schnell genug sind, um statistisch gesehen deutlich tiefer als nur in die sensitive Schicht einzudringen.

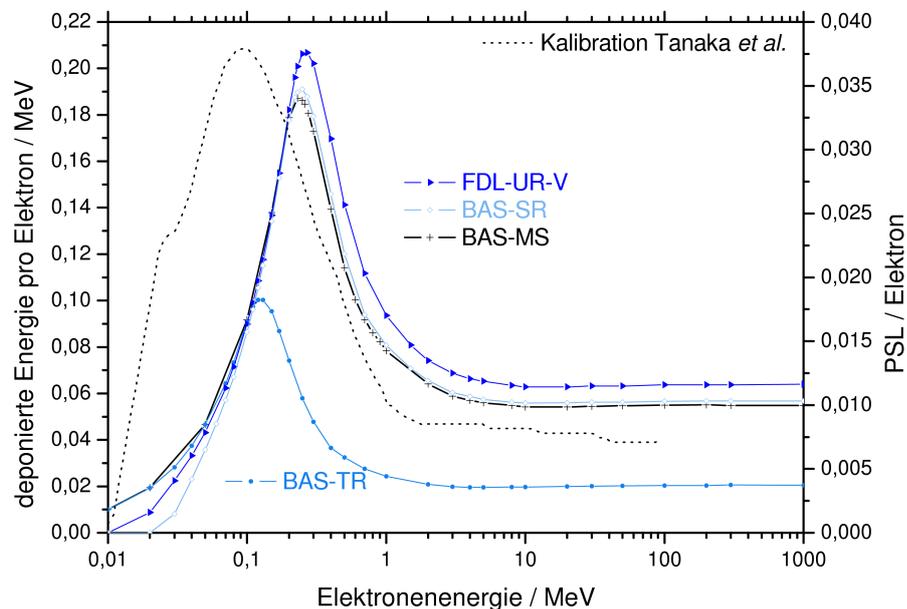


Abbildung 48: Monte Carlo-Berechnung der Elektronenenergie-deposition in sensitiven Schichten verschiedener IPs (durchgezogene Linien, linke y-Achse) und PSL-Kalibrationskurve (gepunktete Linie, rechte y-Achse).

Die Absorptionskurven der drei anderen IP-Typen unterscheiden sich nicht wesentlich voneinander, wobei beim Typ FDL-UR-V die deutlich höhere Dichte der sensitiven Schicht für eine etwas höhere Absorption als bei BAS-MS und BAS-SR verantwortlich ist. Die FDL-UR-V ist aber noch aus einem anderen Grund interessant. Vergleicht man die aus den GEANT-Rechnungen erhaltene Kurve mit der Kalibrationskurve aus [89], die als gepunkteter Plot ebenfalls in der Abbildung wiedergegeben ist, erkennt man deutlich, dass das Absorptionsmaximum stark nach rechts verschoben ist. Während die simulierte Kurve ihren Absorptionspeak bei 0,27 MeV hat, liegt das Maximum der in [153] für FDL-UR-V gemessenen (und in [89] zugrunde gelegten) Kurve schon bei etwa 0,1 MeV. Dieser Widerspruch löst sich auf, wenn der Einfluss des Auslesestrahls berücksichtigt wird. Um eine besonders hohe räumliche Auflösung zu ermöglichen, ist die FDL-UR-

V tiefblau pigmentiert. In etwas abgeschwächter Form gilt das in dieser Reihenfolge auch für die BAS-TR und die BAS-SR, was die optische Farbwirkung der Image Plates erklärt – der BAS-MS-Typ ist nicht zusätzlich pigmentiert und daher weiß. Eine solche blaue Pigmentierung sorgt für verstärkte Absorption des roten He-Ne-Abtaststrahls, so dass Signalverbreiterung aufgrund von Streueffekten (siehe Abbildung 39) abnimmt. Zusätzlich zur lateral erhöhten Auflösung hat die erhöhte Laserabsorption jedoch auch einen Einfluss auf die Eindringtiefe des Lasers. Diese verringert sich mit zunehmender Stärke der Pigmentierung, so dass die effektive Dicke der Schicht vermindert wird [156]. Dass dieser Effekt signifikante Auswirkungen haben kann und in der Praxis (vor allem für niedrige Energien) berücksichtigt werden muss, zeigt die Verschiebung des berechneten zum gemessenen Absorptionspeak in Abbildung 48.

Für die Kalibrationskurve aus [89] gilt die rechte y-Achse, die die PSL-Antwort der BAS-SR-Platte auf ein registriertes Elektron wiedergibt. Sie ist für höhere Energien näherungsweise konstant und beträgt etwa 0,075 PSL/Elektron. Bei einem linearen Verhältnis zwischen der deponierten Energie und der PSL-Intensität kann man damit jetzt für Energien in dem Bereich, in dem die PSL-Intensität weitgehend konstant ist, einen festen Umrechnungsfaktor von deponierter Energie zu PSL-Intensität angeben. Für die gemessene Kurve gilt beispielsweise für Elektronenenergien oberhalb von 1 MeV, dass eine Signalintensität von etwa 0,08 PSL auf der IP einer in der sensitiven Schicht deponierten Energie von 0,045 MeV entspricht. Aufgrund der Monte Carlo-Berechnungen und unter der Annahme eines linearen Verhaltens zwischen messbarer PSL-Intensität und deponierter Energie kann das analog nun auch für die anderen IP-Arten geschehen. Beispielsweise muss für die BAS-TR-IP mit einem Verhältnis von PSL zu deponierter Energie in MeV von etwa 1,5 umgerechnet werden. Auf diese Art und Weise lässt sich eine PSL-Kalibration für die anderen IP-Arten berechnen, die in Abbildung 48 wiedergegeben ist. Die offensichtliche Abweichung der Kalibration aus [89] und der neu erstellten Kurve im Niedrigenergiebereich ist der Verwendung der oben erwähnten FDL-UR-V-Platte in [89] geschuldet. Messungen im Niedrigenergiebereich sind daher unter diesem Vorbehalt in eine Elektronenzahl umzuwandeln. Dies gilt besonders auch für Spektren mit exponentieller Energieabnahme, da hier die Mehrzahl der Elektronen im unsicheren Bereich liegt.

4.6.5 Ergebnisse: Temperatur, Ladung, Strom, Divergenz

In diesem Abschnitt werden die mit der experimentellen Diagnostik erhaltenen Ergebnisse zusammengefasst und Werte für die Temperatur, Ladung, Strom und Divergenz der in Vorwärtsrichtung hinter dem Target detektierten Elektronen ermittelt.

4.6.5.1 Ergebnisse für Temperatur, Ladung und Strom

Mit dem in Abschnitt 4.6.4 erarbeiteten Handwerkszeug können aus den IP-Stack-Messdaten mit Hilfe einer iterativen Vorgehensweise die tatsächlichen Elektronenspektren rekonstruiert werden. Diese besteht darin, im nächsten Schritt den kom-

pletten Stack mitsamt Aluminiumfiltern zu simulieren und in GEANT mit Elektronenstrahlen mit exponentieller Energieverteilung zu beschießen. Durch Variation der Temperatur und der Elektronenanzahl, Berechnung der deponierten Energien in den einzelnen sensitiven Schichten und Vergleich mit den experimentellen Messdaten lässt sich nun schrittweise die Temperatur und Gesamtladung der vom Target emittierten Elektronen ermitteln.

In Abbildung 49 sind die Resultate der iterativen Näherung für experimentelle Daten mit einem $2 \mu\text{m}$ dicken Ti-Target und einer Laserintensität von $I = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ dargestellt. Nach ersten Iterationsschritten (a)) kann nach weiterer Verfeinerung der Simulationsparameter in b) ein guter Fit zu den experimentellen Messdaten realisiert werden. Daraus ergibt sich, dass der vom Laser in Vorwärtsrichtung getriebene Elektronenstrahl etwa $N_0 = 1,25 \cdot 10^{11}$ Elektronen beziehungsweise eine Ladung von etwa 20 nC bei einer Temperatur von etwa $T = 1,5 \text{ MeV}$ hat. In Abbildung 49 b) sind neben diesem Fit und den experimentellen Messdaten zwei weitere Simulationsergebnisse geplottet, die die Sensitivität der Auswertemethode demonstrieren. Bei dem einen Plot wurde bei der gleichen Temperatur $T = 1,5 \text{ MeV}$ die Elektronenzahl leicht auf $N_0 = 0,9 \cdot 10^{11}$ verringert, im anderen bei gleicher Elektronenzahl $N_0 = 1,25 \cdot 10^{11}$ die Temperatur leicht auf $T = 1,2 \text{ MeV}$ gesenkt. Diese Fits haben eine relativ große Abweichung zu den experimentellen Messdaten, was bedeutet, dass die Eigenschaften des realen Elektronenstrahls mit Hilfe der Stackmethode tatsächlich sehr genau rekonstruiert werden können.

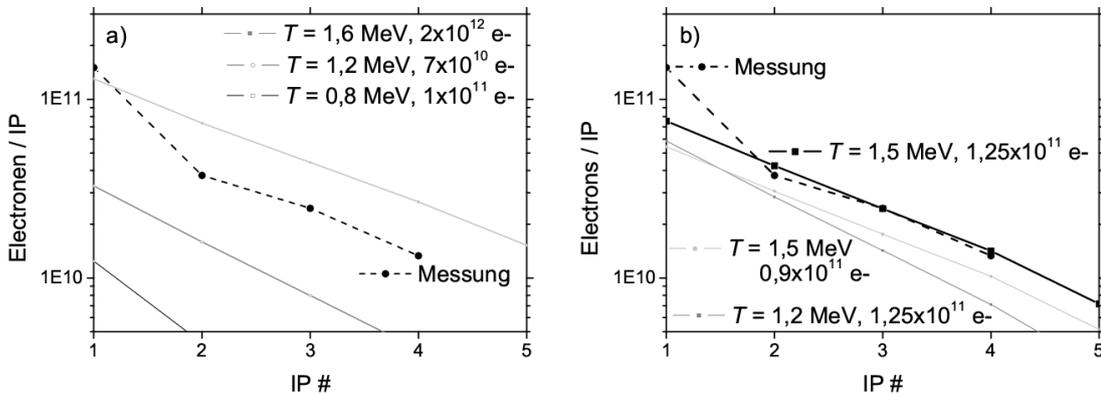


Abbildung 49: Resultate des iterativen Stack-Auswerteverfahrens. b) zeigt, dass mit der Methode sowohl die Gesamtzahl als auch die Temperatur des gemessenen Strahls sehr exakt rekonstruiert werden kann.

Darüber hinaus offenbart ein Vergleich des aus der Stackmethode erhaltenen Temperaturwertes von $T = 1,5 \text{ MeV}$ mit der für dieselbe Targetdicke und Laserbedingungen mit dem Spektrometer auf Permanentmagnetbasis gemessenen Wert von $T = 1,4 \text{ MeV}$ eine gute Übereinstimmung der mit beiden Methoden ermittelten Werte.

Die Gesamtenergie des Elektronenstrahls beträgt

$$E_{\text{electrons}} \approx 1,25 \cdot 10^{11} \cdot 1,5 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} \approx 0,03 \text{ J} \quad (98)$$

Die auf das Target einfallende Laserenergie beträgt ca. 0,7 J, von denen etwa 40 % absorbiert werden können. Mit dieser Absorption entfallen auf den Elektronenstrahl, der die Propagation durch das Target überlebt, also noch etwa 10 % der absorbierten Laserenergie.

Über Gleichung (80) lässt sich nun einerseits abschätzen, dass ein Strom, der ein Magnetfeld der Stärke von 10 – 18 kT erzeugt [86] und Alfvén-begrenzt ist, einen Filamentradius haben muss, der kleiner als der Radius des Laserspots ist. Dies ist in Abbildung 50 a) verdeutlicht. Ferner ist in Abbildung 50 b) die weiter oben bereits verwendete Energiebetrachtung wieder aufgegriffen, die zeigt, dass der Strom und seine Propagationslänge bei zu großen Werten die Bildung eines Magnetfeldes mit einem Energieinhalt bedeuten würden, das die einfallende beziehungsweise absorbierte Laserenergie übersteigen würde, so dass der Strom beziehungsweise die Propagationslänge auch von hierher begrenzt sind.

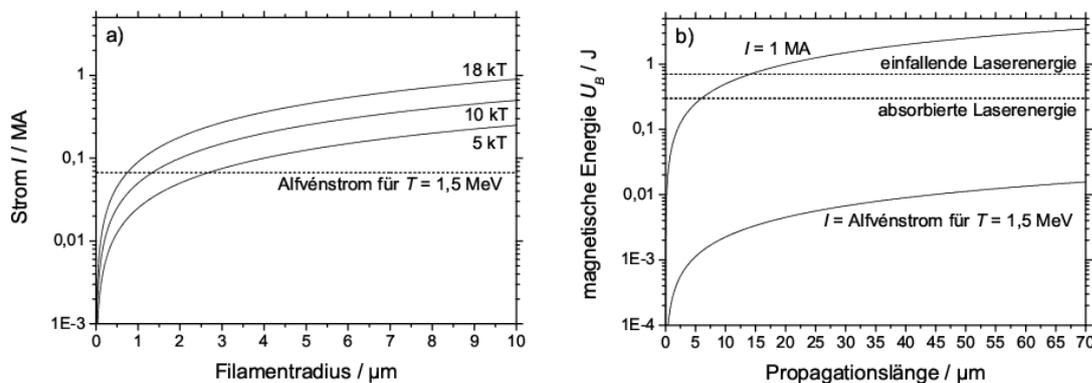


Abbildung 50: a) Strom, der nötig ist, um in einem Filament mit dem Radius r ein Magnetfeld von 18 kT, 10 kT und 5 kT zu erzeugen. Aufgrund des Alfvén-Limits beträgt muss der notwendige Filamentradius deutlich kleiner als der Laserfokus sein. b) Begrenzung der Propagationsdistanz des Nettostroms durch eine Energiebetrachtung.

Man kann nun berechnen, wie groß der vorwärtsgerichtete Strom ist und wie er sich durch Dispersion aufgrund der Energie- und damit der Laufzeitunterschiede hinter dem Target entwickelt. Abbildung 51 a) visualisiert den auf das (herkömmliche) Alfvén-Limit normierten Strom an verschiedenen Abständen vom Target unter der Annahme instantaner Emission (gestrichelte Linie) sowie unter der Annahme, dass der Strom über eine der Dauer des treibenden Laserpulses entsprechenden Zeitspanne von 80 fs (Gauß) emittiert wird (durchgezogene Linie). Bei einer Targetdicke von $2 \mu\text{m}$ ergibt sich so an der Stelle direkt hinter dem Target ein Strom, der im Fall der Annahme instantaner Emission um Größenordnungen über dem Alfvén-Limit liegt, es im Fall der Emission innerhalb von 80 fs in der Spitze aber schon nur noch um das etwa Dreifache übersteigt. Generell gilt, dass mit zunehmendem Abstand vom Target aufgrund der Dispersion die angenommene Pulsdauer eine immer weniger große Rolle spielt.

Wie in Abschnitt 4.5.0.1 angedeutet, ist das Alfvén-Limit von $I_A \approx \beta\gamma 17 \text{ kA}$ nur eine Näherung. Ein wesentlicher Effekt, der zu höheren Maximalströmen führen kann, ist teilweise Ladungsneutralisation. Unter der Annahme unvollständiger La-

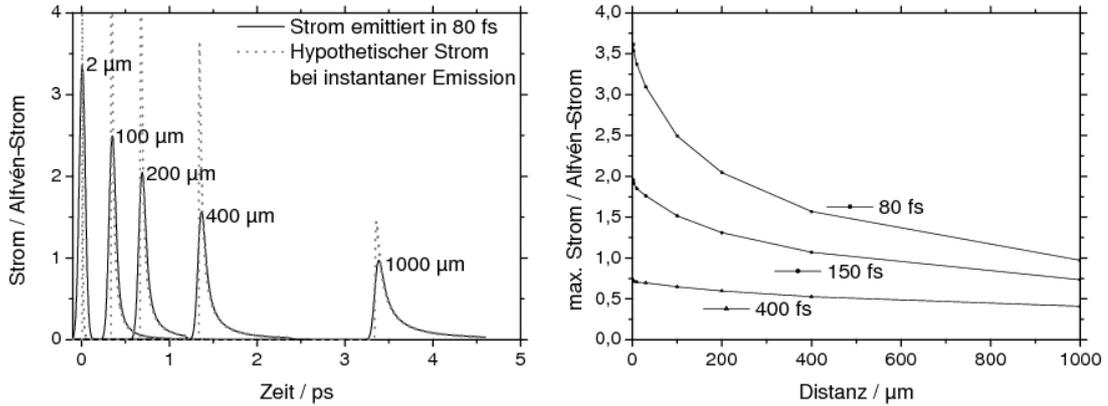


Abbildung 51: a) Auf das (herkömmliche) Alfvén-Limit normierter Strom für die gemessene Ladung und Temperatur in Abhängigkeit von der Distanz vom Target für instantane Emission (gestrichelte Linie) und Emission innerhalb von 80 fs (durchgezogene Linie). b) Strom im Falle größerer effektiver Emissionsdauern vs. Distanz vom Target.

dungskompensation und einem proportionalen Verhältnis von Ionenhintergrund zur Dichte des Elektronenstrahls mit einem Verhältnis $0 < f < 1$ wurde ein modifiziertes Alfvén-Limit gefunden [115, 116, 158] und mit

$$I_{AL} = I_A \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1 + f} \quad (99)$$

angegeben [119].

Um nun die Diskrepanz zwischen herkömmlichem Alfvén-Limit und dem sich aus den Messwerten für Ladung und Temperatur ergebenden Strom aufzulösen, kommen zwei Effekte in Frage. Zum Einen kann ein Teil des Stroms durch die an der Rückseite des Targets gebildete Debye-Kugel zum Teil neutralisiert werden, so dass das effektive Magnetfeld hier geringer ist und dadurch das effektive Alfvén-Limit I_{AL} nach Gleichung (99) höher ausfällt. Zum Anderen führt die Coulomb-Kraft, mit der die emittierten Elektronen die Protonen und Ionen an der Rückseite des Targets beschleunigen (TNSA) ihrerseits auch wiederum zu einer Verlangsamung der Elektronen, so dass die Elektronen-Pulsdauer hier größer als die 80 fs des Laserpulses sein kann. Dies ist in Abbildung 51 b) dargestellt, in der das (herkömmliche) Alfvén-Limit für höhere Emissionsdauern gegen die Distanz vom Target aufgetragen ist. Beide Effekte haben dieselbe Wirkung und können so die Anzahl der Vorwärts-Elektronen qualitativ erklären.

4.6.5.2 Ergebnisse für die Divergenz

Im Gegensatz zum Magnetspektrometer, bei dem aufgrund der begrenzten Eingangsapertur nur ein kleiner Ausschnitt der im Vorwärtskegel emittierten Elektronen vermessen werden kann, versetzt die Stackmethode den Experimentator aufgrund der großen Fläche der IPs in die Lage, den kompletten Elektronenbunch zu detektieren. So kann die Temperatur, die Ladung sowie die räumlich und energetisch aufgelöste Divergenz gleichzeitig bestimmt werden.

Abbildung 52 gibt zunächst die bei Beschuss des $2\ \mu\text{m}$ dicken Ti-Targets gemessenen Divergenzen auf den vier verwendeten IPs wieder. Hierzu wurden horizontale lineouts für diejenigen scans gezogen, die komplett vom Scanner aufgelöst werden konnten. Da die Löscheffekte der vorausgegangenen scans unabhängig von der Signalstärke linear wirken, entsprechen die lineouts der ursprünglich auf den IPs aufgenommenen Divergenz. Die höherenergetischen Elektronen, die relativ gesehen bevorzugt auf den hinteren IPs detektiert werden, sind leicht besser kollimiert als die niederenergetischen Elektronen. Dies ist aufgrund der Tatsache, dass die Beschleunigung im ponderomotiven Potential der Wechselwirkung für höhere Energien zu einem kleineren Emissions-Öffnungswinkel führt, auch zu erwarten.

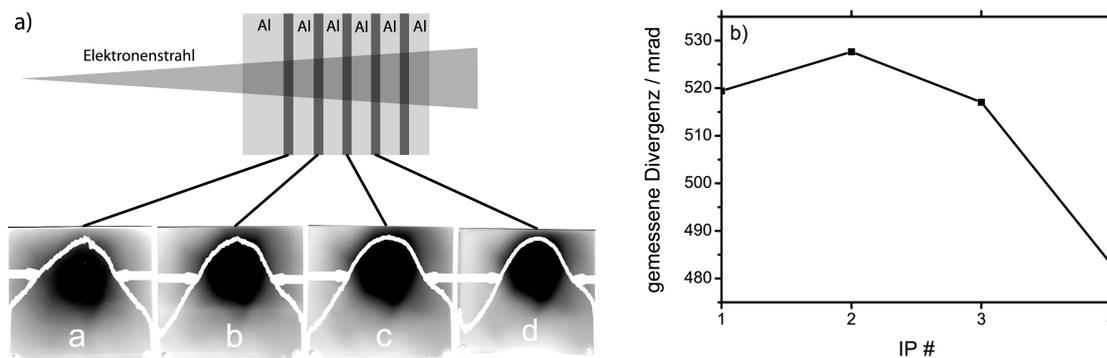


Abbildung 52: Auswertung der Divergenz des Elektronenstrahls auf den einzelnen IPs. a) Lineouts der Rohdaten, b) Plot der auf den hintereinander positionierten Stack-IPs.

Diese gemessenen Divergenzen entsprechen jedoch noch nicht den tatsächlichen Emissionsdivergenzen, da Streueffekte in den Aluminiumfiltern beziehungsweise den zuvor durchlaufenen Image Plates zu einer Verbreiterung des Signals führen. Um den Einfluss dieser Streueffekte zu untersuchen, wurde das Durchlaufen des Stacks für verschiedene Elektronenenergien orts aufgelöst simuliert. Dies geschah zunächst mit dem Monte Carlo-Programm CASINO und später mit GEANT.

Die Abbildungen 53 bis 55 zeigen beispielhaft für 2 MeV, 10 MeV und 20 MeV, wie das in den jeweiligen sensitiven Schichten der IPs gemessene Signal verschmiert. Wieder wurden je 10^5 Elektronen simuliert, die den Stack alle genau in Richtung der Normalen trafen. In den Abbildungen sind jeweils farbkodierte 2D-Histogramm-Plots für 5 Stack-IPs sowie zur besseren Übersicht jeweils für eine ausgewählte IP eine 3D-Darstellung enthalten. Während im Beispiel für 2 MeV das Signal schon in der dritten IP praktisch verschwunden ist, ist die Signalstruktur etwa im Fall 20 MeV auch in der fünften IP noch gut erhalten.

Diese Simulations-Prozedur wurde für Elektronenenergien von 1,5 MeV bis 6 MeV in 0,5 MeV-Schritten und darüber hinaus für 10, 20, 50, 100 und 1000 MeV durchgeführt. Für jede dieser Energien und jede IP wurde dann die Halbwertsbreite des Spots bestimmt, der aus einem punktförmigen, monoenergetischen Elektronenstrahl aufgrund der Streueffekte entsteht. Der Einfluss dieser Verbreiterung muss nun aus dem gemessenen Signal entfaltet werden.

Hierzu wurde für Elektronenstrahlen mit exponentieller Energieverteilung für die verschiedenen Temperaturen auf der einen Seite ein Gewichtungsfaktor für die

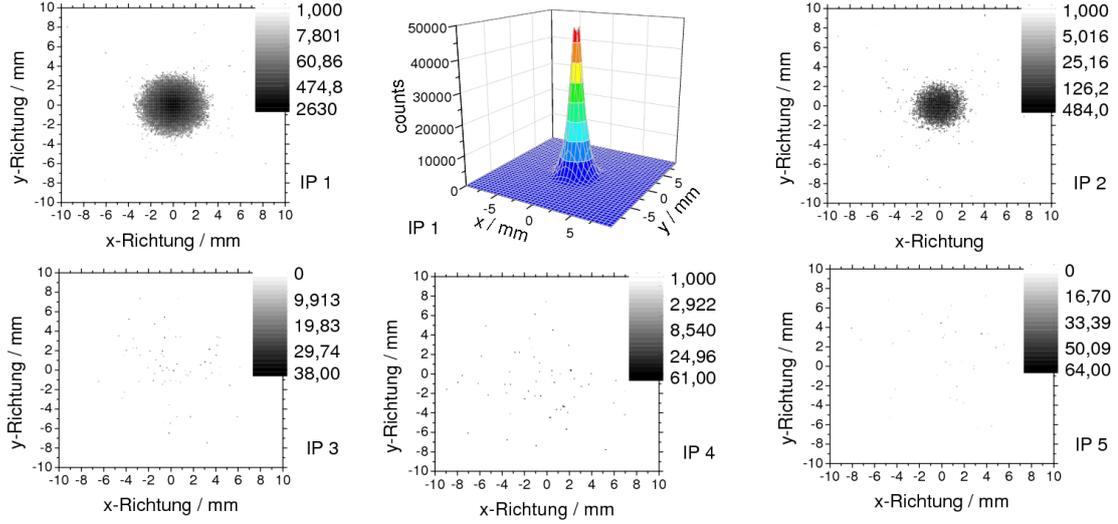


Abbildung 53: Monte-Carlo-Simulationen mit GEANT4. Streuung von Elektronen mit einer Energie von $E = 2$ MeV im IP-Stack. Die einzelnen Bilder sind zwei- beziehungsweise dreidimensionale, farbkodierte Visualisierungen der Anzahl der Events in den sensitiven Schichten der einzelnen IPs.

Anzahl der Elektronen der jeweiligen Energie g_N ermittelt, und auf der anderen Seite ein Gewichtungsfaktor für den Teilchenfluss aus den Monte Carlo-Simulationen für die jeweiligen Energien und IPs g_F herangezogen. Mit diesen Gewichtungsfaktoren konnten dann für die jeweiligen Energien Gaußfunktionen mit den Monte Carlo-Simulationen entnommenen Halbwertsbreite d_{FWHM} multipliziert werden

$$A = g_N g_F \int_{-\infty}^{\infty} \exp \frac{-x^2}{d_{FWHM} \ln 2} \quad (100)$$

Anschließend wurde die Summe aus den für die verschiedenen Energiewerte ermittelten, gewichteten Gaußfunktionen gebildet, so dass sich aus den aufsummierten Gaußfunktionen wiederum Halbwertsbreiten ergaben, die den Einfluss der Signalverbreiterung lediglich aufgrund der Streueffekte im Stack beschreiben (siehe Abbildung 56).

Eine kürzlich veröffentlichte Studie zur Divergenz von als Resultat von relativistischer Laser-Plasma-Wechselwirkung mit Festkörpertargets in Vorwärtsrichtung emittierter Elektronen [159] zeigte erstmals, dass die Divergenz intensitätsabhängig ist und nicht von der Pulsdauer abhängig zu sein scheint. Die in der Studie berücksichtigten Messungen sind zwar für Intensitäten im Bereich von 10^{19} W/cm² durchgeführt worden und daher mit den experimentellen Bedingungen der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen sehr gut vergleichbar, jedoch sind die in [159] vorgestellten beziehungsweise zusammengefassten Werte allesamt mit Laserpulsdauern im Bereich von etwa 350 – 5000 fs erzielt worden. Daher ist es lohnend zu überprüfen, ob das Intensitäts-Divergenz-Scaling durch die oben detailliert beschriebene Messung der Divergenz für die um etwa einen Faktor 5 kürzeren 80-fs-Pulse erweitert und bestätigt werden kann. Dies gilt umso mehr, als die Messungen

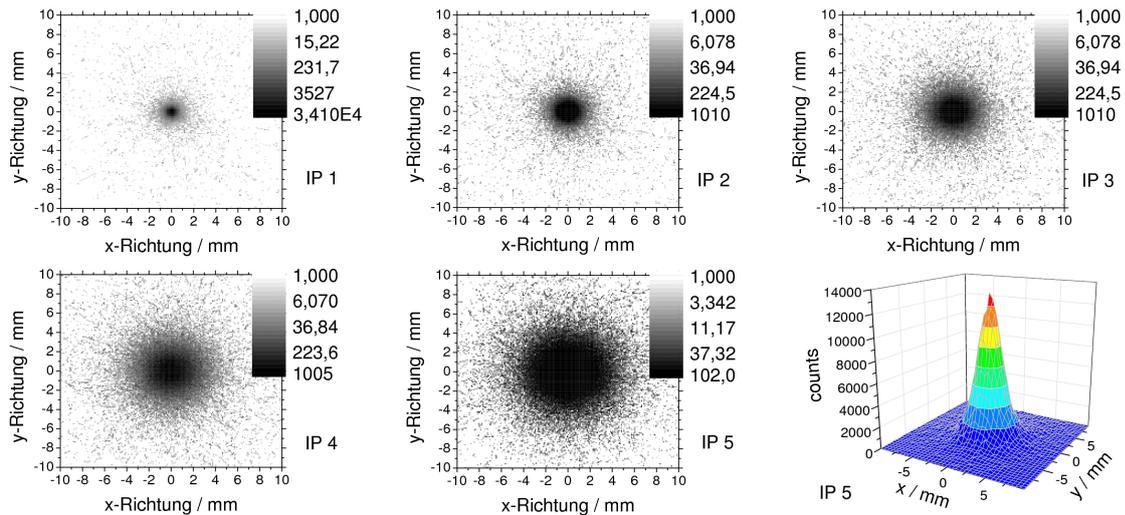


Abbildung 54: Monte-Carlo-Simulationen mit GEANT4. Streuung von Elektronen mit einer Energie von $E = 10$ MeV im IP-Stack.

in [159] zum überwiegenden Teil mit Lasern der Petawatt-Klasse (zum Beispiel Vulcan, Gekko) durchgeführt wurden, bei denen die im Target deponierte Energie um Größenordnungen höher war als beim Terawatt-Laser in Jena. Dies gilt auch für die Vorpulsenergie, die signifikanten Einfluss auf die Ausbildung des Vorplasmas hat.

Für die Intensität bei den Experimenten in Jena ergibt sich dennoch eine gute Übereinstimmung mit der aufgrund von [159] zu erwartenden Divergenz. Abbildung 57 a) verdeutlicht dies graphisch.

Wie in Abbildung 57 b) verdeutlicht, bedeutet dies eine Bestätigung und Erweiterung der Ergebnisse aus [159] zu Pulsdauern im sub-100-fs-Regime. Die meisten in Abbildung 57 a) aufgenommenen Divergenzwerte sind für Pulsdauern zwischen 350 und 500 fs gemessen worden, während die Daten aus Green [159] für 5 ps gelten und die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelte Divergenz den Pulsdauerbereich mit $\tau_L \approx 80$ fs zu kürzeren Pulsdauern hin ausdehnt.

Erweiterung des Divergenz-Scalings auf sub-100-fs Pulse

4.7 Gesamtbild

Es wurde eine Vielzahl von experimentellen Methoden (Permanentmagnetspektrometer, IP-Stack, Röntgenspektroskopie, Polarimetrie, Faraday-Cup) sowie theoretischen Überlegungen und Simulationen (Hydrodynamik (MULTI-FS), Monte-Carlo (GEANT, MULASSIS), Finite Elemente (CST PARTICLE STUDIO), Particle-in-Cell (PSC)) eingesetzt, um die bei der Wechselwirkung relativistischer, ultrakurzer Laserpulse mit Festkörpern entstehenden Elektronen umfassend zu charakterisieren und ihre Trajektorien im Phasenraum von der „Geburt“ bis zur Detektion zu verfolgen.

Zunächst bildet sich noch vor der Ankunft des Hauptpulses am Target aufgrund von Vorpulsen ein Vorplasma bestimmter Skalenlänge, die mit Hilfe von hydrodynamischen Simulationen (etwa mit MULTI-FS) berechnet wurde. Der darauffol-

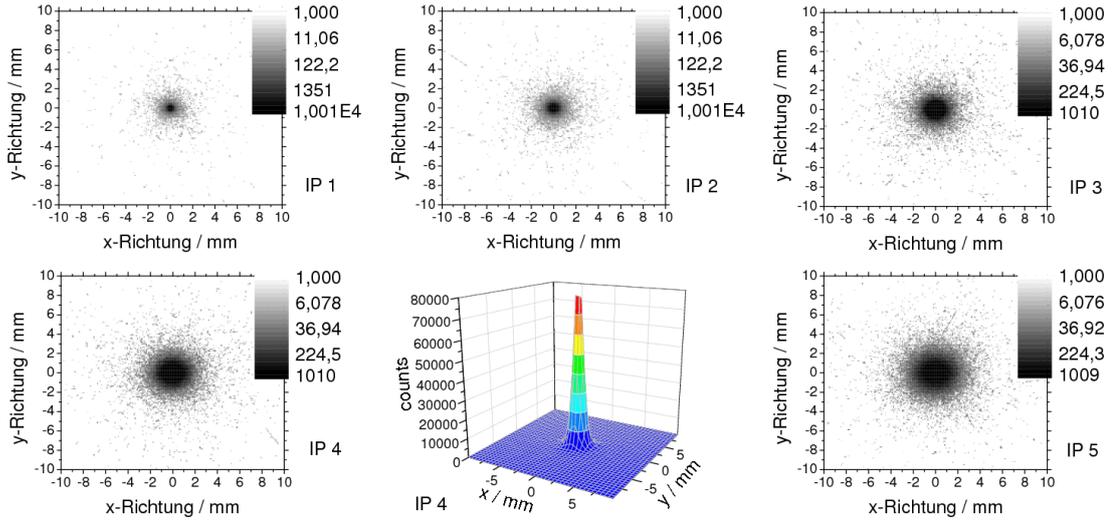


Abbildung 55: Streuung von Elektronen mit einer Energie von $E = 20$ MeV im IP-Stack.

gende Hauptpuls trifft auf dieses Vorplasma und es setzt eine Vielzahl möglicher Absorptionsmechanismen ein.

Von besonderem Interesse ist, dass einige 10 % der Laserenergie in Energie ponderomotiv in Laserrichtung beschleunigter Elektronen umgesetzt werden. Diese Elektronen haben aufgrund der randomisierten Anfangsbedingungen im Vorplasma exponentielle Energieverteilungen, deren Temperatur sowie Divergenz mit Hilfe von intensitätsabhängigen Skalierungsgesetzen (Gleichungen (92), (93), siehe Abbildung 57) berechnet werden kann. Da die in das Target hineinbeschleunigten Elektronen zunächst einen Strom führen, der das Alfvén-Limit deutlich übersteigt, kommt es innerhalb der Plasmaperiode und zu Beginn des Eindringens in das Target zur Bildung von Rückströmen, die das vom Vorwärts-Strom gebildete Magnetfeld stark abmildern. Diese entgegengerichteten Ströme führen zur Ausbildung von Weibel-Instabilitäten und infolgedessen zu Filamentierung des ursprünglichen Stromflusses in mehrere Teilströme. Die begleitenden, dennoch überaus hohen Magnetfelder hinterlegen ihre Signatur in Form von Zeeman-Aufspaltung der K_{α} -Strahlung, was röntgenspektroskopisch (in der Arbeit von F. Zamponi [64]) detektiert werden konnte. In [64, 86] wurde ein Wert in Höhe von $B = 10 - 18$ kT angegeben.

Der mit einem bestimmten Öffnungswinkel in Laserstrahlrichtung emittierte Strom von Elektronen ist nicht nur das Fundament für die sekundäre Beschleunigung von Protonen und Ionen auf der Targetrückseite (TNSA), sondern darüber hinaus auch für die lasergestützte Trägheitsfusion über das Prinzip der Fast Ignition. In cone-guided Targetgeometrien tragen auch die an der Innenseite des Hohlkegels beschleunigten Elektronen zum Heizen des Hot Spots bei. Diese Oberflächenströme werden bislang meist einem DLA-ähnlichen Mechanismus beschrieben.

In Erweiterung des bisher in der wissenschaftlichen Diskussion vorgeschlagenen Mechanismus dieser resonanzartigen Beschleunigung in quasistatischen elek-

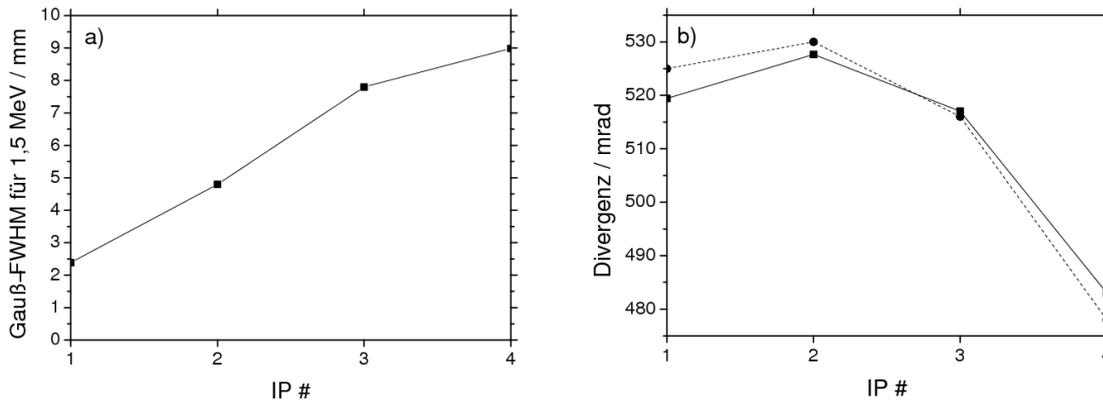


Abbildung 56: a) Aus den Monte-Carlo-Simulationen entnommene FWHM-Gaußbreiten der Elektronenspots in den einzelnen IPs des Stacks aufgrund der Streuung eines Elektronen-Punktstrahls. b) Vergleich der gemessenen und um die natürliche Verbreiterung aufgrund von Streuung entfalteteten Divergenzen.

trischen und magnetischen Feldern wird der primäre Beschleunigungsmechanismus in dieser Arbeit auf der Grundlage von PIC-Simulationen der Wirkung des transienten Interferenzfeldes aus einfallendem und reflektiertem Laserpuls auf der Frontseite des Targets zugeschrieben. Dieses Interferenzfeld sorgt für ultrahohe elektrische Felder, in denen Elektronen in nur wenigen Mikrometern auf relativistische Energien beschleunigt werden können. Die Felder liegen für eine Laserintensität im Bereich von einigen 10^{19} W/cm² in der Höhe von einigen TV/m, sind also in der Größenordnung der elektrischen Laserfelder (und können aufgrund konstruktiver Interferenz und Feldüberhöhung sogar noch größer sein). Da die E -Felder in Laserfoki die höchsten bisher erzielbaren sind, wären diese Felder dann gleichzeitig die höchsten zur Elektronenbeschleunigung nutzbaren. Gleichzeitig ergibt sich aus PIC-Simulationen, dass die auf diese Weise beschleunigten Elektronenbunches eine sub-fs-Dauer haben und auch mindestens über mehrere 10 μ m aufrecht erhalten können.

Experimentell wurde (bei geringerer Laserintensität und längerer Pulsdauer als in den Simulationen und sogar bei fast senkrechtem Einfall des Laserpulses auf das Target) ein scharf gerichteter, relativistischer Elektronenpuls mit einer Ladung von etwa 20 pC parallel zur Targetoberfläche detektiert, der die Ergebnisse aus den PIC-Simulationen unterstützt.

Weitere Simulationen und Experimente zu diesem komplexen Phänomen sind daher in Planung. Für den Beschleunigungsmechanismus wird in dieser Arbeit die Bezeichnung Target Surface Parallel Acceleration (TSPA) verwendet.

Ergebnisse dieses Kapitels wurden/werden in folgenden Publikationen veröffentlicht:

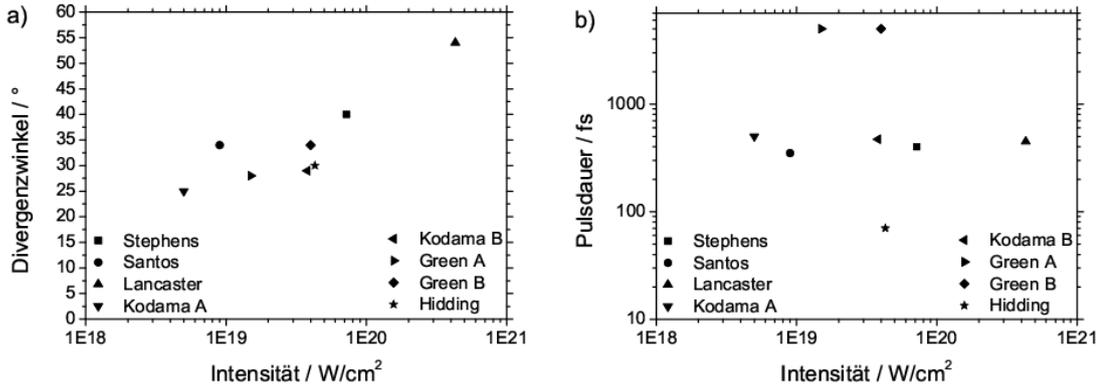


Abbildung 57: Divergenz der für in Vorwärtsrichtung beschleunigte Elektronen bei Laser-Festkörper-Experimenten für verschiedene Laserparameter. a) Intensitätsabhängigkeit der Divergenz der Elektronenstrahlen für relativistische Laserintensitäten. b) verdeutlicht, dass das Scaling auf sub-100-fs erweitert werden kann. Quellen: Stephens [160], Santos [161], Lancaster [162], Kodama A [76], Kodama B [92], Green A [159], Green B [159], Hidding.

B. Hidding, G. Pretzler, M. Clever, F. Brandl, F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, U. Schramm, R. Sauerbrey, E. Kroupp, L. Veisz, K. Schmid, S. Benavides and S. Karsch, *Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment*, *Review of Scientific Instruments* **78**, 083301 (2007). Also selected for and published in *Virtual Journal of Ultrafast Science*, Volume 6, Issue 9 (2007).

F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, R. Sauerbrey, B. Hidding, M. Clever, G. Pretzler, E. Kroupp, E. Stambulchik, D. Fisher, Y. Maron, R. Sharon and M. Deutsch, *X-ray polarization-dependent measurements of solid-density plasmas generated by fs laser pulses*, *High Energy Density Physics* **3**, 297 (2007).

F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, H. Schwoerer, R. Sauerbrey, E. Kroupp, E. Stambulchik, D. Fisher, Y. Maron, B. Hidding, M. Clever, G. Pretzler, R. Sharon, and M. Deutsch, *Zeeman effect in the X-ray regime*, submitted to *Physical Review Letters* (2008).

B. Hidding, G. Pretzler *et al.*, *Target Surface Parallel Acceleration of Electrons*, in preparation.

5 Elektronenbeschleunigung im Gas-Jet – Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration

Dieses Kapitel behandelt die Wechselwirkung von relativistischen Laserpulsen mit Materie unterkritischer Dichte, die durch eine Gasdüse in Form gepulster Jets bereitgestellt wird. Aufgrund der Tatsache, dass das Plasma unterkritisch ist, kann der Laserpuls (im Gegensatz zur Situation in den vorangegangenen Kapiteln) im Gas-Jet propagieren. Laserpuls und Plasma beeinflussen sich während der Interaktion wechselseitig, wobei es insbesondere aufgrund der relativistischen Intensitäten zu einer Reihe ausgeprägter Effekte kommen kann. Besonders interessant ist die Anregung einer longitudinalen Plasmawelle, auf der Elektronen „surfen“, im Laufe der Wechselwirkung Energie aufnehmen und auf relativistische Energien beschleunigt werden können.

Im Laufe der hier beschriebenen Experimente konnte – erstmals in Deutschland – die Erzeugung quasi-monoenergetischer Elektronen nachgewiesen werden. Dies stellt einen qualitativen Fortschritt in der Laser-Plasma-Elektronenbeschleunigung dar, da solche quasi-monoenergetischen Elektronen für die meisten und wichtigsten Anwendungen unbedingt benötigt wird. Durch Verknüpfung von Theorie, Simulation und Experiment konnte gezeigt werden, dass diese Elektronenbunches über einen Selbstmodulationsprozess des Laserpulses im Plasma erzeugt werden und so zu einem oder sogar mehreren ultrakurzen (< 5 fs) Elektronenbunches mit Energien in Höhe von etwa 50 MeV und Divergenzen < 10 mrad führen.

Da die rasante Entwicklung des Forschungsgebietes in den letzten Jahren und Jahrzehnten von mehreren Technologiesprüngen gekennzeichnet ist, mit der zum Teil in der Theorie schon wesentlich länger existierende Konzepte überhaupt erst experimentell angegangen werden konnten, wird in der folgenden Darstellung auch die historische Entwicklung und Ausarbeitung dieser Konzepte berücksichtigt.

5.1 Teilchenbeschleunigung mittels kollektiver Effekte - Surfen auf Plasmawellen

Die Geburtsstunde des Forschungsfeldes der Untersuchung und Ausnutzung kollektiver Teilchen- beziehungsweise Plasmaeffekte zur Teilchenbeschleunigung lässt sich auf das Jahr 1956 datieren, in dem im Rahmen des International Symposium on High-Energy Particle Accelerators am CERN in Genf erstmals (von sowjetischen Physikern, hervorzuheben ist hier Ya. B. Fainberg) verschiedene Methoden zur kollektiven Beschleunigung vorgeschlagen wurden [163–165]. Den meisten dieser Methoden ist gemein, dass die Beschleunigung und eng verwandte Effekte wie Fokussierung etc. unter dem Einfluss von elektrischen Feldern stattfinden, die entweder

- durch relativistische Elektronenpulse variabler Pulsform oder durch Züge solcher Pulse oder
- durch Plasma-Raumladungswellen

erzeugt werden. Insofern sind die Beschleunigungsmechanismen von den kollektiven Effekten dominiert, durch die Systeme oder Ensembles einer hohen Zahl geladener Teilchen über Coulombkräfte untereinander wechselwirken. Dieser kollektive Plasma-Charakter unterscheidet die Methoden von konventionellen Beschleunigertechniken, die primär auf der Wechselwirkung mit einem äußeren, angelegten (Wechsel-)Feld basieren, so dass zunächst die Bewegung eines jeden Einzelteilchens alleine durch die Wechselwirkung mit diesem externen elektromagnetischen Feld beschrieben werden kann [166]. Die Erzeugung von Plasmawellen und relativistischen Elektronenbunches mit Hilfe von fokussierten Laserpulsen in unterkritischer Materie, die in diesem Teil der Arbeit behandelt wird, stellt insofern eine Weiterentwicklung und Kombination der Einwirkung eines äußeren Feldes (fokussierter Laserpuls) und kollektiver Effekte (Plasmawelle) dar. Die Erzeugung von Elektronenbunches auf diese Art und Weise ist ebenso elegant, wie aufgrund der zahlreichen involvierten Effekte aus beiden Bereichen sowie sich aus der Kombination ergebender ganz neuartiger Effekte gleichzeitig auch komplex.

5.1.1 Anregung und Brechen von Plasmawellen

Neben der sowjetischen Linie begann die US-amerikanische Forschung an Plasmasbeschleunigern in vielerlei Hinsicht ebenfalls im Jahr 1956 im Rahmen des der Energieerzeugung über Fusion gewidmeten Projekts Matterhorn (J. M. Dawson [167]). Die analytisch-numerische Untersuchung von Nichtlinearitäten bei longitudinalen Plasmawellen (Langmuir-Wellen) führte zunächst zur Bestimmung einer oberen Schwingungsamplitude, für die im Falle eines kalten Plasmas (also unter Vernachlässigung thermischer Bewegung) Kreuzen von Trajektorien einzelner Elektronen und damit Wellenbrechen eintritt – das so genannte cold wave-breaking limit [168]. Hier wurde bereits vermutet, dass dabei Elektronen auf hohe Energien beschleunigt werden würden [167]. Gleichzeitig zeigte sich in diesem Zusammenhang schon der hohe Grad an Erkenntnisgewinn, der durch numerische, computergestützte Verfahren zur Simulation kollektiver Wechselwirkung erzielt werden kann. In [169] wurde ein solches, eindimensionales Computermodell entwickelt, in dem so genannte Sheets (Quasipartikel) im Gleichgewichtszustand zunächst äquidistante Abstände δ_z und haben und mit der Elementarladung e und Elektronenmasse m Flächenladungen von $-en_0\delta_z$ beziehungsweise -massen von $mn_0\delta_z$. Eine neutralisierende Ladungsdichte, der als ruhend angenommene Ionenhintergrund, beträgt n_0e , wobei n_0 die Anzahldichte der freien Elektronen ist. Das elektrische Feld springt an jedem Sheet um den Wert $-en_0\delta_z/\epsilon_0$ und ändert sich aufgrund des festen, positiven Ladungshintergrundes dazwischen linear, so dass sich die in Abbildung 58 a) festgehaltene Sägezahnstruktur des Feldes ergibt.

Bei einer Variation der Position eines der Sheets aus der Gleichgewichtslage heraus um eine Strecke x sieht das Sheet eine Flächenladung von en_0z in die eine und $-en_0z$ in die andere Richtung, woraus sich mit dem Gauß'schen Gesetz ein elektrisches Feld in Höhe von $E = en_0z/\epsilon_0$ ergibt und eine Bewegungsgleichung $n_0m\delta_z\ddot{z} = -e^2n_0\delta_z/\epsilon_0z$ oder kurz $\ddot{z} = -\omega_p^2z$ mit $\omega_p^2 = e^2n_0/(m\epsilon_0)$. Dies ist also dieselbe Plasmafrequenz ω_p wie in Gleichung (69). Wenn eines der Sheets aber

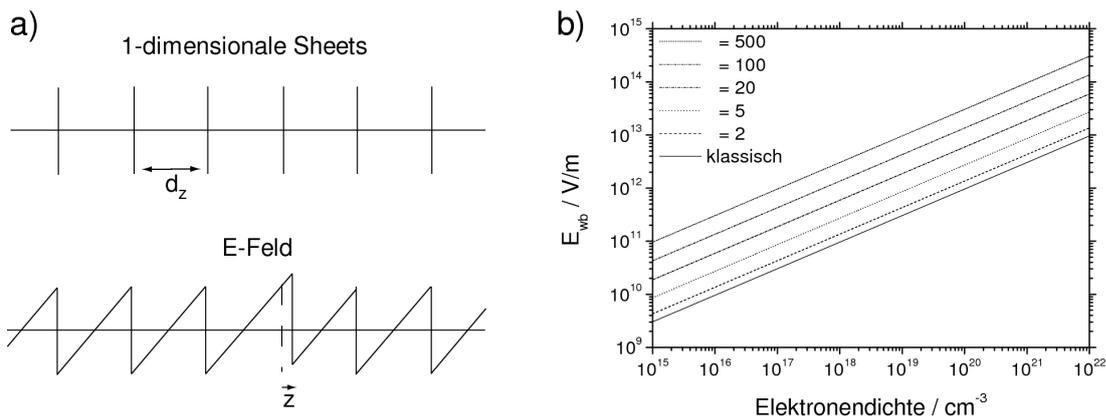


Abbildung 58: Historische Modellierung des Wellenbrechens nach Dawson und Wave-Breaking-Limits nach Akhiezer und Polovin. a) Eindimensionales Plasma-Sheet-Modell nach [169]. Oben: Die einzelnen, negativ geladenen Sheets befinden sich im Gleichgewichtszustand in äquidistanten Abständen δ_z über einem fixierten, positiv geladenen Ionenhintergrund. Unten: Das sich daraus ergebende sägezahnförmige E-Feld ändert sich bei Variation der Position eines Sheets, wobei die wechselseitige, gekoppelte Änderung des Feldes vom Computer berechnet werden kann. b) Die Plasmawelle kann nur eine bestimmte Feldstärke aushalten, ohne zu brechen. Der Graph zeigt entsprechende (relativistische) Wave-Breaking-Limits nach [170].

nun so weit ausgelenkt wird, dass es andere Sheets überholt, ist die Bewegung nicht mehr harmonisch und entspricht dem Brechen der Plasmawelle. Dieser Fall kann dann nicht mehr analytisch, sondern nur noch numerisch verfolgt werden. Der damalige Computercode kann daher als Vorläufer der modernen PIC-Codes gesehen werden.

Das elektrische Feld, das eine longitudinale, nicht-relativistische Plasmawelle transportieren kann, ohne zu brechen, beträgt für ein kaltes, eindimensionales Plasma

$$E^{wb, klass} = c\omega_p m_e / e \quad (101)$$

oder in Form einer Faustformel [171]

$$E^{wb, klass} [\text{V/m}] \simeq 96 \sqrt{n_0 [\text{cm}^{-3}]} \quad (102)$$

Da Wellenbrechen einsetzt, wenn einzelne Komponenten der Welle Geschwindigkeiten haben, die der Phasengeschwindigkeit nahekommen, und die Plasmawelle mit relativistischer Phasengeschwindigkeit propagiert, müssen diese Komponenten ebenfalls relativistisch behandelt werden. Für eine relativistische Plasmawelle gilt dagegen nach Akhiezer und Polovin [170] mit der entsprechenden Korrektur für das maximale Feld, das die Welle aufrecht erhalten kann

$$E^{wb, rel} = E^{wb, klass} \sqrt{2(\gamma_{ph, pw} - 1)} \quad (103)$$

Dabei ist der relativistische Lorentzfaktor der longitudinalen Plasmawelle $\gamma_{ph, pw} = (1 - \beta_{ph, pw}^2)^{-1/2}$. Für den klassischen Fall sowie für Wellen mit Lorentz-Faktoren

von $\gamma_{ph,pw}$ von 2–500 sind in Abbildung 58 b) die entsprechenden Wave-Breaking-Limits über einen weiten Plasmaelektronendichtebereich geplottet. Für eine Gasdichte von 10^{18} cm^{-3} beträgt das Feld schon im klassischen Fall $E^{wb,klass} \simeq 100 \text{ GV/m}$. Das ist um 3 bis 4 Größenordnungen höherer Wert als mit herkömmlichen Beschleunigern zu erreichen und steigt im relativistischen Fall nochmals weiter, wie aus Abbildung 58 b) zu erkennen ist.

Übersteigt das elektrische Feld diesen Wert, kommt es zum wave-breaking – ähnlich wie eine Meereswelle am Strand bricht [172] –, das heißt, die maximale longitudinale Geschwindigkeit der Elektronen wird größer als $v_{ph,pw}$, und Elektronen werden im beschleunigenden Feld der Welle gefangen (electron trapping) und nach vorne geschleudert.

Es sei darauf hingewiesen, dass das Konzept des Plasmawellenbrechens für ein warmes, dreidimensionales Plasma überaus komplex ist, zum Beispiel weil im thermischen Plasma immer ein (exponentiell abfallender) kleiner Anteil an Elektronen Fluggeschwindigkeiten oberhalb der Phasengeschwindigkeit v_{ph} der Welle aufweist. Für den eindimensionalen Fall ist das Wellenbrechen in [173] ausführlich diskutiert.

Kurz nach der Erfindung und Realisierung des Laserprinzips begann die Suche nach Möglichkeiten, die enorm hohen elektrischen Felder in den Foki von Laserpulsen, die schon für schwach relativistische Laserpulse im TV/m-Bereich liegen und daher nochmals um Größenordnungen höher sein können als die in Plasmawellen, zur Teilchenbeschleunigung nutzbar zu machen. Direkte Laserbeschleunigung im Vakuum wurde vorgeschlagen, zum Beispiel in Form der Wechselwirkung von parallel propagierenden Laserpulsen und relativistischen Elektronenstrahlen [174] oder der Interaktion von Lasern bei der Propagation durch ein helikales Magnetfeld [175]. Aufgrund des transversalen Charakters sowie der weitgehenden Symmetrie der elektrischen Felder von Laserpulsen und der hieraus resultierenden periodischen Aufhebung der Beschleunigungsphasen durch entgegengerichtete Beschleunigung (Oszillation) sind solche und ähnliche Prinzipien [176–179] wie schon in Abschnitt 2.1.3 erläutert, sehr schwierig. Wieder gilt hier das Lawson-Woodward-Theorem.

In direkter Weiterentwicklung der frühen Arbeiten von Dawson gelang ein theoretischer Durchbruch im Jahr 1979 durch den Vorschlag, Plasmawellen mittels Laserpulsen anzuregen, also der Übertragung von Energie des elektromagnetischen Laserfeldes auf longitudinale, elektrostatische Plasmawellen [180].

Ein in einem unterkritischen Plasma propagierendes elektromagnetisches Wellenpaket ($\omega_p < \omega_L$) hat eine Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = c/\eta_p$ und eine Gruppengeschwindigkeit

$$v_{g,L} = c\eta_p = c\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_L}\right)^2} \quad (104)$$

wobei η_p der Brechungsindex des Plasmas ist. Ponderomotorisch werden nun vom Laserpuls Elektronen von der Laserachse in Richtung des abfallenden Intensitätsgradienten verdrängt (siehe Abschnitt 2.1.3), so dass es zu einer Elektronendichtedepression oder sogar vollständiger Entfernung der Elektronen vom Ort der maximalen Laserintensität kommt. Diese Elektronen werden anschließend vom zu-

”Laser-Electron Accelerator”,
Tajima, Dawson,
PRL 1979.

rückbleibenden positiven Ionenhintergrund wieder auf die Achse zurückgezogen. Die Zeitdauer dieses Zurückfallens auf die Achse wird von der Plasmafrequenz ω_p bestimmt. Je nach Laserpulsdauer τ und Plasmawellenlänge λ_p kann es dann im Gefolge des Laserpulses resonanzartig (falls $c\tau < \lambda_p$) zur Ausbildung einer starken longitudinalen Plasmawelle kommen, die mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph,pw} = v_{g,L} = c\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_L}\right)^2} \quad (105)$$

mit dem Laserpuls mitläuft. Dieses hinter dem Laserpuls mitlaufende Feld wird daher Wakefield genannt.

Im linearen Regime ($a_0^2 \ll 1$) kann die Erzeugung der Plasmawelle mit Hilfe der linearisierten Bewegungsgleichung, Kontinuitätsgleichung und Poissongleichung beschrieben werden [171, 181, 182]. Man erhält

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right) \frac{\delta n}{n_0} = -\omega_p^2 c^2 \nabla^2 \frac{a^2}{2} \quad (106)$$

Der ponderomotorische Term auf der rechten Seite der Gleichung ist auf die Laseramplitude a zurückzuführen, während die rüctreibende, elektrostatische Kraft aufgrund der Plasmadichteperturbation $\delta n/n_0$ entsteht. Man kann nun für Gleichung (106) die Lösung

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{c^2}{\omega_p} \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \nabla^2 \frac{a^2}{2} \quad (107)$$

herleiten und erhält nach [171] für das axiale Wakefield

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{m_e c^2 \omega_p}{e} \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \nabla^2 \frac{a^2(\mathbf{r}, t)}{2} \quad (108)$$

Für einen linear polarisierten, auf einen Spot mit dem Radius r_s fokussierten Puls der Länge $c\tau \approx \lambda_p$ und einem Intensitätsprofil $a^2 = a_0^2 \exp(-2r^2/r_s^2) \sin^2(\pi(z-ct)/\lambda_p)$ erhält man beispielsweise eine Dichteperturbation

$$\frac{\delta n}{n_0} = -\frac{\pi}{16} a_0^2 \left[1 + \frac{8}{k_p^2 r_s^2} \left(1 - \frac{2r^2}{r_s^2} \right) \right] \exp\left(-\frac{2r^2}{r_s^2}\right) \sin(k_p(z-ct)) \quad (109)$$

und ein elektrisches Feld

$$\frac{E}{E_{wb, klass}} = -\frac{\pi}{16} a_0^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_s^2}\right) \cos(k_p(z-ct)) \quad (110)$$

5.1.2 Energiegewinn in Plasmawellen

Die maximale Energie W^{max} , die Elektronen in einer Plasmawelle erreichen können, ist durch das Integral des axialen E -Feldes $E(z)$ über die Propagationsdistanz L eines Elektrons in diesem Feld gegeben als

$$W^{max} = e \int_0^L E(z) dz \quad (111)$$

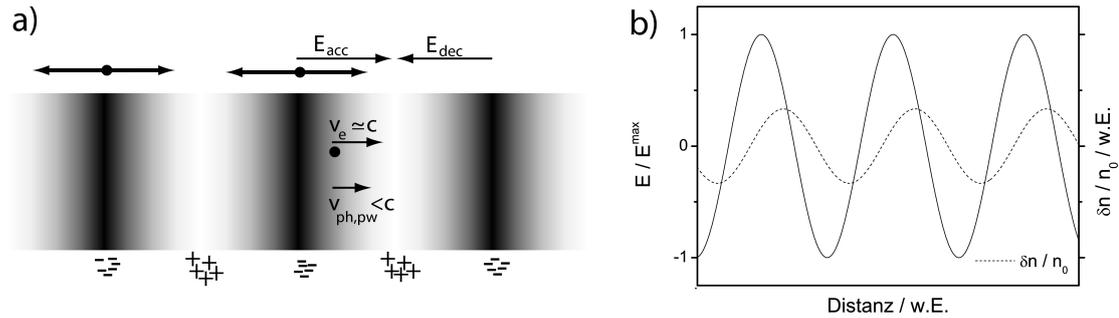


Abbildung 59: a) Schematische Visualisierung des dephasings einer longitudinalen (linearen) Plasmawelle. Während einzelne Elektronen sich mit $v_e \approx c$ nach vorne bewegen können, ist die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle $v_{ph,pw} < c$, so dass die schnellen Elektronen die beschleunigende Phase der Plasmawelle früher oder später verlassen und keine Energie mehr gewinnen können. b) Dichteüberhöhung (rechte y-Achse) und entsprechende Feldstärke (linke y-Achse) einer solchen linearen Plasmawelle.

Die vom Elektron erfahrene Amplitude des E -Feldes ist nicht konstant, und die Beschleunigungsstrecke dz ist limitiert. Die drei wesentlichen limitierenden Faktoren, die den maximalen Energiegewinn W^{max} verringern können, sind

- Aufzehrung der Laserenergie (laser depletion)
- Dephasing
- Beugung

und sollen im Folgenden beschrieben werden.

5.1.2.1 Aufzehrung der Laserenergie (laser pump depletion)

Im Zuge der Anregung der Plasmawelle verliert der treibende Laserpuls Energie. Die Distanz L_{pd} , nach der er seine Energie abgegeben hat, kann durch Gleichsetzen der Energie der Plasmawelle mit der Laserpulsenergie ermittelt werden [183]. Die Energie der Plasmawelle W_{pw} ist das Produkt aus Volumen $V_{pw} = \pi r_0^2 L_{pd}$ und Energiedichte $U_{pw} = \epsilon_0 E_z^2 / 2$, für den Laserpuls mit dem E -Feld E_L gilt entsprechendes mit $V_L = \pi r_0^2 c\tau$ und $U_L = \epsilon_0 E_L^2$. Das elektrische Feld des Laserpulses beträgt $E_L = a_0 m_e c \omega_0 / e$, skaliert also linear mit a_0 , während das axiale Wakefield mit a_0^2 skaliert (siehe Gleichung (110) sowie [184] und [185]) und für den Fall eines Rechteckpulses mit $c\tau = \lambda_p / 2$ als $E_z = a_0^2 m_e c \omega_p / e$ angegeben werden kann. Gleichsetzen liefert dann

$$\begin{aligned}
 W_L = V_L U_L &= V_{pw} U_{pw} = W_{pw} & (112) \\
 \pi r_0^2 c\tau \epsilon_0 E_L^2 &= \pi r_0^2 L_{pd} \epsilon_0 E_z^2 / 2 \\
 \lambda_p E_L^2 &= L_{pd} E_z^2 \\
 \lambda_p \omega_L^2 &= L_{pd} \omega_p^2 a_0^2
 \end{aligned}$$

beziehungsweise

$$L_{pd} = \frac{\omega_L^2 \lambda_p}{\omega_p^2 a_0^2} \quad (113)$$

für den nicht-relativistischen Fall $a_0 \ll 1$. Dieses Ergebnis bedeutet also, dass mit zunehmender Laserintensität die depletion-Länge nicht etwa größer, sondern kleiner wird, weil das axiale Wakefield im linearen Fall schneller steigt als das elektrische Laserfeld.

Bei linearen Plasmawellen der Form $E_z = E_{max} \sin[\omega_p(z/v_{ph} - t)]$ ist $E_{max} \ll E^{wb, klass}$, die entsprechende Plasmawelle hat eine verhältnismäßig kleine Amplitude $\delta n/n_0$ und hat eine durch eine Sinusfunktion beschreibbare Struktur wie in Abbildung 59. Für höhere Felder $E_{max} \rightarrow E^{wb, klass}$ jedoch erreicht man das nicht-lineare Regime, in dem sich das elektrische Feld aufsteilt und eine sägezahnartige Struktur annimmt, während die Plasmadichte scharfe Maxima bildet [186]. Die Dichteveränderungen können nahezu 100 % betragen und zu fast vollständiger Elektronenverdrängung und Bildung von elektronenentleerten Kavitäten führen. Ein Ansteigen dieser Plasmawellenamplitude führt aufgrund der höheren Geschwindigkeiten, mit der die Elektronen longitudinal oszillieren, zu einem signifikanten Anwachsen der Plasmawellenlänge. Diese nichtlineare Plasmawellenlänge λ_p^{NL} beträgt nach [185]

$$\lambda_p^{NL} = \lambda_p \frac{2}{\pi} \frac{E_{max}}{E^{wb, klass}} \quad (114)$$

Da E_{max} etwa für einen zirkular polarisierten Laserpuls mit Rechteckprofil den Wert $E_{max} = a_0^2(1 + a_0^2)^{-1/2}$ hat, ergibt sich unter zusätzlicher Berücksichtigung der nichtlinearen Plasmawellenlänge λ_p^{NL} im Gegensatz zum linearen Fall (113) eine nichtlineare depletion-Länge L_{pd}^{NL} in Höhe von [185]

$$L_{pd}^{NL} = \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} \frac{\lambda_p a_0}{3\pi} \quad (115)$$

In diesem Fall steigt also die Depletion-Länge mit zunehmender Intensität.

5.1.2.2 Dephasing

Die Energieaufnahme des Elektrons in der Beschleunigungsphase bedeutet, dass sich seine Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit c nähert. Da aber die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist ($v_{ph, pw} = v_{g, L} < c$, siehe Gleichung (105)), wird das Elektron die beschleunigende Phase der Plasmawelle zwangsläufig überholen und jene Halbperiode der Welle erreichen, in der das elektrische Feld das Elektron wieder abbremst. Über die Geschwindigkeitsdifferenz $v_e - v_{ph, pw} > 1$ zwischen Elektron und Plasmawelle kann man diese so genannte dephasing- oder detuning-Zeit berechnen, die für die halbe Plasmawellenlänge $\lambda_p/2$ benötigt wird, und erhält

$$t_d = \frac{\lambda_p}{2(v_e - v_{ph, pw})} = \frac{\lambda_p}{2c(\beta_e - \beta_{ph, pw})} \quad (116)$$

Eine (auch experimentell) besser zugängliche Größe ist die entsprechende Dephasing-Länge L_d . Um einen handhabbaren Ausdruck hierfür zu finden, setzt man $v_e \simeq c$ beziehungsweise $\beta_e \simeq 1$. Da das Plasma unterkritisch und daher $(\omega_p/\omega_L)^2 < 1$ ist,

darf man die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle $v_{ph,pw}$ aus Gleichung (105) entwickeln und erhält $\beta_{ph,pw} \simeq 1 - 1/2(\omega_p/\omega_L)^2$, so dass sich

$$L_d = \frac{\lambda_p}{2(\beta_e - \beta_{ph,pw})} \approx \frac{\lambda_p}{2} \gamma_{ph,pw}^2 \approx \lambda_p \left(\frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2 = \lambda_p \frac{n_c}{n_e} \quad (117)$$

ergibt. Dabei ist $\gamma_{ph,pw} = (1 - (v_{ph,pw}/c)^2)^{-1/2}$ der mit der Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle assoziierte Lorentzfaktor.

Mit dieser dephasing-Länge L_d ergibt sich für den maximalen Energiegewinn W^{max} eines Elektrons nach Gleichung (111) unter Annahme eines konstanten Feldes $E^{wb,klass}$ aus Gleichung 101) dann

$$W^{max} = eE^{wb,klass} L_d = 2\pi \left(\frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2 m_e c^2 \quad (118)$$

Senken der Plasmadichte beziehungsweise ω_p führt nach dieser Formel zu einem höheren Energiegewinn: die Gruppengeschwindigkeit $v_{g,L}$ des Laserpulses und somit die Phasengeschwindigkeit des von ihm getriebenen Wakefields ist dann näher an der Lichtgeschwindigkeit c , so dass Elektronen länger mit dem Wakefield interagieren können.

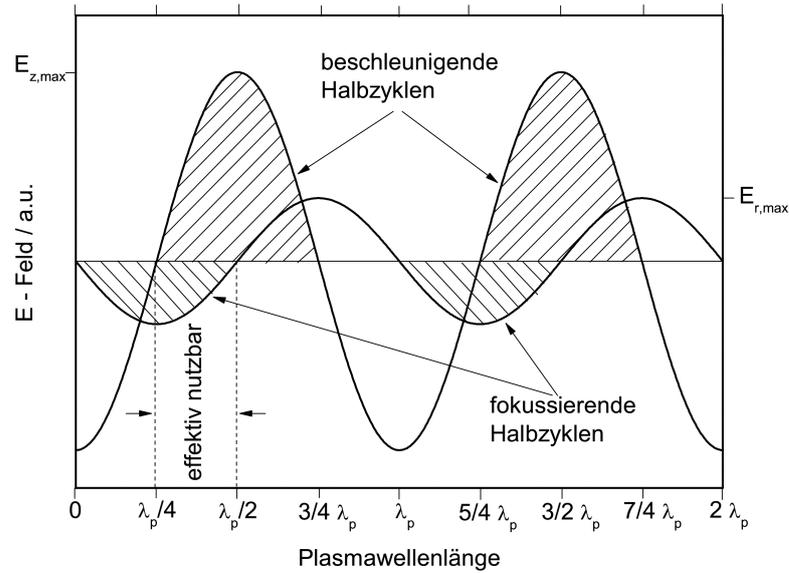


Abbildung 60: Schemazeichnung der Überlagerung von beschleunigender und bremsender sowie fokussierender und defokussierender Phase in einer dreidimensionalen Plasmawelle. Nur ein Bereich mit einer Breite von $\lambda_p/4$ kann sinnvoll zur Teilchenbeschleunigung benutzt werden.

Zur Erweiterung auf den nichtlinearen, hochrelativistischen Fall ($a_0^2 \gg 1$) muss die nichtlineare Plasmawellenlänge λ_p^{NL} (siehe Gleichung (114)) verwendet werden. Für einen angepassten Laserpuls mit Rechteckprofil ist das Wakefield maximal $E_{max}/E^{wb,klass} = a_0^2$ [185]. Dies gilt wieder für einen zirkular polarisierten Laserpuls, während sich für lineare Polarisation $E_{max}/E^{wb,klass} = a_0^2/2$ ergibt [185]. Damit erhält man für die nichtlineare Dephasing-Länge (zirkular polarisierter Puls)

den Ausdruck

$$L_d^{NL} \approx \lambda_p \left(\frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2 \frac{2}{\pi} \frac{E_{max}}{E^{wb, klass}} = \lambda_p \left(\frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2 \frac{2}{\pi} a_0^2 \quad (119)$$

Das elektrische Feld hat im linearen, dreidimensionalen Fall zusätzlich zum longitudinalen Feld auch eine starke radiale Komponente, die in der einen Hälfte der beschleunigenden Phase eine defokussierende und in der anderen Hälfte eine fokussierende Wirkung ausübt. Dieses transversale E -Feld (und ein transversales B -Feld) entsteht aufgrund des Panofsky-Wenzel-Theorems [187, 188], demzufolge das axiale E -Feld mit den transversalen Feldern über $\partial E_z / \partial r = \partial(E_r - B_\theta) / \partial(z - ct)$ [185] verknüpft ist. Da hierbei ein Phasenunterschied von $\pi/2$ auftritt, kommt es zu der in Abbildung 60 veranschaulichten Gegebenheit, dass nur in einer Phasenregion von $\pi/2$ gleichzeitig ein fokussierendes und beschleunigendes Feld wirkt. Sowohl beschleunigende als auch fokussierende Bedingungen sind also nur über eine Distanz von $\lambda_p/4$ gegeben, so dass die oben angegebene Dephasing-Länge und der maximale Energiegewinn effektiv nochmals halbiert werden müssen [181].

In Tabelle 3 sind die dephasing- und depletion-Längen für den nicht-relativistischen und relativistischen Fall noch einmal zusammengefasst.

	nicht-relativistisch ($a_0^2 \ll 1$)	relativistisch ($a_0^2 \gg 1$)
depletion	$L_{pd} = \frac{n_e}{n_e} \lambda_p \frac{1}{a_0^2}$	$L_{pd}^{NL} = \frac{n_e}{n_e} \lambda_p \frac{a_0}{3\pi}$
dephasing	$L_d = \frac{n_e}{n_e} \lambda_p$	$L_d^{NL} = \frac{n_e}{n_e} \lambda_p 2a_0^2 / \pi$

Tabelle 3: Ausdrücke für die dephasing- und laser depletion-Längen im nicht-relativistischen und relativistischen Fall.

Surfatron

Zur Überwindung der dephasing-Länge wurden viele verschiedene Strategien entwickelt, eine besonders anschauliche davon ist das so genannte Surfatron. [189–191]. Hierbei soll der in Gleichung (118) angegebene maximale Energiegewinn dadurch erhöht beziehungsweise das dephasing umgangen werden, indem man zusätzlich zur Plasmawelle, also dem elektrischen Feld, ein konstantes magnetisches Feld senkrecht überlagert. Die durch dieses Magnetfeld in einer Stärke von einigen bis einigen zehn Tesla erzeugte zusätzliche $v \times B$ -Drift würde dann für einen Ausgleich der Phasenverschiebung sorgen, ähnlich wie ein Surfer schräg zur Welle surft, um den Ritt auf der Welle zu verlängern. Diese (an der in Pazifiknähe gelegenen University of California Los Angeles geborene) Idee ist technisch im Labor beispielsweise aufgrund von Größenrestriktionen schwierig umzusetzen, wurde aber auch verwendet, um einen Beitrag zur Klärung der Herkunft der vermutlich von hochenergetischen Elektronen erzeugten Synchrotron-Strahlung im Zusammenhang mit Supernova-Phänomenen zu leisten [192, 193].

5.1.2.3 Beugung

Die Propagation eines herkömmlichen Laserpulses kann bei Nichtvorhandensein

optischer Nichtlinearitäten mit Hilfe der so genannten Rayleigh-Länge $Z_R = \pi r_0^2 / \lambda_L$ beschrieben werden, wobei λ_L die Laserwellenlänge und r_0 der Radius des Laserspots am Punkt der Strahltaile ist. Sie ergibt sich aus der Gaußschen Strahloptik und gibt an, in welchem Abstand vom Fokus die Strahlintensität auf die Hälfte abgefallen ist beziehungsweise wo der Strahlradius auf das $\sqrt{2}$ -fache angewachsen ist und kann daher als Maß für die Brennpunktlänge dienen. Der Öffnungswinkel des Gaußschen Strahls weit hinter dem Fokus ergibt sich zu $\alpha = dR/dz = r_0/Z_R = \lambda_L/(\pi r_0)$. Dies führt in der Praxis rasch zu deutlicher Abnahme der Lichtintensität, so dass Plasmawellen schon nach kurzer Propagationsdistanz nicht mehr effektiv getrieben werden können. Abbildung 61 a) zeigt den klassischen Beugungsfall eines Gaußschen Strahls im Vakuum schematisch und in b) nachvollzogen anhand einer 3D-PIC-Simulation mit dem PLASMA SIMULATION CODE. Hier wurde wie im Experiment ein 80 fs langer Laserpuls von links in die Simulationsbox injiziert, der auf eine Pulsbreite (FWHM) von $2,5 \mu\text{m}$ fokussiert war. Man erkennt in dem 2D-Plot des elektrischen Feldes in der Polarisationssebene deutlich die Aufweitung des Laserpulses aufgrund von Wellenfrontverkrümmung und Beugung.

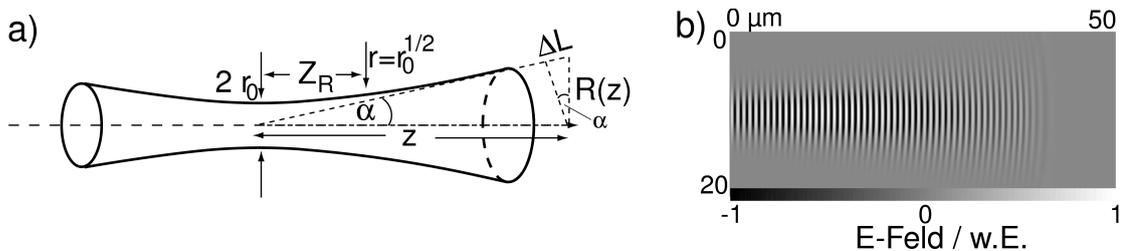


Abbildung 61: a) Schemazeichnung zur Aufweitung eines Gaußschen Strahls durch Beugung. b) PIC-Simulation mit PSC zur Beugung im Vakuum. Es wurde ein 80 fs langer Laserpuls (wie im Experiment), mit einer Breite (FWHM) von $2,5 \mu\text{m}$ und einer Intensität von $I = 2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ von links in die Simulationsbox gesendet. Es ist das E -Feld des Lasers in der Polarisationssebene abgebildet, aus dem man deutlich das Entstehen einer Krümmung der lokalen Wellenfronten durch Beugung erkennt.

5.1.2.4 Selbstfokussierung

Der Beugung von Laserpulsen in Plasmen und dem damit einhergehenden negativen Einfluss auf die Propagationslänge kann Selbstfokussierung des Laserpulses entgegengewirken. Diese setzt immer dann ein, wenn auf der Laserachse eine geringere Plasmadichte als weiter außen vorhanden ist. Die radiale Plasmadichteveriation $\partial n_e / \partial r > 0$ führt zu einer radialen Abnahme des Brechungsindex $\eta = (1 - \omega_p^2 / \omega_L^2)^{1/2}$ und der zu einer damit einhergehenden radialen Zunahme der Phasengeschwindigkeit c/η . Die daraus entstehende Verkrümmung der Wellenfronten resultiert in Selbstfokussierung des Pulses. Abbildung 62 a) zeigt dies schematisch, während in b) als Beispiel Ergebnisse einer 2D-PIC-Simulation mit dem PSC für eine Laserpulsintensität von $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$, einer Breite (FWHM) von $5 \mu\text{m}$ und einer Gasdichte von $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt ist.

Eine solche Selbstfokussierung kann je nach Dauer und Intensität des Pulses sowie der Relevanz von Stößen verschiedene Ursachen haben [194,195]. Alle Spielarten der Selbstfokussierung beruhen letztlich aber auf der (oft parabolischen) radialen Abnahme des Brechungsindex $\partial\eta/\partial r < 0$ und gleichen in dieser Hinsicht den Sammellinsen der Optik.

Vor der Entwicklung der CPA und dem Erreichen relativistischer, ultrakurzer Laserpulse hatte Selbstfokussierung seine Ursache in Variationen der Plasmadichte aufgrund von Ionenbewegung. Bei ultrakurzen, relativistischen Laserpulsen hingegen treten zusätzliche Effekte auf, die auf die Bewegung der Elektronen im Laserfeld zurückzuführen sind. Die einzelnen für die Änderung des Brechungsindex verantwortlichen Effekte sind

- Thermische Selbstfokussierung aufgrund von Stößen (Joule heating). In nicht stoßfreien Plasmen führt Stoßabsorption zu lokalem Heizen des Plasmas. Aufgrund der radial um die Laserachse abnehmenden Intensität $\partial I/\partial r < 0$ ist der thermische Druck $n_0 k_B T_e$ hier größer als weiter außen, so dass es zu einer verstärkten hydrodynamischen Expansion und in der Folge zu einer radial nach außen hin zunehmenden Plasmadichte $\partial n_e/\partial r > 0$ kommt [196].
- Ponderomotive Selbstfokussierung. Bei höheren Intensitäten werden Elektronen ponderomotiv von der Achse verdrängt. Wieder kommt es dadurch zu einer radialen Änderung der Plasmadichte und infolgedessen zur Selbstfokussierung. Je nach Laserpulslänge und -intensität gibt es zwei Fälle unterscheiden:
 - Die Ionen haben über die Länge des Laserpulses gesehen noch genug Zeit, den Elektronen zu folgen. Sowohl die thermische als auch diese Art der Selbstfokussierung (oder Kombinationen beider Arten [197]) spielen sich auf der Zeitskala der Ionenbewegung ab, also mit einer Zeitkonstanten entsprechend dem Kehrwert der Ionen-Plasmafrequenz (und nicht mit der weit schnelleren Elektronenplasmafrequenz) $\tau = 1/\omega_{pi} = (m_i \epsilon_0 / (n_i e^2))^{1/2}$.
 - Bei ultrakurzen und sehr intensiven Laserpulsen werden während der Passage des Laserpulses nur die Elektronen von der Achse verdrängt, während die Ionen ruhen.
- Relativistische Selbstfokussierung [171, 198–202]. Wie in der nichtlinearen Optik hat der Brechungsindex einen intensitätsabhängigen Anteil. Bei ultrakurzen, relativistischen Laserpulsen $\tau \ll 1$ ns kommt es im ionisierten Plasma *in statu nascendi* zu relativistischer Massenzunahme und Verringerung der Plasmafrequenz aufgrund der Oszillationsbewegung der Elektronen im elektromagnetischen Feld des Pulses sowie zu Anregung von Plasmawellen hoher Amplitude n/n_0 . Der sich deswegen (und unter der Annahme $\omega_p^2/\omega_L^2 \ll 1$, so dass man wieder die abgebrochene Reihenentwicklung nutzen darf) ergebende nichtlineare Brechungsindex

$$\eta_{rel} \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\gamma(r)\omega_L^2} \quad (120)$$

wird also sowohl von der Plasmadichte $n_e(r)$ als auch vom relativistischen Lorentzfaktor $\gamma(r)$ beeinflusst. Da der Hauptanteil an der Bewegung eines Elektrons auf die Oszillation im Laserfeld $\mathbf{p}_\perp = m\mathbf{c}\mathbf{a}$ zurückgeht, kann man für den relativistischen Lorentzfaktor $\gamma \simeq \gamma_\perp \simeq (1 + a^2/2)^{1/2}$ und für den Brechungsindex damit

$$\eta_{rel} \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} (1 + a^2(r)/2)^{-1/2} \quad (121)$$

schreiben. Unter der Annahme, dass die relativistische Selbstfokussierung früh einsetzt ($a_0^2 < 1$), wird der Brechungsindex näherungsweise zu

$$\eta_{rel} \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} \left(1 - \frac{a^2(r)}{4} \right) \quad (122)$$

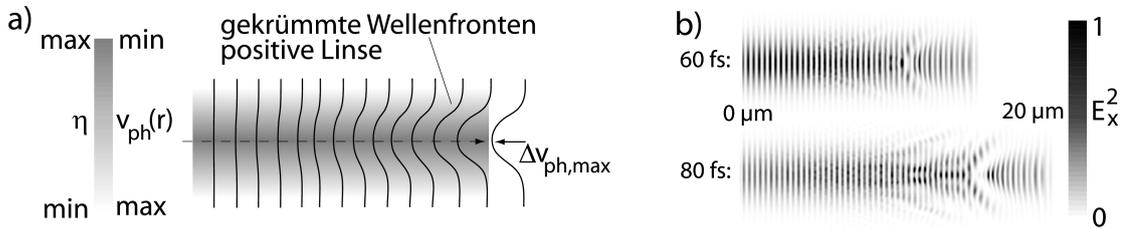


Abbildung 62: a) Schematische Veranschaulichung der Selbstfokussierung. b) 2D-PIC-Simulation mit PSC zur relativistischen Selbstfokussierung für einen Laserpuls der Dauer 80 fs, für eine Intensität von $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$, eine Breite (FWHM) von $5 \mu\text{m}$ und eine Gasdichte von $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Es ist jeweils das Quadrat des E -Feldes des Laserpulses in der Polarisationssebene gezeigt. Der obere Schnappschuss wurde etwa 60 fs nach Eintritt in die Simulationsbox von links aufgenommen, der untere 20 fs später. Die relativistische Selbstfokussierung nimmt mit zunehmender Propagationsdistanz deutlich zu.

Für eine Einhüllende des Laserstrahls $a(r) = a_0 \exp(-r^2/(2r_0^2))$ kann man damit die Propagation der Phasenfronten mit radial in Richtung der Achse abnehmenden Phasengeschwindigkeiten $v_{ph}(r) = c/\eta$ ausdrücken als

$$\frac{v_{ph}(r)}{c} = \frac{1}{\eta} \simeq 1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} \left(1 - \frac{a_0^2 \exp(-r^2/(2r_0^2))}{4} \right) \quad (123)$$

und die Differenz der Phasengeschwindigkeit

$$\frac{\Delta v_{ph}(r)}{c} = \frac{a_0^2 \omega_p^2}{8\omega_L^2} \exp(-r^2/(2r_0^2)) \quad (124)$$

bilden. Diese gekrümmte Phasenfront äußert sich nun in einem maximalen Laufzeitunterschied zwischen einer weit weg von der Achse ($r = \infty$ beziehungsweise $a = 0$) und auf der Achse ($r = 0$) gelegenen Phasenfront $\Delta L = |\Delta v_{ph}|_{\max} t = |\Delta v_{ph}/c|_{\max} Z = \alpha R$. Da aufgrund geometrischer Überlegungen (siehe Abbildung 61 a)) für kleine Winkel die Beziehungen

$\alpha \approx \sin \alpha \approx \tan \alpha = R/Z = \Delta L/R$ gelten, erhält man $\alpha^2 = (\omega_p a_0)^2 / (8\omega_L^2)$ als Quantifizierung desjenigen Winkels, mit dem die relativistische Selbstfokussierung in Abwesenheit von Beugungseffekten zu Buche schlagen würde [201, 202].

5.1.2.5 Quantifizierung des Limits für relativistische Selbstfokussierung

Die Defokussierung aufgrund von Beugung wirkt der Selbstfokussierung entgegen, so dass am Beispiel der relativistischen Selbstfokussierung eine Bilanzgleichung aufgestellt werden kann. Die Defokussierung aufgrund von Beugung kann wie oben und in Abbildung 61 gesehen über den Winkel ausgedrückt werden und beträgt $\alpha = dR/dZ = r_0/Z_R = c/(\omega_p r_0)$. Gleichsetzen dieses Winkels mit dem entgegengesetzten Fokussierwinkel

$$\frac{c^2}{\omega_L^2 r_0^2} = \frac{(\omega_p a_0)^2}{8\omega_L^2} \quad (125)$$

führt zu einem Ausdruck

$$\frac{a_0^2 r_0^2 \omega_p^2}{c^2} \quad (126)$$

Über diese Bilanzgleichung wird bestimmt, wann relativistische Selbstfokussierung stärker als Beugungs-Defokussierung wird. Da das Produkt aus Intensität und Fläche $a_0^2 r_0^2$ proportional zur Leistung des Laserpulses ist, lässt sich so elegant eine Leistungsschranke für Laserpulse angeben. Der genaue Wert kann durch

$$P_L > P_{c,rsf} = \frac{2cm^2c^4}{e^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \approx 17 \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} [\text{GW}] = 17 \frac{n_c}{n_e} [\text{GW}] \quad (127)$$

angegeben werden. Die Leistung des Laserpulses P_L muss also höher sein als die kritische Leistung $P_{c,rsf}$, ab der relativistische Selbstfokussierung über Beugung überwiegt.

Die Schwelle für relativistische Selbstfokussierung ist also lediglich von der Plasmadichte abhängig und nicht von der Fokussierung des Laserstrahls auf eine bestimmte Spotgröße und Intensität im Vakuum.

Die Beschränkung der Fokuslänge durch Beugung kann also mit Hilfe relativistischer Selbstfokussierung aufgehoben werden, so dass der Laserpuls und die von ihm getriebene Plasmawelle über viele Rayleigh-Längen propagieren und Elektronen im Feld der Plasmawelle auf hohe Energien beschleunigt werden können.

In Abbildung 62 b) ist das Ergebnis einer 2D-PIC-Simulation mit dem PLASMA SIMULATION CODE für eine Plasmadichte von $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und einen Laserpuls der Dauer 80 fs mit einer Intensität von $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und einer anfänglichen Breite (FWHM) von $5 \mu\text{m}$ wiedergegeben. Das Quadrat des E -Feldes des Laserpulses in der Polarisationssebene visualisiert die transversale Selbstfokussierung des von links in die Simulationsbox eintretenden Laserpulses, die in diesem Fall

deutlich über die Beugung dominiert. Es sind zwei Schnappschüsse im Abstand von etwa 20 fs gezeigt, die die einen Eindruck von der zeitlichen Entwicklung der relativistischen Selbstfokussierung geben.

5.1.2.6 Ionisations-Defokussierung

Im Fall eines Lasers ausreichender Intensität und der Propagation durch ein nicht- oder nur teilionisiertes Gas ist noch der Effekt der Ionisations-Defokussierung zu nennen, bei dem in Gebieten hoher Laserintensität zusätzliche Ionisation zu einem Ansteigen der Plasmadichte auf der Achse $\partial n_e / \partial r < 0$ führt, die der Selbstfokussierung entgegenwirkt. Es kann dann so weit kommen, dass ein dadurch lokal sinkender Brechungsindex zu Defokussierung führt, die dann aber durch Selbstfokussierung wieder aufgefangen und sogar überkompensiert wird und so weiter. So können sich periodisch Ionisationszündungen bilden ([203] und Referenzen darin).

5.1.3 Weitere Entwicklung der Laser-Plasma-Beschleunigung

Bereits in der wegweisenden Publikation von Tajima und Dawson [180] werden verschiedene Konzepte wie Plasma Beat Wave Acceleration (PBWA) sowie Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator (SMLWFA) angesprochen. Beide Konzepte weisen in Bezug auf die zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen Ähnlichkeiten auf.

Im Beat-Wave-Schema werden zwei kopropagierende Laserpulse mit einer relativ kleinen Frequenzdifferenz $\Delta\omega = \omega_{L1} - \omega_{L2}$ verwendet, um in einem Plasma der Plasmafrequenz $\omega_p = \Delta\omega$ eine relativistische Plasmawelle resonant anzuregen. Aufgrund des resonanten Charakters der Plasmawellenbildung können die Laserpulse relativ lang und von geringer Intensität sein. Dies kam dem damaligen Stand der Lasertechnik entgegen, so dass dieses Prinzip primär untersucht wurde. Im Limit $\omega_p^2 / \omega_{L1}^2 \simeq \omega_p^2 / \omega_{L2}^2 \ll 1$ ist die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle $v_{ph,pw} \approx c(1 - \omega_p^2 / (2\omega_{L1}\omega_{L2}))$ auch hier ungefähr gleich der Gruppengeschwindigkeit der Laserpulse $v_{g,L}$. Dabei wächst die nicht-lineare Plasmawellenlänge λ_p^{NL} nach Gleichung (114) mit Anwachsen der Wellenamplitude ebenfalls an, so dass die Resonanzbedingung geändert wird. Dies kann teilweise durch Verwendung einer niedrigeren Beat-Frequenz $\Delta\omega$ kompensiert werden [185]. Nach der Demonstration der Anregung einer relativistischen Plasmawelle und Nachweis der Stokes- und Antistokes-Bänder [204] konnte später mit Hilfe von CO₂-Laserpulsen auch die Beschleunigung extern injizierter, relativistischer Elektronen gezeigt werden [205].

Nach der Einführung und Umsetzung der Chirped Pulse Amplification und der Verfügbarkeit von (sub)-ps-Laserpulsen mit Leistungen im Terawattbereich (meist Nd:glass- oder Ti:Sa-Laser) bekam der gesamte Forschungszweig einen starken Schub. Zwar waren auch diese Laserpulse eigentlich noch zu lang, um effektiv Wakefields anregen und Elektronen beschleunigen zu können [206], aber über die Ausnutzung der Raman forward scattering-Instabilität (RFS) konnte eine Selbstmodulation der Einhüllenden des Laserpulses mit der Plasmawellenlänge erreicht werden.

In Abschnitt 5.2 wird gezeigt, wie ein letztlich auf diesem Prinzip basierendes

Verfahren experimentell im Rahmen dieser Arbeit zur Produktion quasi-monoenergetischer Elektronenpulse geführt hat.

Die weitere Entwicklung des Forschungsgebiets fließt in diese Darstellung, soweit möglich, mit ein. Vorzügliche Übersichtsartikel und Zusammenfassungen der historischen Entwicklung der plasmabasierten Teilchenbeschleunigung können zum Beispiel die Special Issues IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. PS-15, No. 2 (1987), Physica Scripta T30, (1990), IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 245, No. 2 (1996), IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, No. 11 (1997), Philosophical Transactions of the Royal Society A, 364 (2006) sowie die Referenzen [75, 206–209] liefern.

In den Jahren bis 2002 wurden enorme experimentelle Fortschritte gemacht, vor allem was die Energie der über Laser-Plasma-Wechselwirkung erzeugten Elektronen angeht. Energien bis hin über 200 MeV wurden nachgewiesen, siehe zum Beispiel [210]. Alle diese Elektronenstrahlen waren aber durch exponentiell abfallende Energieverteilungen gekennzeichnet. Für viele Anwendungen sind aber monoenergetische Elektronenbunches gewünscht oder sogar essentiell notwendig.

5.1.3.1 Bubble Acceleration

Einen Meilenstein in der Entwicklung stellt daher die erstmals in 3D-PIC-Simulationen beobachtete Möglichkeit dar, mit Hilfe von Laser-Plasma-Wechselwirkung monoenergetische Elektronenbunches zu erzeugen [211]. Im so genannten Bubble-Regime ist der treibende Laserpuls kürzer als die ungestörte Plasmawellenlänge λ_p und so intensiv, dass die Plasmawelle bereits unmittelbar nach der ersten Oszillation bricht. Im Bezugssystem des auf der Achse propagierenden Laserpulses verdrängt der Laser zunächst die Elektronen aufgrund seiner relativistischen Intensität $a_0 \gg 1$ von der Achse, so dass ein nahezu elektronenfreier Bereich zurückbleibt. Dieser ist aufgrund des als ruhend angenommenen Ionenhintergrundes positiv geladen. Aufgrund der dadurch ausgeübten elektrostatischen Anziehungskraft fallen die Elektronen nach etwa einer Plasmawellenlänge zurück auf die Achse. Bildlich gesprochen, pustet der Laserpuls also eine dreidimensionale, sphärische Plasmaelektronenkavität auf, die Bubble. Am hinteren Ende der Bubble auf der Achse, wo die Trajektorien der meisten zuvor nach außen verdrängten Elektronen zusammentreffen, wirkt ein elektrisches Feld, das Elektronen ins Innere der Bubble ziehen und so beschleunigen kann. Dieses idealisierte Bild ist schematisch in Abbildung 63 a) dargestellt. Nach und nach können immer mehr Elektronen nach innen gezogen werden und sind dann dort gefangen, da sie einerseits das axiale Wakefield mit der abgebildeten Struktur E_z verspüren, andererseits aber auch ein fokussierendes transversales Feld.

In der Folge gelang es im Jahr 2004 drei verschiedenen Gruppen, erstmals experimentell quasi-monoenergetische, transversal und zeitlich gebündelte Elektronenbunches über Laser-Plasma-Wechselwirkung zu produzieren [214–217]. In [215] wurde dabei explizit das Bubble-Bild zur Erklärung herangezogen.

Diese Arbeiten waren essentiell für das Forschungsgebiet, da für viele Anwendungen nicht nur hohe Energien, sondern eben Elektronenpulse mit möglichst scharf definierten (quasi-)monoenergetischen Energiepeaks benötigt werden. Diese Expe-

*Bubble Regime,
Pukhov,
Meyer-ter-Vehn,
APB 2002.*

*Nature Dream
Beam issue,
2004.*

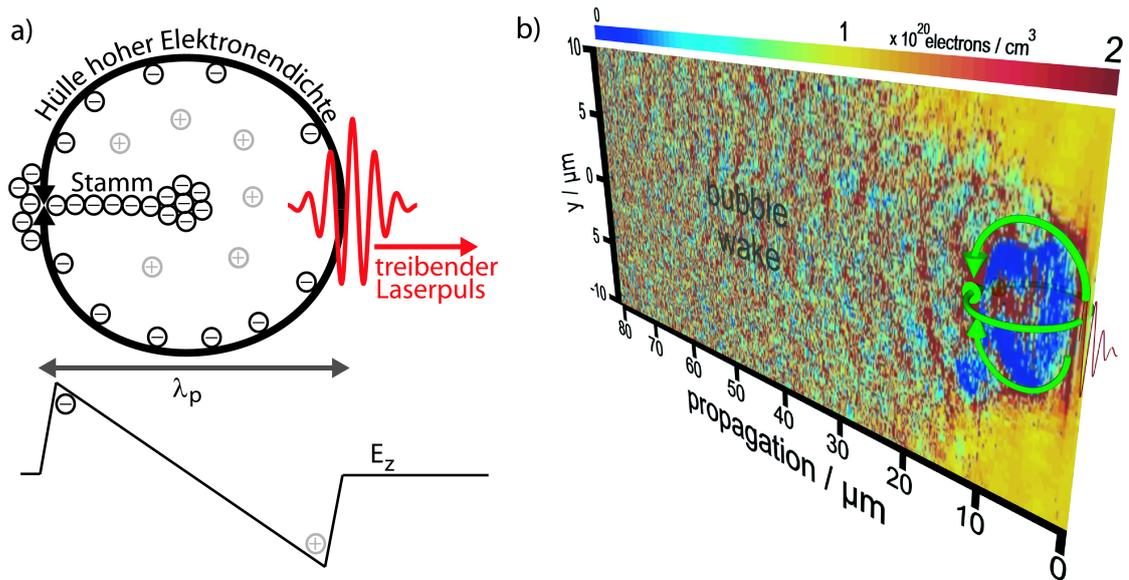


Abbildung 63: a) Schematische Darstellung der Bubble-Bildung. Elektronen werden vom treibenden Laserpuls zunächst von der Achse vertrieben, bilden eine elektronenfreie sphärische Kavität, in der ein longitudinales E -Feld E_z mit abgebildetem Verlauf existiert. b) Visualisierung einer geformten Bubble auf Grundlage einer 3D-PIC-Simulation (ILLUMINATION-Code [212, 213]).

perimente waren jedoch sehr restriktiven Laserbedingungen unterworfen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden solche quasi-monoenergetischen Elektronenbunches mit Hilfe von Laserplasmen erstmals explizit über das Prinzip der Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration unter Zuhilfenahme der Bubble Acceleration-Beschreibung erzeugt. Ein großer Vorteil dieser Methode sind deutlich relaxierte Anforderungen an die Parameter der treibenden Laserpulse, zum Beispiel die Pulsdauer. Die experimentelle Versuchsanordnung und -durchführung wird nun beschrieben.

5.2 Versuchsaufbau und -Bedingungen

Der grundlegende experimentelle Versuchsaufbau ist in Abbildung 64 dargestellt. Das verwendete Lasersystem war der JETI-Laser, der bereits im vorigen Kapitel 4 detailliert beschrieben wurde. Mit einem off-axis-Parabolspiegel mit einer F-Zahl von 2,2, die das Verhältnis von Brennweite zu Strahldurchmesser vor der Fokussierung angibt, wurden Fokusgrößen in Höhe von $3,2 \mu\text{m}$ (FWHM) erreicht, was einer Fokus-Intensität von etwa $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ entspricht.

Als Targets kamen gepulste Gas-Jets zum Einsatz, die mit Hilfe von schnellen Miniatur-Spezialventilen [218], verschiedenen Düsenformen und einem Druckreservoir im Hintergrund produziert wurden. Der Laserpuls beziehungsweise -Vorpuls muss in diesem Szenario das Gas zunächst ionisieren, damit überhaupt Plasma vorhanden ist. Typische in Frage kommende Gase sind beispielsweise Wasserstoff, Stickstoff oder Edelgase wie Helium, Neon oder Argon. Bei Helium werden unter

den experimentellen Voraussetzungen beide Elektronen (mit Ionisationspotentialen von etwa 25 sowie etwa 55 eV) bereits in der ansteigenden Flanke des Laserpulses im gesamten Fokusbereich ionisiert, so dass homogene und reproduzierbare Bedingungen herrschen.

Bei Stickstoff jedoch können je nach lokaler Intensität bis zu 7 Elektronen freigesetzt werden (Vollionisation setzt bei Stickstoff bei Intensitäten oberhalb von $1,6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ein), so dass einerseits die Ermittlung der effektiven Plasmadichte weniger eindeutig [219] ist, und zweitens die oben erwähnte Ionisationsdefokussierung ausgeprägt sein kann und sich so leichter inhomogene Bedingungen einstellen können. Da in den Versuchen sehr hohe Gasdichten in Höhe von einigen 10^{19} cm^{-3} zum Einsatz kamen, wird dieses Argument noch verstärkt, denn der Einfluss der Ionisationsdefokussierung skaliert mit der Plasmadichte. Wasserstoff ist als brennbares und überaus flüchtiges Gas kritisch und wirft zusätzliche Handhabungsprobleme auf, so dass als Targetmaterial jeweils Helium gewählt wurde.

Zur Vermessung der Dichteverteilung oberhalb der Öffnung der Gasdüse (mit einem Durchmesser der Größenordnung sub-mm) kamen interferometrische Standardverfahren zum Einsatz, die im Detail beispielsweise in [220] oder in [221, 222] beschrieben sind. Da diese interferometrischen Verfahren auf einen ausreichend hohen Brechungsindex angewiesen sind, greift man bei dieser Charakterisierung zumeist dennoch auf Stickstoff oder ein anderes Edelgas wie Argon zurück. Für den in den Experimenten verwendeten Helium-Jet wird im Rahmen der Messgenauigkeit dann dieselbe Dichte-Hintergrunddruck-Charakteristik angenommen.

In dem im Fokus des Laserpulses bereitgestellten Gas-Jet findet nun die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Plasma statt. Dabei bildet sich ein Plasmakanal mit einer Länge von einigen $100 \mu\text{m}$. Die Interaktion des Laserpulses mit dem Plasma erzeugt über nichtlineare Thomson-Streuung aufgrund der relativistischen, anharmonischen Oszillation der Elektronen im Laserfeld höhere Harmonische des Laserlichts [223], die abgebildet werden können und so den Bereich der stärksten Interaktion sichtbar machen [224]. Die zweite Harmonische liegt bei einem Ti:Sa Laser mit der Zentralwellenlänge bei 800 nm entsprechend um die 400 nm. Dieser Bereich wurde mit Hilfe eines Interferenzfilters ($400 \pm 5 \text{ nm}$) ausgewählt, so dass Laser-Streulicht, starke Helium-Spektrallinien etc. ausgeblendet werden konnten. Das so gefilterte Licht aus dem Interaktionsbereich wurde mit Hilfe einer Linse auf eine Kamera abgebildet, mit der man dann Länge und Breite des Plasmakanals vermessen konnte.

Zusätzlich zu dieser Standard-Diagnostik wurde ein Szintillationsschirm [225] auf der Achse hinter der Laser-Wechselwirkungszone verwendet, ein so genannter Beam Viewer wie in [109]. Nach weitgehender Blockung des einfallenden Röntgenlichts und sehr niederenergetischer Elektronen zum Beispiel durch dünne Aluminiumfolien (für eine detaillierte Behandlung und quantifizierende Monte-Carlo-Simulation der Blockung und Streuung von Röntgenlicht und relativistischer Elektronen siehe Abschnitt 4.6.4) kann das Szintillationssignal auf dem Beam Viewer mit dem vorwärtsbeschleunigten, hochenergetischen Elektronenstrahl korreliert werden. Auf diese Weise können Richtung und Divergenz des Elektronenstrahls gemessen werden.

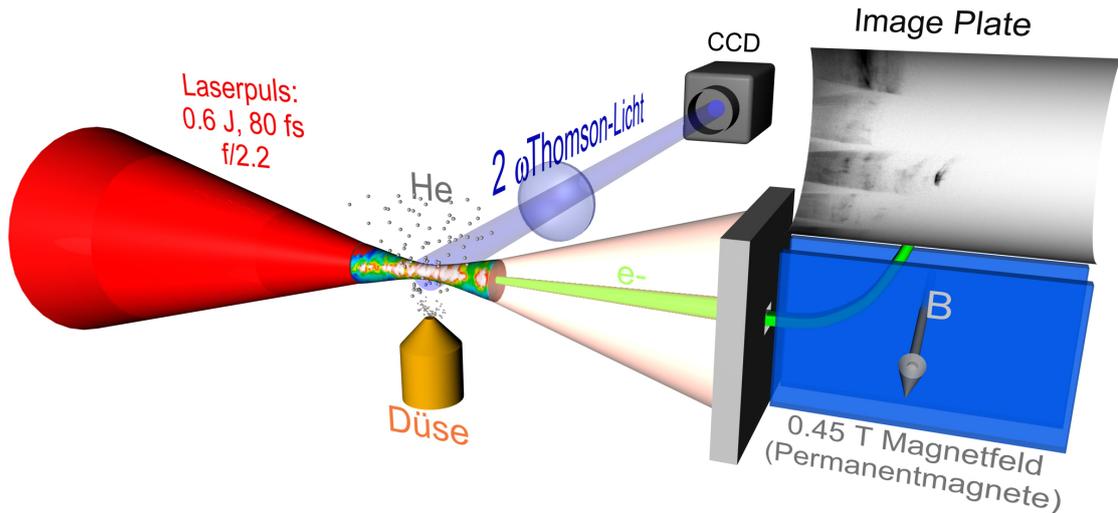


Abbildung 64: Versuchsaufbau zur Erzeugung und Detektion monochromatischer, relativistischer Elektronen über Laser-Plasma-Wechselwirkung. Der fokussierte Laserpuls erzeugt im Gas-Jet einen Plasmakanal, der über Thomsonstreuung beobachtet werden kann. Die beschleunigten Elektronen können mit Hilfe eines Permanentmagnet-Elektronenspektrometers und Image Plates detektiert werden. Nicht abgebildet sind der Beam Viewer, das Spektrometer zur Detektion des transmittierten Laserlichts und die Ionisationskammer (veröffentlicht in [4], Figure reprint permission from *Physical Review Letters*).

Um aus der Wechselwirkungszone nach vorne beschleunigte Elektronen spektral detektieren zu können, wurde ein Elektronenspektrometer verwendet, das in der verwendeten Konfiguration Elektronen bis zu Energien von ca. 160 MeV detektieren konnte und in Abschnitt 5.2.2 detailliert beschrieben wird. Da jedoch bei einer Dicke des Szintillationsschirms in der Größenordnung von 1 bis 2 mm Streueffekte schon sehr massiv werden (siehe wiederum Monte-Carlo-Simulationen in Abschnitt 4.6.4), muss der Beam Viewer zuvor von der Achse entfernt werden.

Zusätzlich konnte auf der Achse propagierendes Laserlicht das Elektronenspektrometer passieren und dahinter spektral untersucht werden.

Wie aus Abbildung 64 ersichtlich ist, wird der von links kommende Laserpuls in den rotationssymmetrischen Gas-Jet mit einem etwa gaußförmigen Dichteprofil fokussiert. Die Wechselwirkung des Pulses mit dem Plasma wird über die Emission der zweiten Harmonischen bei 2ω sichtbar gemacht und kann zur Justage der Lage der auf einem dreiachsigen Translationstisch angebrachten Gasdüse verwendet werden.

Da die Fokusintensität des Laserpulses (im Vakuum) deutlich relativistisch ist, kann im Gas beziehungsweise im Plasma relativistische Selbstfokussierung einsetzen, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben. Für eine Gasdichte von maximal $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, bei Helium also entsprechend einer Elektronendichte von $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, beträgt das untere Limit für relativistische Selbstfokussierung des Laserpulses mit der Leistung P_L nach Gleichung (127) etwa $P_L > P_{c,rsf} = 361 \text{ GW}$. Der Laserpuls (600 mJ in 80 fs) hat eine Leistung von $P_L \simeq 7,5 \text{ TW}$ geleistet, also ist das

Limit für Selbstfokussierung um mehr als eine Größenordnung überschritten. Andersherum argumentiert kann man sagen, dass die Laserleistung ausreicht, damit Beugung noch bis hinab zu einer Elektronendichte von etwa $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ durch relativistische Selbstfokussierung überkompensiert wird.

Der über relativistische Selbstfokussierung minimal erreichbare Fokusradius kann durch

$$r_0 \approx \begin{cases} \frac{2c}{\omega_p} & \text{bei relativ kleinem } a_0 \\ \frac{\sqrt{a_0}c}{\omega_p} & \text{wenn } a_0 \gg 1 \end{cases} \quad (128)$$

abgeschätzt werden [226]. Bei einer maximalen Dichte von $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ führt das zu einem minimalen Fokusradius von etwa 1 bis $2 \mu\text{m}$.

5.2.1 Online-Diagnostik

Während der Messkampagnen wurden vor allem die Kanal- und Düsenabbildung senkrecht zur Wechselwirkungsebene, der Beam Viewer sowie eine Ionisationskammer zur Justage einer möglichst erfolgreichen Wechselwirkung verwendet. Das bekannte, annähernd gaußförmige Gasdichte- beziehungsweise Elektronendichteprofil erlaubt bei bekannter Düsenposition die Zuordnung der Gasdichte im Bereich des Kanals. Die Plasmakanäle erstreckten sich erwartungsgemäß über einige $100 \mu\text{m}$, also um ein Vielfaches der Rayleigh-Länge Z_R und bestätigten so effektive Selbstfokussierung.

Einige Schüsse, die zum Teil auch zu besonders erfolgreichen Resultaten führten, waren dadurch gekennzeichnet, dass die Plasmakanäle im Bereich des Elektronendichtemaximums endeten. Abbildung 65 zeigt einen solchen Fall. Der Kanal beginnt bei einer Elektronendichte von etwa $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und endet etwa im Dichtemaximum bei $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Das entspricht einer Plasmawellenlänge von $\lambda_p = 5,3 \mu\text{m}$ bis $\lambda_p = 3,7 \mu\text{m}$.

Ein gaußähnliches Dichteprofil bedeutet, dass die vom Laserpuls während seiner Propagation erfahrene Elektronendichte stark variiert. Das Entstehen einer stabilen Bubble mit Elektroneneinfang ist nicht instantan, sondern benötigt eine bestimmte Zeit und kann daher von der sich ändernden Elektronendichte behindert werden. Abbildung 66 demonstriert, dass bei einem gaußähnlichen Dichteprofil mit einem Dichtemaximum bei $n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die Elektronendichte über eine Propagationsdistanz von etwa $1000 \mu\text{m}$ um etwa den Faktor 3,5 schwankt. Allerdings ist die Elektronendichte als solche nicht direkt maßgeblich für die Bubblebildung, sondern die Plasma-Wellenlänge λ_p . Diese skaliert aber mit der Dichte wie $\lambda_p \propto n_e^{-1/2}$, wodurch die Wirkung der Inhomogenität des Dichteprofils effektiv abgemildert wird. Die Plasmawellenlänge beziehungsweise -frequenz schwankt über dieselbe Distanz von $1000 \mu\text{m}$ nur um etwa das 1,8-fache.

Eigentlich müsste man nun noch die Nichtlinearität der Plasmawellenlänge, für die im Bereich relativistischer Intensitäten ($a_0 \gg 1$) wie oben erwähnt $\lambda_p^{NL} \approx \lambda_p a_0^{1/2}$ gilt, miteinbezogen werden. Bei einem a_0 von maximal ≈ 5 im Fokus ergäbe sich hier eine Überhöhung der effektiven Plasmawellenlänge um das 2,4-fache.

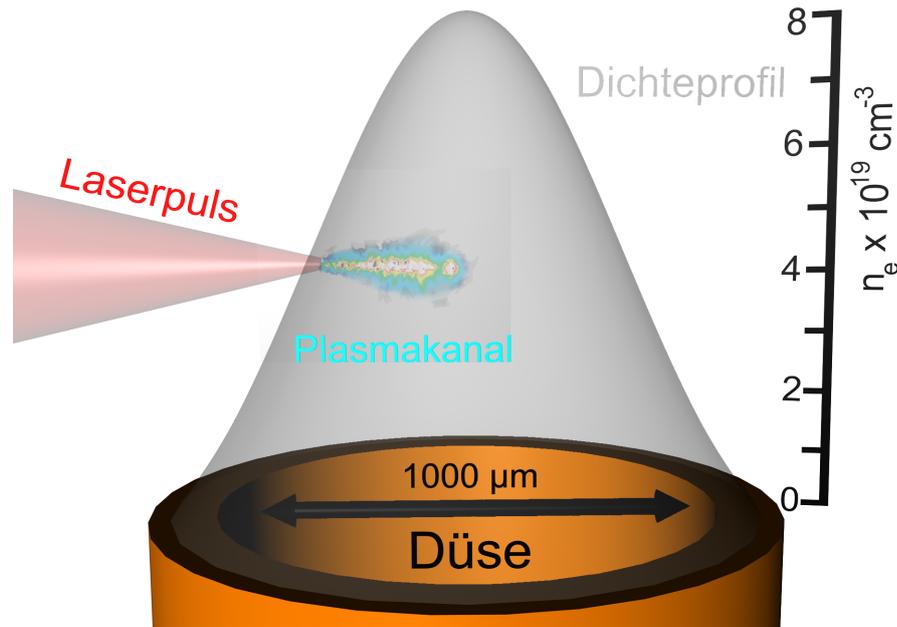


Abbildung 65: Schematische Abbildung zur Bildung eines Plasmakanals im Gas-Jet, der das etwa gaußförmig verlaufende Plasmadichteprofil hat. Der Plasmakanal erstreckt sich in diesem Fall bis etwa zum Dichtemaximum des Gas-Jets. An dieser Stelle hat die Plasmawellenlänge λ_p ihr Minimum erreicht und steigt dann wieder an.

Geht man auf der Laserachse weiter nach außen, also dorthin, wo die Plasmawellenlänge aufgrund der annähernd gaußförmig abfallenden Gasdichte zunimmt, wird a_0 schwächer, so dass je nach Schärfe der Fokussierung die Abnahme der Plasmawellenlänge aufgrund der niedrigeren Intensität der Zunahme der Plasmawellenlänge aufgrund der geringeren Gasdichte entgegenwirkt. Dadurch könnte unter geeigneten Bedingungen theoretisch das Plasmawellenlänge-Plateau verbessert werden. Die Plasmawellenlänge als Funktion der Gasdichte und der Intensität $\lambda_p^{NL}(n_e, I)$ ist aber nun nicht nur in axialer Richtung den geschilderten Abhängigkeiten unterworfen, sondern auch radial. Bei einem FWHM-Fokusradius von etwa $5 \mu\text{m}$ nimmt die Intensität in radialer Richtung viel schneller ab als in axialer Richtung. Im Bereich relativistischer Intensitäten heißt das also, dass vom Laserpuls nach außen verdrängte Elektronen dort im Prinzip nach einem Halbzzyklus schon wieder nur noch die um die entsprechende Intensitätsabnahme verringerte Plasmawellenlänge spüren. Aufgrund dieser überaus komplexen Zusammenhänge wird sich im folgenden primär an der nichtlinearen Plasmawellenlänge orientiert.

Eine Plasmawellenlänge von etwa $4 \mu\text{m}$ im zentralen Bereich des Gas-Jets bedeutet auch, dass die Laser-Plasma-Wechselwirkung hier nominell weit von der idealen Situation $c\tau \approx \lambda_p/2$ entfernt ist: die Länge des ins Plasma injizierten Laserpulses $c\tau \approx 24 \mu\text{m}$ ist um mehr als das 12-fache höher als die halbe Plasmawellenlänge $\lambda_p/2 \approx 2 \mu\text{m}$.

Trotz der massiven Überschreitung der Laserpulsdauer im Verhältnis zur Plasmawellenlänge lieferte experimentell bereits der einfache Beam Viewer auf der Ach-

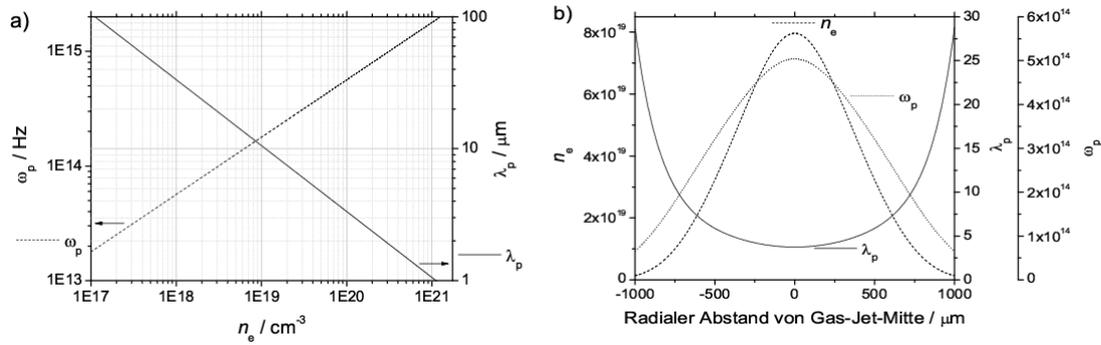


Abbildung 66: a) Überblick über Plasmafrequenz und Plasmawellenlänge bei linear ansteigender Plasmaelektronendichte. b) Ein annähernd gaußförmiges Dichteprofil wie im Experiment mit einem Dichtemaximum bei $n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ korrespondiert mit einem deutlich breiteren λ_p -Minimum, so dass die Plasmawellenlänge hier über eine große Distanz annähernd konstant bei etwa $4 \mu\text{m}$ ist.

se hinter der Interaktionsregion deutliche Hinweise dafür, dass es unter diesen Bedingungen trotz allem zu effektiver Elektronenbeschleunigung kommen kann. Abbildung 67 zeigt zunächst in a) beispielhaft ein Elektronensignal auf dem Szintillationsschirm für schlecht eingestellte experimentelle Bedingungen wie Düsenposition relativ zum Laserfokus sowie Hintergrund-Gasdruck, bei dem die Düse betrieben wurde. In dem Bild ist gelb ein sehr signalintensiver Bereich, während die Intensität über hellrot zu dunkelrot abnimmt. Es handelt sich also um ein räumlich sehr ausgedehntes, inhomogenes Muster, das zwei größere Maxima aufweist. Im Gegensatz dazu erhält man auf dem Beam Viewer bei besser eingestellter Wechselwirkung sehr feine, kontrastreiche Spots, siehe Abbildung 67 b). Der hier abgebildete Spot entspricht mit einer Halbwertsbreite von etwa 1 mm bei einem Abstand von der Quelle von 120 mm einer Divergenz des Elektronenstrahls von weniger als $\Theta = 10 \text{ mrad}$.

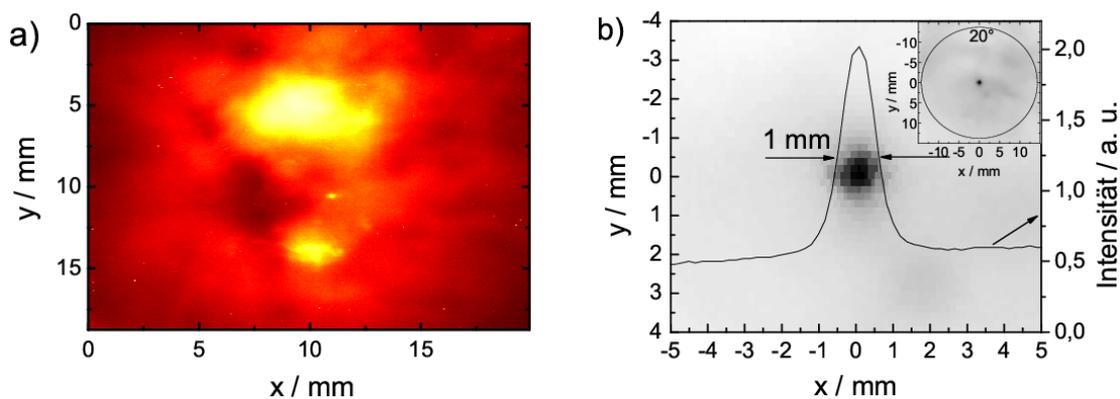


Abbildung 67: Bild des Elektronenstrahls auf dem Beam Viewer bei a) großer Divergenz, die auf eine schlechtere Elektronenausbeute hindeutet, und b) bei sehr geringer Divergenz von $\Theta < 10 \text{ mrad}$, was gleichzeitig auf einen hoch- und möglicherweise monoenergetischen Elektronenbunch schließen lässt.

Die Energiestruktur dieser Elektronenstrahlen wurde nun durch Herausfahren des Beam Viewers mit dem auf der Achse plazierten Elektronenspektrometer untersucht.

5.2.2 Hochenergie-Elektronenspektrometer

Das Elektronenspektrometer zur Messung der Energieverteilung der im Laserplasma produzierten Elektronen wurde auf Permanentmagnetbasis entworfen und konstruiert. Neben dem Hauptziel einer möglichst guten Energieauflösung und der Forderung, Elektronen bis hin zu Energien von ca. 160 MeV noch detektieren zu können, war das Design dieses Spektrometers von mehreren Nebenbedingungen begleitet. Das Gewicht sollte nicht zu hoch sein, um Transportierbarkeit mit einfachen Mitteln zu gewährleisten, und das Volumen möglichst gering, so dass es in den Vakuumkammern mit limitiertem verfügbarem Platz noch untergebracht werden kann. Ferner bestand die Notwendigkeit der gefahrlosen Zusammensetzbarkeit ohne Spezialgeräte, was aufgrund der enormen magnetischen Anziehungskräfte ein nicht zu unterschätzendes Problem darstellt. Da zur Zeit des Entwurfs und während der Konstruktionsphase noch keine kommerzielle Software zur Verfügung stand, wurde ein eigenes Tracking-Programm entwickelt. Hierzu wurde unter C++ ein relativistischer 3D-Simulationscode mit kombinierten graphischen Ausgeroutinen erstellt. Dieses Simulationsprogramm kann mit beliebigen Zeitschritten arbeiten und kann die Trajektorien einzelner Teilchen in Magnet- oder elektrischen Feldern, die entweder vorgegeben werden oder aber aus dreidimensionalen Messdaten eingelesen werden, berechnen und direkt plotten.

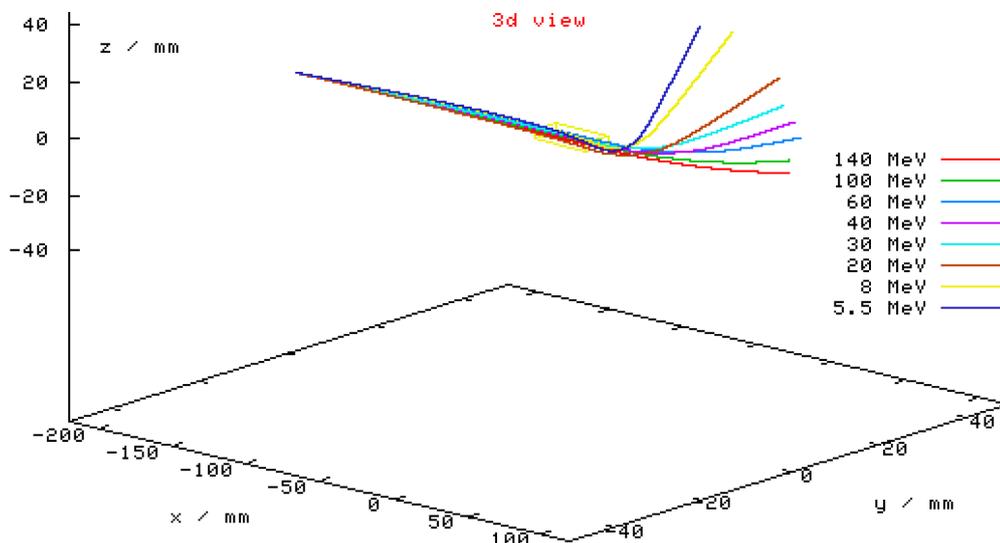


Abbildung 68: Output des selbstgeschriebenen, relativistischen 3D-Trackingprogramms. Die Elektronen verschiedener Energie kommen von rechts und werden durch die vermesenen Randfelder und das zwischen den Magnetplatten existierende B -Feld mit einer Stärke von bis zu 450 mT nach oben hin abgelenkt, wo sich unmittelbar die Detektionsebene mit der IP anschloss.

Es kamen Permanentmagnete aus Neodymium-Eisen-Bor (NdFeB) mit einer Re-

manenz von $B_r = 1100$ mT zum Einsatz. Diese stärksten aus größeren Serienproduktionen kommerziell zu erwerbenden Magnete wurden mit Abmessungen von $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ bezogen und sind von einem Oberflächenschutz aus einer Zinn-Nickel-Kombination überzogen, da bei NdFeB schon an Luftfeuchtigkeit rostähnliche Oberflächenkorrosion entstehen kann (NeoDeltaMagnete [142]). Zum Erreichen besserer Energieauflösung und -Schärfe wurde zusätzlich eine Seite der Magnete in einem Drahterosionsverfahren nach einem dem 3D-Tracking entspringenden Designvorgaben nach einem Polynomverlauf abgeschnitten [227]. Auf jeder Seite des Magnetmoduls wurden zwei solcher Magnetstücke verbaut und durch ein an der dünnsten Stelle 1 cm starkes, U-förmiges Joch aus Baustahl (St-37) sowie einen Abschluss aus 1 cm dickem Aluminium fixiert. Insgesamt hatte das Magnetmodul eine Abmessung von nur $22 \text{ cm} \times 6,5 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$ (Länge \times Breite \times Höhe). Nach vorne in Richtung Elektronenquelle wurde das Magnetmodul wiederum durch eine Sandwich-Kombination aus 1,5 cm Blei und 2 cm Delrin abgeschlossen. Diese vordere Schicht konnte gegen das Magnetmodul innerhalb der Vakuumkammer verschoben werden, so dass Elektronen erst in das Innere des Magnetmoduls eindringen konnten, sobald die Laser-Plasma-Wechselwirkung vorjustiert war. Dies war deswegen notwendig, weil zur Detektion Image Plates zum Einsatz kamen, die nicht online ausgelesen werden können, sondern auf die nur eine bestimmte Anzahl von Schüssen aufgebracht werden kann. Daher muss die Image Plate während der Justagephase so gut wie möglich vor Einfall von Elektronen und Photonen geschützt werden. Die Größe des tatsächlichen Eintrittsspalts konnte durch Verwenden verschiedener Einsätze variiert werden. In den experimentellen runs wurde letztlich eine $3 \times 5 \text{ mm}^2$ Öffnung verwendet [4].

Das tatsächliche, vom fertigen Magnetmodul erzeugte magnetische Feld wurde mit Hilfe eines Teslameters (FM 210 [143]) vermessen und in den 3D-Tracking-Code eingespeist. Ein beispielhafter Output für die in dieser Art mit dem selbstgeschriebenen Programm berechneten Trajektorien findet sich in Abbildung 68. Die Elektronen mit verschiedenen Energien kommen von links und werden im Magnetfeld innerhalb des Magnetmoduls nach oben hin abgelenkt. Aufgrund der kompakten Bauweise und des relativ dünnen Jochs konnte jedoch der Rückfluss der magnetischen Feldlinien nicht komplett kompensiert werden, so dass sich Randfelder mehr oder weniger bemerkbar machen, die im Bereich vor dem Eingangsspalt des Spektrometers entgegengesetzt gerichtet sind und so gerade weniger energiereiche Elektronen nach unten ablenken. Dies bedingt für axialen Einfall und das $3 \times 5 \text{ mm}^2$ -Fenster eine untere Nachweisgrenze des Spektrometers bei 5,5 MeV. In der Abbildung sind daher nur Plots für Elektronen bis hinunter zu dieser Energie aufgenommen. Randfelder spielen eine sehr große Rolle und müssen in jedem Fall berücksichtigt werden, weil die Energiekalibration sonst signifikant verfälscht wird.

Aus diesen Trajektorien wurde eine Energiekalibration gewonnen, mit der die experimentellen Messdaten ausgewertet wurden. Nachdem später die kommerzielle Software [30] verfügbar war, wurde das Magnetmodul damit unter Berücksichtigung der B - H -Kurve des verwendeten Baustahls simuliert. Abbildung 69 zeigt in a) das berechnete H -Feld, und in b) c) das entsprechende B -Feld. Man erkennt hier die unvollständige Kompensation des magnetischen Flusses, der zur Ausbildung signi-

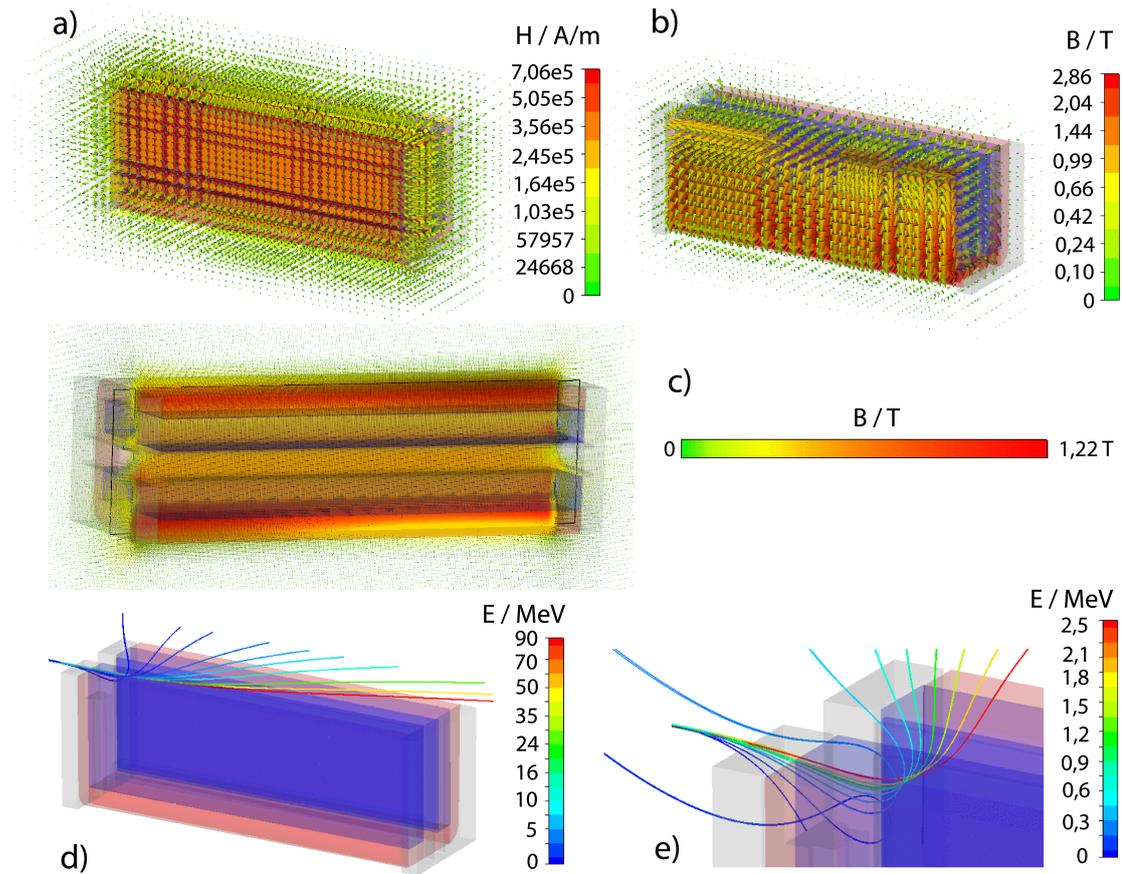


Abbildung 69: Ergebnisse der Simulation des Elektronenspektrometers mit dem CST PARTICLE STUDIO [30]. a), b) und c) zeigt die berechneten Felder, d) und e) die entsprechenden Trajektorien.

fikanter Randfelder führt. Abbildung 69 d) gibt die mit der kommerziellen Software berechneten Trajektorien analog zu Abbildung 68 (selbstprogrammierter Tracking-code) wieder. Eine vergrößerte Ansicht des Eintrittsbereichs ist Abbildung 69 e). Hier ist unter Weglassen der frontseitigen Delrin-Blei-Kombination zu erkennen, wie besonders die energiearmen Elektronen im Randfeld vor dem Magnetmodul nach unten abgelenkt werden und insgesamt teilweise sogar zur Umkehr gezwungen werden. Identische Effekte treten auch beim selbstgeschriebenen Tracking-Code auf, sind jedoch mit der kommerziellen Software optisch besser darzustellen.

In Abbildung 70 a) wird die aus den Messungen mit dem Teslameter und dem selbstgeschriebenen Tracking-Code ermittelte Energiekalibrationskurve mit der aus der kommerziellen Software erhaltenen Kalibrationskurve verglichen: man erkennt gute Übereinstimmung. Für die Ermittlung der Energie ist noch zu bedenken, dass aufgrund des endlichen Eintrittsspalts je nach Richtung der einfallenden Elektronen die gemessene Energie variieren kann. Für den Eintrittsspalt mit einer Höhe von 3 mm bedeutet dies beispielsweise im Fall einer monoenergetischen Elektronenenergie von 50 MeV, dass der Auftreffpunkt auf der Detektionsebene je nach der Richtung des einfallenden Strahls variieren kann, so dass die gemessene

Energie hier um $\pm 0,7$ MeV abweichen kann. Für 30 MeV gilt eine Unsicherheit von $\pm 0,5$ MeV. Es kann also auch je nach Divergenz selbst für einen perfekt monoenergetischen Elektronenbunch eine entsprechende maximale Energiebreite gemessen werden. Die angegebene Kalibrierung gilt daher exakt nur für unendliche feine Elektronenstrahlen mit einer Divergenz von 0 mrad.

In Abbildung 70 b) ist zusätzlich noch einmal das mit dem kommerziellen Programm erhaltene B -Feld zwischen dem Magnetplatten auf der Höhe des Elektreneintrittsspalt wiedergegeben, auch hier zeigt sich gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Feld in einer Höhe von bis zu 0,45 T.

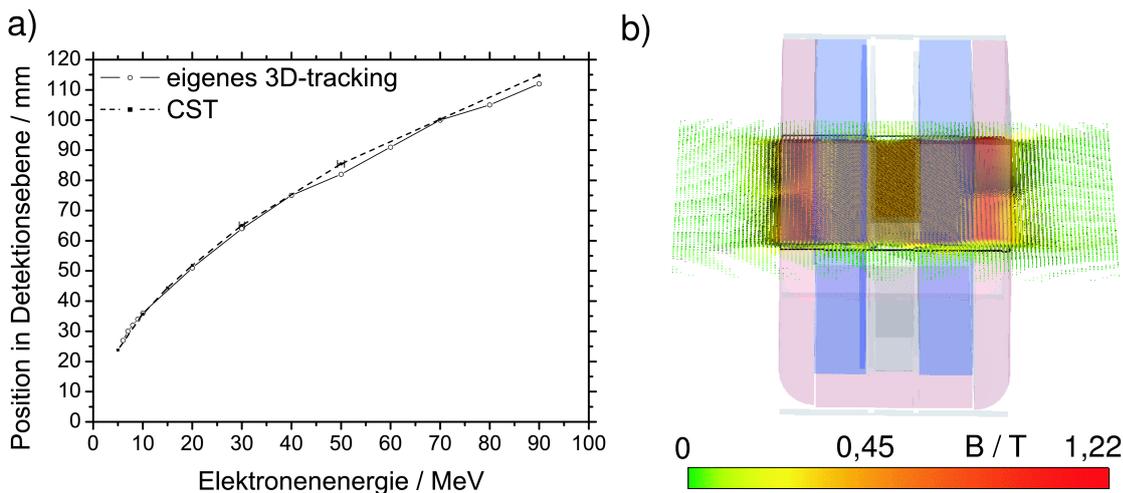


Abbildung 70: a) Direkter Vergleich der mit dem selbstgeschriebenen Tracking-Code und der kommerziellen Software [30] erhaltenen Kalibrierungskurven. Diese stimmen gut überein und bestätigen sich so wechselseitig. b) Ansicht des Spektrometers von schräg hinten und farbkodierter Nachweis dafür, dass das mit der kommerziellen Software errechnete B -Feld auf der Eintrittsachse mit dem gemessenen Wert von 0,45 T übereinstimmt.

Rückblickend gesehen ist die kommerzielle Software deutlich besser zum Design eines Magnetmoduls geeignet, da hierbei schon während der Konstruktionsphase über das integrierte Modul zur Feldberechnung die tatsächlichen Felder sowie Randfelder berücksichtigt werden können und das Design im vorhinein feld- und gewichtsoptimiert werden kann. Dennoch ist die vorausgegangene Entwicklung eines eigenen, relativistischen 3D-Tracking-Codes nicht vergebens, da erstens mit der auf diesem Weg erhaltenen Kalibrierung die Experimente durchgeführt wurden und weil zweitens das Programm aufgrund seiner Flexibilität zukünftig zur Untersuchung verschiedener anderer physikalischer Aufgabenstellungen verwendet werden kann.

5.2.3 Gemessene Elektronenspektren

Nach Ablenkung durch das beschriebene Magnetmodul trafen die solchermaßen energieaufgelösten Elektronen auf eine Image Plate. Um möglichst viele Schüsse aufnehmen zu können, ohne das Vakuum brechen zu müssen, wurde diese Image

Plate gebogen auf eine Zylinderoberfläche mit einem Umfang von etwa 36 cm aufgebracht (siehe auch Abbildung 64). Die Achse dieses Zylinders war motorisiert drehbar, so dass durch Weiterdrehen des Zylinders insgesamt bis zu 12 Schüsse auf einer Image Plate vom Typ Fuji BAS-MS 2325 (Größe $23 \times 25 \text{ cm}^2$) aufgebracht werden konnten, ohne zu überlappen. Das Innere des Zylinders bestand aus massivem Delrin, damit Elektronen nach Passage der IP in der Detektionsebene nicht auf der entgegengesetzten Seite der Zylinderoberfläche nochmals ein Signal auf der IP verursachen konnten.

Abbildung 71 zeigt ein typisches erhaltenes Spektrum mit exponentieller Energieverteilung. Auf der linken Seite der Abbildung in a) sind die aus der Image Plate ausgelesenen Rohdaten wiedergegeben. In dieser Darstellung liegen die niedrigen Energien oben und die höheren weiter unten, und Bereiche mit hoher Elektronenzahl sind schwarz gefärbt, während die Elektronenzahl zu helleren Bereichen abnimmt. Dem abgebildeten Spektrum kann eine Elektronentemperatur von $T_{\text{eff}} \approx 8 \text{ MeV}$ zugeordnet werden.

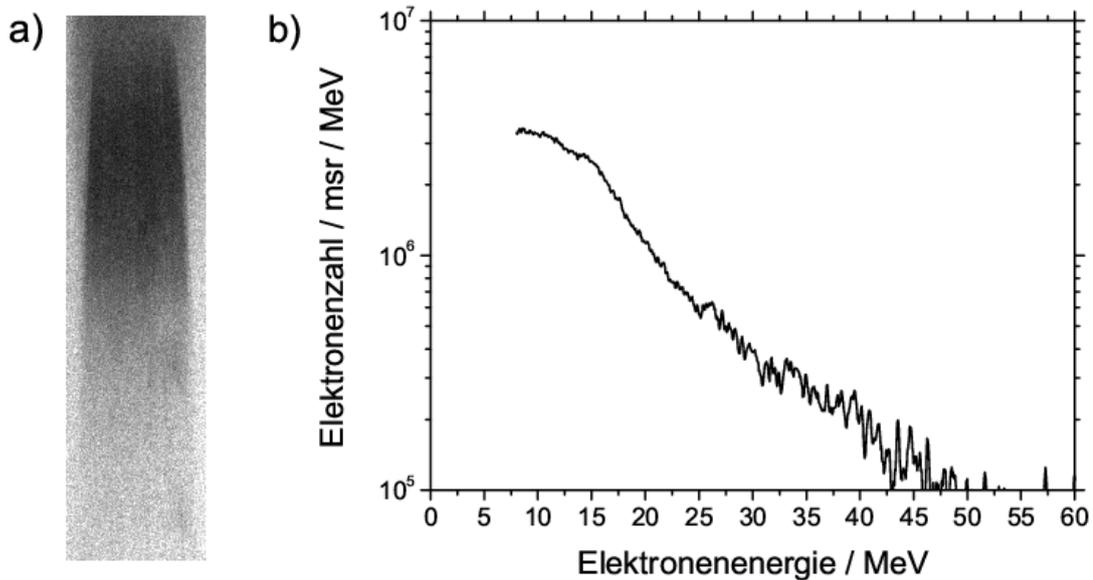


Abbildung 71: Gemessenes Elektronenspektrum. a) Rohdaten auf der IP und b) ausgewertetes, typisches Spektrum mit exponentieller Energieverteilung. Die Temperatur der Verteilung beträgt hier $T_{\text{eff}} \approx 8 \text{ MeV}$.

Nach längerer Justage führten andere Schüsse zu höherer Strahlungsausbeute in der Ionisationskammer, zu längeren Plasmakanälen und zu multiplen Peaks in den gemessenen Elektronenspektren. Mit einer Unterschall-Gasdüse [228] konnte beispielsweise ein besonders deutlicher Doppelpeak erhalten werden, der in Abbildung 72 sowohl in Form von Rohdaten als auch mit ausgewerteten Spektren wiedergegeben. Die hufeisenförmige Struktur der Peaks in den Rohdaten resultiert aus der Tatsache, dass die Detektions-IP wie beschrieben auf die Zylinderoberfläche gebogen war. Im ausgewerteten Spektrum ist der exponentielle Abfall der Elektronenzahlen zu hohen Energien hin kaum noch erkennbar, weswegen dieses

Spektrum nicht-logarithmisch abgebildet ist. Die Elektronenenergien der Peaks liegen hier bei 23 und 36 MeV und haben Halbwertsbreiten von etwa 1 MeV beziehungsweise 2 MeV. Das entspricht also einer Energieschärfe von $\delta E/E \lesssim 0,04$ beziehungsweise $\delta E/E \lesssim 0,06$. Wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben sind die aus den gemessenen Spektren ermittelten Energie-Halbwertsbreiten dabei sogar nur obere Grenzen, da eine Verbreiterung des auf der IP gemessenen Signals neben des tatsächlichen Energiespreads auch durch die Divergenz des Elektronenstrahls, noch verstärkt durch Abbildungsfehler im Spektrometer, hervorgerufen wird.

*Erstmalige
Erzeugung quasi-
monoenergetischer
SMLWFA-
Elektronen.*

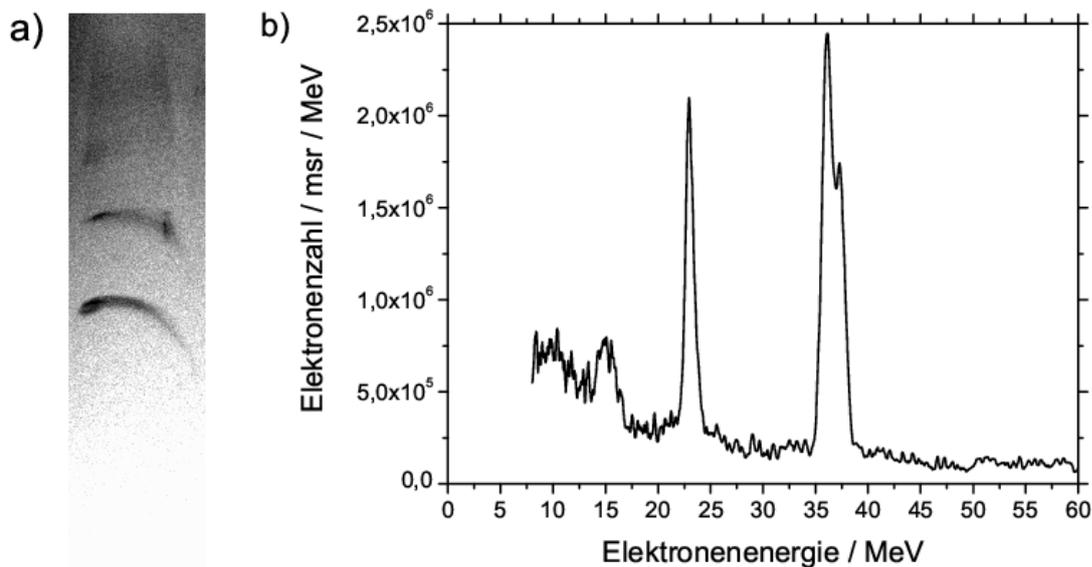


Abbildung 72: a) Rohdaten und b) ausgewertetes Spektrum mit einem sehr scharfen Doppelpeak, hier erhalten unter Verwendung einer subsonischen Düse [228]. Die Energien dieser Peaks liegen bei 23 MeV (FWHM < 1 MeV) sowie bei 36 MeV (FWHM < 2 MeV).

In guten Serien zeigten die Spektren bei jedem Schuss monoenergetische Merkmale, allerdings mit starken Energieschwankungen im Bereich einiger bis einiger 10 MeV. Die maximal gemessenen Energien betragen bis zu etwa 50 MeV. In Abbildung 73 ist ein solches quasi-monoenergetisches Elektronenspektrum mit einer Peak-Energie von etwa 47 MeV bei einer gemessenen Halbwertsbreite von 4 MeV abgebildet. Die Anzahl der Elektronen in diesem Peak lässt sich über die Image Plate-Kalibration [89] (siehe auch Abschnitt 4.6.4) exakt ermitteln und beträgt 2×10^6 . Mit diesen Messungen wurden erstmals relativistische, quasi-monoenergetische Elektronen über Laser-Plasma-Wechselwirkung in Deutschland produziert und nachgewiesen [4].

5.3 Erklärung der Messungen

Zur Diskussion und Erklärung der Messergebnisse werden zunächst einige Aspekte einer semianalytischen Theorie [229–231] dargestellt, die unter anderem Voraussagen über die laserbeschleunigten Elektronen in Abhängigkeit von den experimentellen Parametern ermöglicht. Es wird anhand dieser so genannten Bubble-Scalings

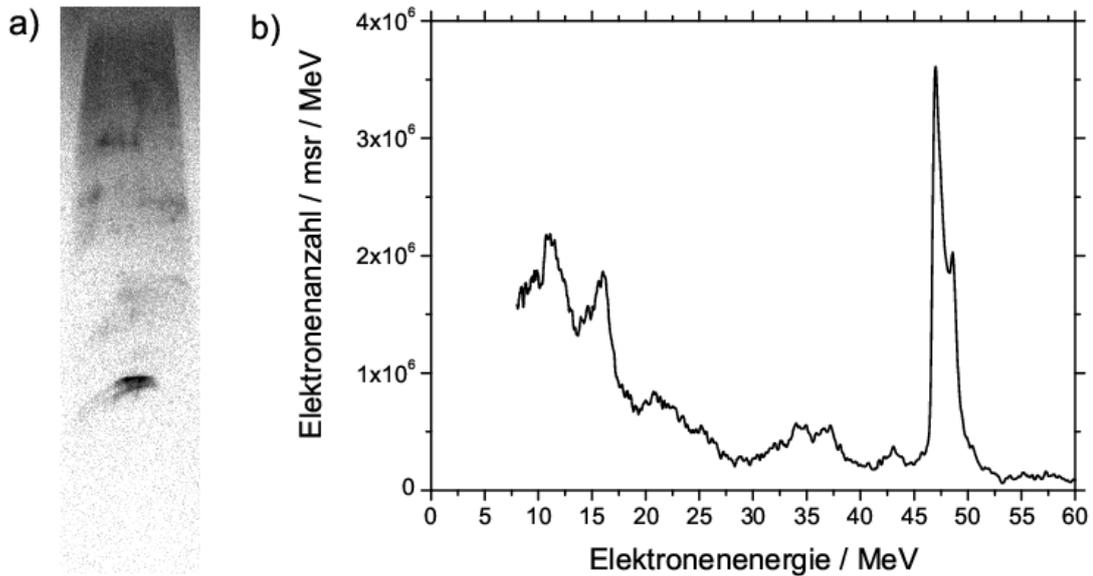


Abbildung 73: a) Rohdaten und b) ausgewertetes Spektrum mit einem monoenergetischen Peak bei einer besonders hohen Energie von ca. 47 MeV (FWHM < 4 MeV).

gezeigt, dass es unter den Versuchsbedingungen eigentlich nicht zur Erzeugung von quasi-monoenergetischen Elektronenbunches kommen dürfte. Durch eine detaillierte Untersuchung der Selbstmodulation des Laserpulses im Plasma konnte unter Zuhilfenahme von PIC-Simulationen jedoch gezeigt werden, dass über eine solche, intensive Selbstmodulation eine Fragmentierung des Laserpulses erzwungen wird. Diese Laserpulsfragmente ihrerseits sind stark genug, um das Bubble-Regime zu erreichen und so das Auftreten von quasi-monoenergetischen Elektronenpeaks zu begründen.

5.3.1 Skalierungsgesetze und Ähnlichkeitstheorie

Ähnlichkeitstheorien werden in vielen Bereichen der Physik angewandt und bieten unter anderem den Vorteil der Skalierbarkeit physikalischer Phänomene und haben daher große Bedeutung für Vorhersage, Entwurf und Design physikalischer Apparaturen. Aus dieser Motivation heraus wurde in der Arbeitsgruppe von A. Pukhov eine Similarity-Theory für relativistische Laser-Plasma-Wechselwirkung entwickelt [229–231]. Diese Theorie erlaubt insbesondere für den hochrelativistischen Bereich Vorhersagen für die über im Rahmen der Bubble Acceleration zu erwartende Energie des monoenergetischen Elektronenbunches, die Anzahl der Elektronen in diesem Peak sowie für die Beschleunigungsdistanz. Zusätzlich ergibt sich eine kritische Leistungsgrenze, die der treibende Laserpuls übertreffen muss, um Bubble-Beschleunigung überhaupt erst möglich zu machen.

Wie schon in der grundlegenden Behandlung weiter oben abzulesen, die weitgehend nur für den eindimensionalen Fall gilt, aber dennoch eine näherungsweise Beschreibung ermöglicht, sind sowohl die depletion- als auch die dephasing-Länge von den drei Parametern Elektronendichte n_e , kritischer Dichte n_c – beziehungs-

weise noch exakter vom Verhältnis n_c/n_e – und der normierten Laseramplitude a_0 abhängig (siehe auch Tabelle 3).

Dies spiegelt sich in der Similarity-Theory wieder, die mit dem dimensionslosen Similarity-Parameter

$$S = \frac{n_e}{n_c a_0} \quad (129)$$

operiert. Sie besagt grundsätzlich, dass sich Laser-Plasma-Wechselwirkungen mit gleichem S -Parameter ähneln, auch wenn die einzelnen Parameter n_e/n_c und a_0 deutlich verschieden sind. Insbesondere sind unterkritische Plasmen $n_e/n_c < 1$, in denen der Laserpuls propagieren kann, mit (stark) relativistischen Laserpulsen $a_0^2 \gg 1$ von Belang. Für solche Wechselwirkungen gilt $S \ll 1$, und es können allgemeine Voraussagen getroffen werden.

5.3.1.1 Geometrische Voraussetzungen

Ein zentrales Ergebnis der Similarity-Theory ist die Abschätzung eines allgemeinen, optimalen Laserpuls-Fokusradius

$$k_L R_{opt} = \frac{\omega_L}{c} R_{opt} \approx S^{-1/2} = \sqrt{a_0 \frac{n_c}{n_e}} \quad (130)$$

oder wegen $(n_c/n_e)^{1/2} = \omega_L/\omega_p$

$$k_p R_{opt} = \frac{\omega_p R_{opt}}{c} = \frac{2\pi R_{opt}}{\lambda_p} \simeq \sqrt{a_0} \quad (131)$$

Bei einem solchen Fokusradius R_{opt} kann Bubble-Beschleunigung optimal initiiert werden.

Zusätzlich zu dieser Bedingung für die transversale Ausdehnung des Laserfokus existiert eine weitere Bedingung für die Laserpulsdauer τ_L , der zufolge nämlich die longitudinale Ausdehnung ebenfalls nicht größer als dieser Radius sein soll. Es gilt also

$$c\tau_L \leq R_{opt} \quad (132)$$

5.3.1.2 Dichtefenster

Aufgrund folgender Überlegung kann ein Dichtebereich $n_{e,min} < n_e < n_{e,max}$ angegeben werden, in dem Bildung einer Bubble-artigen Beschleunigungsstruktur stattfinden kann.

Eine untere Grenze für die Dichte $n_{e,min}$ ergibt sich aus der Notwendigkeit, dass die Laserpulsintensität im Fokus relativistisch sein muss, um Elektronen effektiv zu verdrängen, also $a_{R,max} > 1$. Daraus erhält man mit Gleichung (130)

$$\frac{\omega_L}{c} R_{max} = k_L R_{max} = \sqrt{a_{R,max} \frac{n_c}{n_{e,min}}} \quad (133)$$

Eine obere Grenze für die Dichte $n_{e,max}$ ergibt sich daraus, dass die Pulsdauer die Fokusgröße nicht überschreiten darf, also mit Gleichung (159) aus Gleichsetzen

des entsprechenden Fokusradius R_2 mit der Pulsdauer τ_L zu

$$\omega_L \tau_L = k_L R_2 = \sqrt{a_{n,max} \frac{n_c}{n_{e,max}}} \quad (134)$$

Dieses Dichtefenster $n_{e,min} < n_e < n_{e,max}$ kann nun in Abhängigkeit von der Laserpulsleistung P_L ausgedrückt werden. Es gilt für die minimale Dichte

$$n_{e,min} \approx n_c \frac{P_{rel}}{P_L} \quad (135)$$

wobei P_{rel} die so genannte natürliche relativistische Einheit der Leistung $P_{rel} = 4\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5 / e^2 \approx 8,5$ GW ist. Sie ergibt sich aus $P = UI$, indem man für die Spannung $U = m_e c^2 / e$ und für den Strom den Alfvén-Strom $I = 4\pi\epsilon_0 m c^3 / e \approx 17,4$ kA einsetzt, also

$$P_{rel} = \frac{m_e c^2}{e} \frac{4\pi\epsilon_0 m_e c^3}{e} = 4\pi\epsilon_0 \frac{m_e^2 c^5}{e^2} \approx 8,5 \text{ GW} \quad (136)$$

Zur Ermittlung der maximalen Dichte kann eine allgemeine Abschätzung für die Intensität $I = P/R^2 \propto a_0^2$ verwenden, und den Ausdruck für R aus Gleichung (130) einsetzen. Dann ergibt sich

$$P \propto a_0^3 \frac{n_c}{n_e} \quad (137)$$

Aus Bedingung (134) bekommt man mit

$$\tau_L^6 \omega_L^6 < a_0^3 \frac{n_c^3}{n_e^3} \quad (138)$$

einen weiteren Ausdruck für a_0^3 , den man in (137) einsetzen kann. Stellt man nach $n_{e,max}$ um und zieht die Wurzel, ergibt sich schließlich für die maximale Dichte

$$n_{e,max} \approx \frac{n_c}{(\omega_L \tau_L)^3} \sqrt{\frac{P_L}{P_{rel}}} \quad (139)$$

Eine Übersicht über die minimale und maximale Dichte in Abhängigkeit von der Pulsenergie E_L und Pulsdauer τ_L ist in Abbildung 74 dargestellt.

5.3.1.3 Kritische Leistung für Bubble-Beschleunigung

Das Dichtefenster öffnet sich erst ab einer unteren Schranke für die Laserpulsleistung,

$$P_L > P_{c,bubble} = P_{rel} (\omega_L \tau_L)^2 \quad (140)$$

oder in Form einer Faustformel als

$$P_L > P_{c,bubble} \approx \left(\frac{\tau [\text{fs}]}{\lambda [\mu\text{m}]} \right)^2 \times 30 \text{ GW} \quad (141)$$

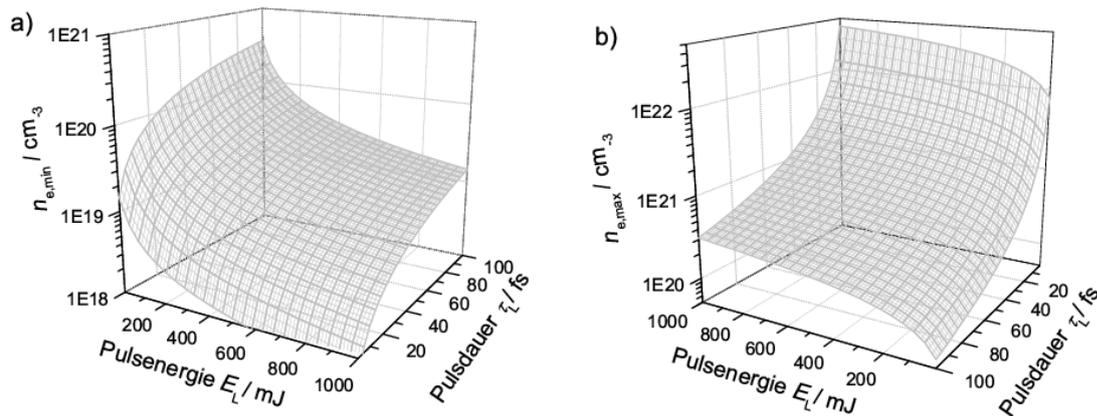


Abbildung 74: Minimale a) beziehungsweise maximale b) Dichte in Abhängigkeit von Pulsenergie und Pulsdauer, bei der Bubble-Bildung möglich ist.

beziehungsweise für die Energie

$$E_L > E_{c,bubble} \approx \frac{(\tau[\text{fs}])^3}{(\lambda[\mu\text{m}])^2} \times 30 \mu\text{J} \quad (142)$$

Diese Grenze ist von überragender Bedeutung und hat aufgrund der quadratischen (Leistung) beziehungsweise kubischen (Energie) Abhängigkeit von der Pulsdauer sehr interessante Implikationen. Ultrakurze Laserpulsdauern im Bereich von einigen zehn, oder sogar nur einen wenigen Femtosekunden im Bereich von einigen mJ bis einigen J sind heute möglich, so dass sich solche Energie-Pulsdauer-Kombinationen sehr gut zum Herbeiführen von Bubble-Beschleunigung eignen. Dagegen steigt die erforderliche Energie beziehungsweise Leistung mit zunehmender Pulsdauer so stark an, dass die Leistungsgrenze selbst mit heutigen Laser der Petawattklasse mit Pulsdauern von typischerweise einigen 100 fs nicht zu erreichen ist. In Abbildung 75 a) und b) sind die beiden Gleichungen veranschaulicht.

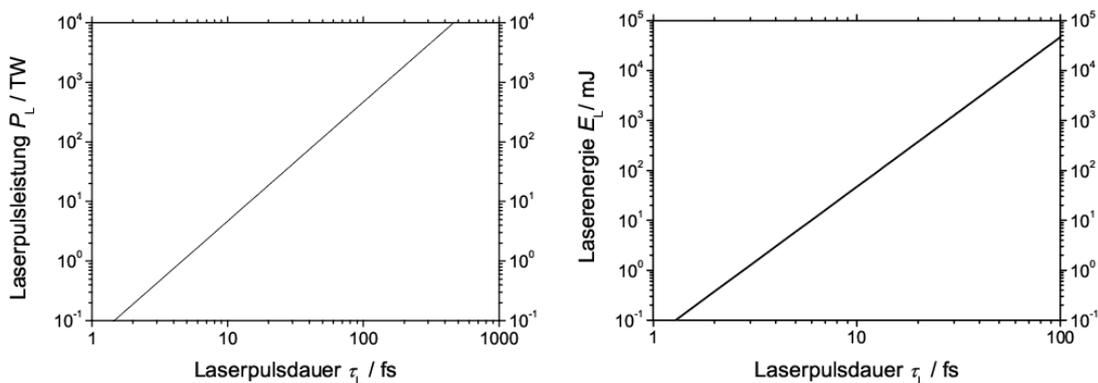


Abbildung 75: Laserleistungs- a) beziehungsweise Energiegrenze b), aber der Bubble-Bildung möglich ist. Plots auf Grundlage von Referenz [230].

Ist diese Leistungsgrenze erst einmal überschritten und liegen Gasdichtebedingungen innerhalb des Dichtefensters vor, kann laut dieser Theorie Bubble-Beschleunigung erreicht werden.

schleunigung stattfinden. Die analytischen Zusammenhänge der Similarity-Theory von der Arbeitsgruppe A. Pukhov konnten mit Hilfe von 3D-PIC-Simulationen verfeinert werden, so dass sich mit entsprechenden Vorfaktoren folgende Voraussagen treffen lassen [230].

5.3.1.4 Energie des monoenergetischen Peaks

Die maximale Energie des monoenergetischen Peaks im Elektronenspektrum beträgt

$$E_{mono} \approx 0,65 m_e c^2 \sqrt{\frac{P_L}{P_{rel}}} \frac{c\tau_L}{\lambda_L} \approx 0,1 \text{ MeV} \sqrt{\frac{P_L}{P_{rel}}} \frac{\tau[\text{fs}]}{\lambda_L[\mu\text{m}]} \quad (143)$$

Die Energie der Elektronen im erzeugten Bunch skaliert also mit der Wurzel der Laserenergie $E_{mono} \propto E_L^{1/2}$, und mit der Wurzel der Pulsdauer $E_{mono} \propto \tau_L^{1/2}$. Hieraus ergibt sich also das Ergebnis, dass längere Laserpulse von Vorteil sind, so lange man oberhalb der erforderlichen Leistungsschwelle bleibt.

Als Nebenbedingung ist allerdings wiederum zu berücksichtigen, dass die Länge des Laserpulses $c\tau_L$ an den Fokusradius R über $c\tau_L < R$ angepasst sein muss.

5.3.1.5 Maximalzahl der Elektronen im Peak

Aus Überlegungen dazu, welche Elektronen für den Einfang und Beschleunigung in der Bubble in Frage kommen, konnte in [230] ein Skalierungsgesetz für die maximale Anzahl der Elektronen im quasi-monoenergetischen Peak des Elektronenspektrums erhalten werden, das sich zu

$$N_{mono} \approx \frac{1,8}{k_L r_e} \sqrt{\frac{P_L}{P_{rel}}} = \frac{1,8 \lambda_L}{2\pi r_e} \sqrt{\frac{P_L}{P_{rel}}} \approx 10^8 \lambda_L [\mu\text{m}] \sqrt{\frac{P_L}{P_{rel}}} \quad (144)$$

ergibt, wobei r_e der klassische Elektronenradius $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ ist.

5.3.1.6 Effektive Beschleunigungslänge

Für die effektive Beschleunigungsdistanz gilt nach der Similarity-Theory

$$L_{acc} \approx 0,7 \frac{c\tau_L}{\lambda_L} Z_R \quad (145)$$

mit der Rayleigh-Länge $Z_R = \pi r_0^2/\lambda_L \approx a_0 \lambda_p^2/(4\pi\lambda_L)$.

5.3.1.7 Energiekonversion

Aus den Gleichungen (171) und (144) kann man für die Konversionseffizienz η von Laserenergie E_L in Energie des monoenergetischen Elektronenbunches $N_{mono}E_{mono}$ schlussfolgern, dass es sich im optimalen Fall um eine Konstante mit dem Wert

$$\eta = \frac{N_{mono}E_{mono}}{P_L \tau_L} = \frac{N_{mono}E_{mono}}{E_L} \approx 20\% \quad (146)$$

handelt. Dies würde bedeuten, dass Bubble-Beschleunigung nicht nur ein elegantes, sondern auch ein äußerst effektives Schema zur Erzeugung monoenergetischer Elektronen ist.

5.3.1.8 Ist Bubble-Beschleunigung mit einem 8-TW-Laser möglich?

Es ist naheliegend, die oben dargestellten Scalings auf den im Experiment verwendeten 8-TW-Laser anzuwenden. Dazu muss zunächst überprüft werden, ob die notwendige Leistungsgrenze überwunden wird. Aus Gleichungen (140), (161) und (161) ergibt sich für eine Pulsdauer von 80 fs, dass die Laserenergie P_L größer als 300 TW sein müsste

$$P_L = 8 \text{ TW} \stackrel{!}{>} P_{c,bubble} \approx \left(\frac{\tau[\text{fs}]}{\lambda[\mu\text{m}]} \right)^2 \times 30 \text{ GW} \approx 300 \text{ TW} \quad \text{!} \quad (147)$$

Das heißt also, die notwendige Leistung wird um fast zwei Größenordnungen unterschritten. Obendrein werden auch die geometrischen Bedingungen (131) und (159) grob verletzt. Monoenergetische Elektronenbeschleunigung erscheint also von daher als vollkommen ausgeschlossen.

Im Folgenden wird gezeigt, wie die Laserpulsparameter über den Prozess der Selbstmodulation so verändert werden, dass die obigen Bedingungen der Similarity-Theory erfüllt werden können. Das Bubble-Regime wirkt also in dieser Hinsicht als physikalischer Attraktor. Es müssen dann die im Zuge der Plasmawechselwirkung selbstmodulierten Größen \tilde{E}_L , $\tilde{\tau}_L$, \tilde{P}_L als entsprechende Parameter in die Scaling Laws einfließen. Mit diesen aus Theorie und Simulationen erhaltenen Parametern kann gezeigt werden, dass die Scaling Laws zum Teil sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefern. Dies ist umso bemerkenswerter, als die Laser-Plasma-Wechselwirkung durch den Selbstmodulationsprozess zuvor empfindlich modifiziert wird. Dass die Scaling Laws dennoch bestätigt werden konnten, deutet auf eine erstaunliche Robustheit des gesamten Prozesses sowie der Scaling Laws hin.

5.3.2 Selbstmodulation des Laserpulses im Plasma

Ein faszinierendes und seit langem bekanntes Phänomen der Laser-Plasma-Wechselwirkung ist die Selbstmodulation von Laserpulsen in Plasmen. Dabei handelt es sich um longitudinale Energiebündelung in Form von Amplitudenmodulation der Einhüllenden des elektrischen Laserfeldes. In der Tat reichen die Untersuchungen der Selbstmodulation einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma bis mindestens zum Jahr 1974 zurück [198], also noch deutlich vor der Formulierung der Idee des Laser Electron Accelerators durch Tajima und Dawson [180].

Als eine Form der Selbstmodulation kann man die bereits oben diskutierte periodisch aufgrund des Wechselspiels von Selbstfokussierung und Ionisationsdefokussierung modulierte Laserpulsintensität ansehen [203] oder das damit sehr eng verwandte laser-sausaging [232].

Während bei diesem Effekt jedoch die Energie transversal gebündelt wird, ist die hier gemeinte Selbstmodulation eine longitudinale Energiebündelung. Ausschlaggebend sind hierbei Instabilitäten aufgrund von Raman Forward Scattering (RFS) [233–243].

In den 70er und 80er Jahren stand aufgrund der Bedeutung für die laserbasierte Trägheitsfusion zunächst die Stabilität der Propagation längerer (> 1 ps)

Laserpulse in Plasmen im Mittelpunkt der Forschungstätigkeit. Diese Wechselwirkung ist von Ionenbewegung und Rückstreuungs-Instabilitäten gekennzeichnet, während die Anwachsraten von Vorwärts-Instabilitäten bei quasistatischem Ionenhintergrund zu vernachlässigen sind. Bei ultrakurzen, hochintensiven Pulsen jedoch ist es genau umgekehrt [241]: die Ionenbewegung kann vernachlässigt werden und die Intensität ist hoch genug, um lokale starke Variation der Gruppen- und Phasengeschwindigkeit des Lasers zu verursachen. Insofern ist diese longitudinale Selbstmodulation und Energiefokussierung eng mit der transversalen Selbstfokussierung verknüpft. Während bei den in Abschnitt 5.1.2.4 diskutierten transversalen Selbstfokussierungseffekten die physikalischen Ursachen je nach Pulsdauer sowie Berücksichtigung oder Vernachlässigung der Ionenbewegung verschieden sind, letztlich aber alle zu transversaler Fokussierung führen, unterscheidet sich die Vorwärts-Ramanstreuung von der Rückwärts-Ramanstreuung dadurch, dass hierbei neue elektromagnetische Wellen erzeugt werden, die mit dem Laserpuls und der Plasmawelle nach vorne propagierenlaufen, dabei weitere, zusätzliche Wechselwirkung produzieren und infolgedessen zu extremer longitudinaler Selbstfokussierung führen können.

Raman Forward Scattering kann im Wellenbild als Zerfall einer elektromagnetischen Welle (ω_0, k_0) in eine stokes-verschobene Welle mit ($\omega_0 - \omega_p, k_0 - \omega_p/c$) und eine antistokes-verschobene Welle mit ($\omega_0 + \omega_p, k_0 + \omega_p/c$) beschrieben werden. Im 1D-Fall [240, 241, 244] kann man RFS und die damit zusammenhängende periodische longitudinale Energiebündelung folgendermaßen anschaulich darstellen.

Eine anfängliche Elektronendichteinhomogenität, die durch verschiedene Störungsmechanismen wie zum Beispiel die immer vorhandene Laserpuls-Ionisationsfront verursacht werden kann, führt zu einer in die Laserpulspropagationsrichtung z variierenden lokalen Elektronendichte $n_e(z)$ beziehungsweise Plasmafrequenz $\omega_p(z)$ und infolgedessen nach Gleichung (104) direkt zu einer lokalen Änderung der Laserpulsgruppengeschwindigkeit

$$v_g(z) = c\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p(z)}{\omega_0}\right)^2} = c\sqrt{1 - \frac{n_e(z)}{n_c}} \quad (148)$$

Daher beschleunigt der Anteil des Lichts, der in Regionen mit verminderter Elektronendichte, $n_{e, \text{lokal}} < n_{e,0}$ propagiert, wohingegen der Anteil in Regionen mit erhöhter Elektronendichte $n_e(z) > n_{e,0}$ mit einer langsameren Gruppengeschwindigkeit propagiert. Aufgrunddessen tendiert das Licht dazu, sich in Regionen der Plasmawelle zu bündeln, in der $n_e(z) = n_{e,0}$ gilt. Drückt man nun nach [244] und [201] die Dichtevariation mit Hilfe der Größe $\delta n/n_0$ aus, so dass sich die Lichtbündelung an Stellen mit $\delta n/n_0 = 0$ vollzieht, kann man die zeitliche Anwachsrates der Modulation berechnen.

Innerhalb einer Zeit Δt ändert sich der Abstand L zwischen zwei Phasenflächen an den Positionen 1 und 2 wie

$$\Delta L = (v_{g,2} - v_{g,1})c\Delta t \quad (149)$$

Nach [244] kann man nun die Differenz aus maximaler $v_{g,2} = c\eta = c[1 - (\omega_p/\omega_0)^2(1 + \delta n/n_0)]^{1/2}$ und minimaler $v_{g,1} = c[1 - (\omega_p/\omega_0)^2(1 - \delta n/n_0)]^{1/2}$ Gruppengeschwin-

digkeit im angenommenen Fall eines unterdichten Plasmas mit $\omega_p^2/\omega_0^2 \ll 1$ als $\Delta v_g = v_{g,max} - v_{g,min} = -(\omega_p^2/\omega_0^2)(\delta n/n_0)$ ausdrücken.

Die Annahme der Erhaltung der Photonenzahl in einem lokalen Volumen (classical action, siehe zum Beispiel Herleitung in [201] sowie dortige Literaturangaben) bedeutet im allgemeinen Fall, dass

$$a^2\omega_0 r^2 L = \text{konst} \quad (150)$$

wobei r die Laserspotgröße und L der anfänglich betrachtete longitudinale Abschnitt ist. Im 1D-Fall (weglassen von r) und mit der Annahme einer konstanten Frequenz ω_0 bekommt man mit $a^2 L = \text{konst}$ das Ergebnis, dass die Dichtemodulation eine Intensitätsmodulation

$$\Delta a^2 = -a_0 \frac{\Delta L}{L_0} = a_0^2 \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{\delta n_{\max}}{n_0} \frac{c\Delta t}{L_0} \quad (151)$$

zur Folge hat [244].

Die Gleichung beschreibt die Intensitätserhöhung innerhalb einer Plasmawellenlänge. Dies ist ein dynamischer, phasenverschobener Prozess, so dass sich Dichteveränderung und Intensitätsvariation wechselseitig verstärken und eine Rückkopplungsschleife entsteht. Man kann dies nach [244] in der Form eines harmonischen Oszillators ausdrücken.

Die zeitliche Anwachsrate von δn ist dann

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{1}{4} \int \omega_p \Delta a^2 dt \quad (152)$$

Aus dieser Gleichung und (151) ergibt sich

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta a^2 = \frac{a_0^2 \omega_p^2 \omega_p c}{4 \omega_0^2 L_0} \Delta a^2 \quad (153)$$

beziehungsweise über die die physikalisch sinnvolle Wahl von $L_0 = \lambda_p/2 = \pi c/\omega_p$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta a^2 = \frac{a_0^2 \omega_p^2}{4\pi \omega_0^2} \omega_p^2 a^2 \quad (154)$$

Die Intensitätsmodulationen wachsen daher exponentiell [185, 241, 242, 244–246] mit einer zeitlichen Rate

$$\Gamma_4 = \frac{\omega_p^2 a_0}{\sqrt{8}\omega_0} \approx \frac{\omega_p^2 a_0}{6,7 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}} \propto n_e a_0 \quad (155)$$

im Fall des resonanten 4-wave Regimes – in dem beide Moden $\omega_0 \pm \omega_p$ resonant sind – beziehungsweise mit

$$\Gamma_{4,nr} = \frac{\sqrt{3}\omega_p}{2} \left(\frac{\omega_p^2 a_0}{4\omega_0^2} \right)^{2/3} \quad (156)$$

im Fall des nicht-resonanten 4-wave Regimes, und

$$\Gamma_3 = \frac{\omega_p a_0}{4} \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_0}} \quad (157)$$

im 3-wave Regime, in dem nur $\omega_0 - \omega_p$ resonant mit Pumplaser und Plasmawelle ist. Diese verschiedenen Regime der Raman Forward Scattering-Instabilität mit ihren unterschiedlichen Anwachsrate werden nach [185] mit Zunehmen der Instabilität durchlaufen.

In Abbildung 76 a) bis c) sind diese Anwachsrate für verschiedene Elektrodendichten und Intensitäten a_0 geplottet, während in d) die 3 Anwachsrate für die im Experiment verwendete Vakuumintensität von $a_0 = 5$ dargestellt ist. Es bleibt festzuhalten, dass in die Rate in allen Regimen mit höherer Intensität und höherer Plasmadichte stark anwächst – ein Ergebnis, das für die durchgeführten Experimente entscheidend ist.

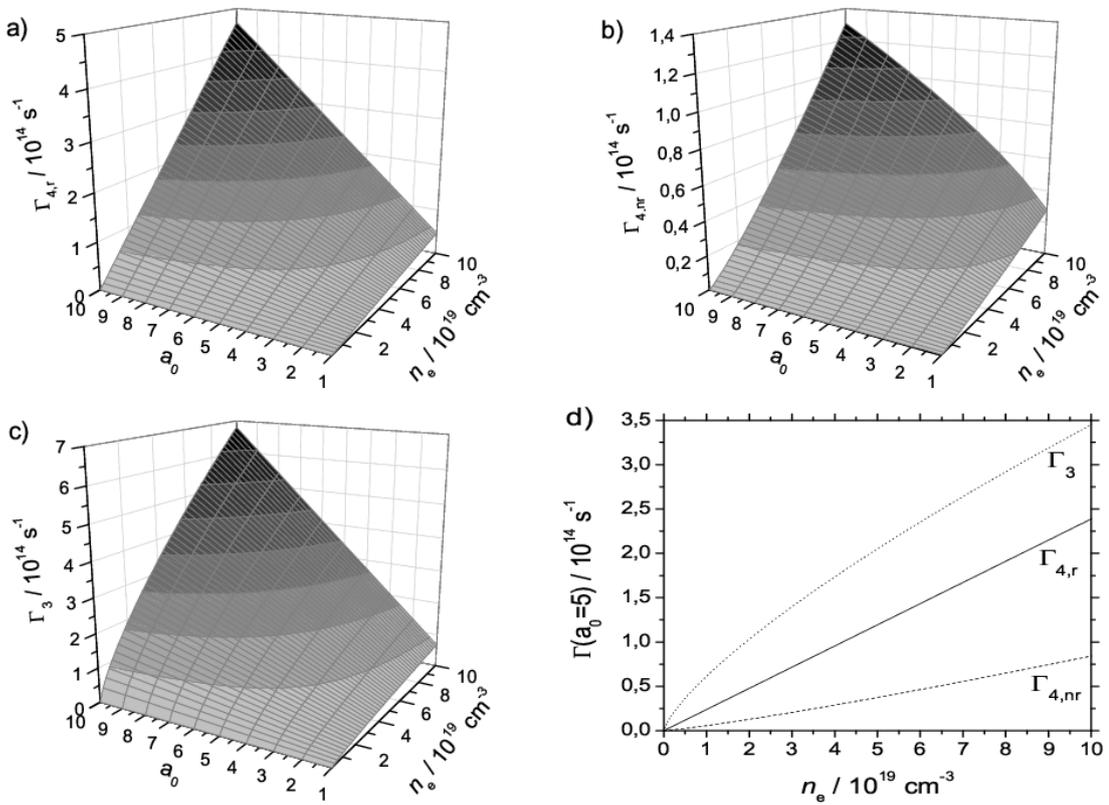


Abbildung 76: a)-c) Anwachsrate γ_0 der RFS-Instabilität nach Gleichungen 155 bis 157 für verschiedene n_e und a_0 sowie für die im Experiment verwendete Vakuumintensität $a_0 = 5$ in d).

Allgemein sei noch bemerkt, dass mit der grundlegenden Gleichung $a^2 \omega_0 r^2 L = \text{konst}$ (150) klar ist, dass jede Änderung von ω_0 , r oder L immer eine Intensitätsänderung zur Folge hat, die dann wiederum auf die anderen Größen rückwirken kann.

In mehreren Dimensionen ist daher beispielsweise die transversale Selbstfokussierung indirekt mit der longitudinalen Selbstmodulation verknüpft. Die Modulation kann insgesamt als

$$\Delta a^2 = \underbrace{-\frac{\Delta L}{L} a^2}_{\text{longitudinales bunching}} \underbrace{-2\frac{\Delta r}{r} a^2}_{\text{transversale Selbstfokussierung, Hosing}} \underbrace{-\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} a^2}_{\text{Photon acceleration}} \quad (158)$$

ausgedrückt werden. Der dritte Term resultiert daraus, dass nach Gleichung (104) die Frequenz direkt mit der Gruppengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle verbunden ist. Diese intuitive und anschauliche Formulierung aus [201] stellt somit eine Möglichkeit dar, eine Vielzahl an Instabilitäten sowie deren Wechselwirkung elegant zu beschreiben. In derselben Publikation wird damit darüber hinaus auch ein Versuch gemacht, die Komplexität der Wechselwirkungen, die sich in einer Begriffsvielfalt äußert, zu systematisieren.

Weitere wichtige theoretische [236, 238, 247–251] und experimentelle [252–255] Arbeiten präzisieren die Natur dieser Wechselwirkungen.

5.3.3 Anwendung der Selbstmodulation und der Skalierungsgesetze auf den experimentellen Fall

Auf Grundlage der eindeutigen experimentellen Fakten (Abschnitt 5.2.3), der Similarity-Theory mit den Bubble-Scalings (Abschnitt 5.3.1) und der Theorie der Selbstmodulation (Abschnitt 5.3.2) kann qualitativ und quantitativ erklärt werden, wie die im Experiment beobachteten quasi-monoenergetischen Elektronenpeaks entstehen können.

Im Kern geht es darum, dass über die Selbstmodulation des Laserpulses die Laser-Plasma-Bedingungen so geändert wurden, dass effektive Erzeugung einer nichtlinearen Plasmawelle und Bubble-Beschleunigung möglich wurde. Bis zur Entdeckung des Bubble-Regimes stellte diese Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration (SMLWFA) mit den aufgrund der hohen Plasmadichte möglichen besonders hohen Feldern $E_z \propto n_e^{-1/2}$ (beispielsweise $E_z > 200$ GV/m [256]), und der Produktion besonders hoher Elektronenenergien (beispielsweise bis 200 MeV [210]) die effektivste Möglichkeit zur Laser-Plasma-basierten Elektronenbeschleunigung dar. In in dieser Arbeit erkundeten Regime handelt es sich um eine Kombination beider Mechanismen: Hier ist die Selbstmodulierung sogar so effektiv, dass mit den selbstmodulierten Pulsfragmenten das Bubble-Regime erreicht werden konnte. Die so erzielte Erzeugung quasi-monoenergetischer Elektronen lässt sich daher wiederum sehr gut mit den Bubble Scalings beschreiben.

Eine wichtige experimentelle Erkenntnis ist, dass quasi-monoenergetische Elektronen nur bei hohen Gas- beziehungsweise Elektronendichten beobachtet werden konnten. Hohe Elektronendichte ist nach den Gleichungen (155) bis (157) und Abbildung 76 besonders vorteilhaft für Selbstmodulation.

Die hohe Intensität ($a_0 = 5$), die durch Verwendung einer Parabel mit einer f-Zahl von nur 2,2 erreicht wurde, trägt ebenfalls zum Anwachsen der Forward

Raman Scattering-Instabilität bei. Es ist hier zu zusätzlich zu berücksichtigen, dass bereits die unmodulierte Laserpulsleistung deutlich oberhalb der Schwelle zur relativistischen Selbstfokussierung (siehe Abschnitt 5.1.2.4) liegt und daher die Selbstfokussierung im Plasma durch Intensitätserhöhung das Anwachsen der RFS-Instabilität und der Selbstmodulation noch weiter verstärkt.

Die getroffene Wahl dieser beiden Parameter a_0 und ω_p begünstigt das Anwachsen der Selbstmodulation also in idealer Weise. Die durch Selbstmodulation hervorgerufene Bündelung der Laserpulsenergie kann daher zu einem Zerfall des Laserpulses in ein oder mehrere Pulsfragmente führen, die eine wesentlich kürzere Dauer haben als der ursprüngliche Puls. Im Gegensatz zu der Vakuum-Laserpulsdauer τ_L ist diese neue Fragment-Pulsdauer $\tilde{\tau}_L(n_e)$ eine Funktion der Plasmaelektronendichte n_e .

Genau wie bei der Spotgröße r gilt also auch für die Laserpulsdauer τ ein anderer Wert im Vakuum als im Plasma. Die transversale (Selbstfokussierung) und longitudinale (Selbstmodulation) Energiebündelung führen also zu vom ursprünglichen Puls deutlich verschiedenen Eigenschaften der Pulsfragmente. Mit den Parametern \tilde{E}_L , $\tilde{\tau}_L$ und \tilde{P}_L der neuen, selbstmodulierten Laserpulsfragmente können nun die in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Bubble Scalings und Limits neu angewendet werden.

Die im Experiment verwendete maximale Elektronendichte im Plateau des Gasdichteprofiles von $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ entspricht einer Plasmawellenlänge von $\lambda_p = 3,7 \mu\text{m}$. Unter der Annahme, dass der ins Plasma einfallende 80-fs-Laserpuls mit $c\tau_L = 24 \mu\text{m}$ über Selbstmodulation im Abstand der Plasmawellenlänge $\lambda_p = 3,7 \mu\text{m}$ homogen fragmentiert, könnten sich theoretisch 6 solcher Pulsfragmente bilden. Bei homogener und sinusförmiger Struktur der Pulsfragmente kann man deren FWHM-Pulsdauern zu etwa $\tilde{\tau}_L \approx \lambda_p/2c \approx 6 \text{ fs}$ abschätzen. In Abbildung 77 a) ist schematisch dargestellt, wie die Selbstmodulation über die Änderung der Gruppengeschwindigkeit $v_g(n_e)$ in einem solchen hypothetischen Fall für eine konstante Elektronendichte von $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die Ausbildung solcher Pulsfragmente zur Folge hat.

Mit solchen Pulsdauern kann die geometrische Bedingung (159) für Bubble-Beschleunigung leicht erfüllt werden. Es ergibt sich für $\tilde{\tau}_L \approx 6 \text{ fs}$ dann

$$c\tilde{\tau}_L \approx 1,8 \mu\text{m} \lesssim R \quad (159)$$

Die Bedingung für die Pulsdauer kann von den 6-fs-Fragmenten also für Fokusradien bis herunter zu $R \approx 1,8 \mu\text{m}$ eingehalten werden. Es erscheint ebenfalls als möglich, dass sich Selbstfokussierung und Verlängerung der Plasmawellenlänge so markant auswirkt, dass Bedingung (131) erfüllt wird. Für einen Fokusradius von $R \approx 1,8 \mu\text{m}$ wird dies beispielsweise unter Verwendung der nichtlinearen Plasmawellenlänge $\lambda_p^{NL} \approx \lambda_p a_0^{1/2}$ für eine Intensität von $a_0 \approx 3$ erreicht, da dann

$$\frac{2\pi R_{opt}}{\lambda_p^{NL}} \approx \frac{11,3}{3,7} \approx a_0 \quad (160)$$

gilt.

Wie in Abschnitt 5.3.1.8 gezeigt, ist für den unmodulierten Laserpuls mit $\tau_L = 80$ fs die Leistungsgrenze $P_{c,bubble}$ für Bubble-Bildung unerreichbar. Diese sinkt mit abnehmender Pulsdauer aber quadratisch, während die Pulsleistung eines der gebildeten, selbstmodulierten Laserpulsfragmente mit sinkender Pulsfragmentdauer anwächst. Daher ist die kritische Leistungsgrenze $P_{c,bubble}$ nach Ungleichung (141) beziehungsweise nach der äquivalenten Ungleichung (161) für die Energie

$$E_L > E_{c,bubble} \approx \frac{(\tau[\text{fs}])^3}{(\lambda[\mu\text{m}])^2} \times 30 \mu\text{J} \quad (161)$$

extrem empfänglich gegenüber einer Änderung der Pulsdauer τ_L beziehungsweise $\tilde{\tau}_L$.

Aus Abbildung 75 ist zu erkennen, ab welcher Energie/Pulsdauer-Kombination die notwendige Leistung erreicht wird. Für eine Pulsdauer von $\tilde{\tau}_L \approx 6$ fs ist eine Pulsenergie $\tilde{E}_L > 10$ mJ ausreichend, um eine Bubble bilden zu können. Das entspricht einer Leistung $\tilde{P}_L \approx \tilde{E}_L/\tilde{\tau}_L \approx 1,6$ TW.

Im Bestfall könnte bei Ausbildung von 6 Pulsfragmenten jedes einzelne dieser selbstmodulierten Pulsfragmente etwa eine Energie von $\tilde{E}_L \approx 600/6$ mJ = 100 mJ enthalten. Mit diesen Werten für $\tilde{\tau}_L$ und \tilde{E}_L wäre also die kritische Leistungsgrenze P_{crit} leicht zu überwinden. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies gelingen kann, ist für die sich im vorderen Teil des 80-fs-Laserpulses bildenden Pulsfragmente wesentlich größer, da der hintere Teil des Pulses stark gestörtes Plasma sieht, in dem die Ausbildung von Pulsfragmenten möglicherweise sehr erschwert ist.

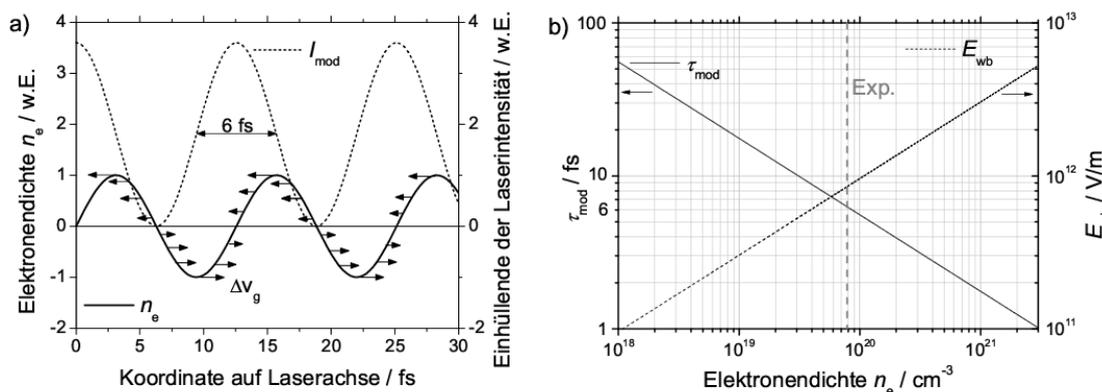


Abbildung 77: a) Selbstmodulation des Laserpulses im Plasma für eine anfängliche Elektronendichte von $8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ führt zur Bildung von Laserfragmenten mit einer Halbwertsbreite von etwa 6 fs (schematische Darstellung, Schnappschuss). b) Die hypothetische Laserpulsfragmentdauer sinkt, und das longitudinale Feld der (klassischen) Plasmawelle E_{wb} steigt mit zunehmender Elektronendichte.

Ein experimenteller Hinweis auf die markante Selbstmodulation findet sich im transmittierten Lichtspektrum. Wie in Abschnitt 5.2 angedeutet, war die Rückwand des Elektronenspektrometers mit einem Schlitz versehen, das einerseits zur Justage des Elektronenspektrometers auf die Laserachse verwendet wurde, andererseits aber auch ermöglichte, das auf der Achse propagierende Laserlicht nach der

Wechselwirkung mit dem Gas-Jet zu untersuchen. Dies geschah mit Hilfe eines optischen Spektrometers, mit dem ein Wellenlängenbereich etwa zwischen 750 und 1050 nm detektiert werden konnte. In den gemessenen Spektren sind deutliche Anzeichen für Raman Forward Scattering abzulesen. Für eine maximale Dichte von $n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ist aufgrund der Beziehung $\omega_s = \omega_L - \omega_p$ bei etwa 1020 nm ein Stokes-Peak zu erwarten. Abbildung 78 a) zeigt ein gemessenes Spektrum, in dem man neben dem deutlichen Peak bei der Laserfrequenz ein Maximum bei etwa 930 nm erkennt sowie viele kleinere Peaks, die sich bis fast zu 1050 nm erstrecken. Dies wird als Signatur der Selbstmodulation gewertet, die aufgrund der unterschiedlichen Elektronendichte und der Fragmentierung des Laserpulses zu einem solchen, spektral stark verbreiterten Multi-Peak-Spektrum führt. Die Tatsache, dass das Maximum bei deutlich unterhalb von 1000 nm liegt, könnte zweierlei Ursachen haben. Zum einen spielt sich möglicherweise ein Großteil der Selbstmodulation schon in der ansteigenden Flanke des Gas-Jets ab, wo die Plasmadichte geringer ist und die Laserintensität höher ist. Abbildung 78 b) zeigt zur Illustration die Position des zu erwartenden Stokes-Peaks in Abhängigkeit von der Plasmadichte. Zum anderen kann in der Wechselwirkungszone die effektive, nichtlineare Plasmafrequenz deutlich geringer sein als die lineare. Beide Effekte führen zu einer geringeren Stokes-Wellenlänge.

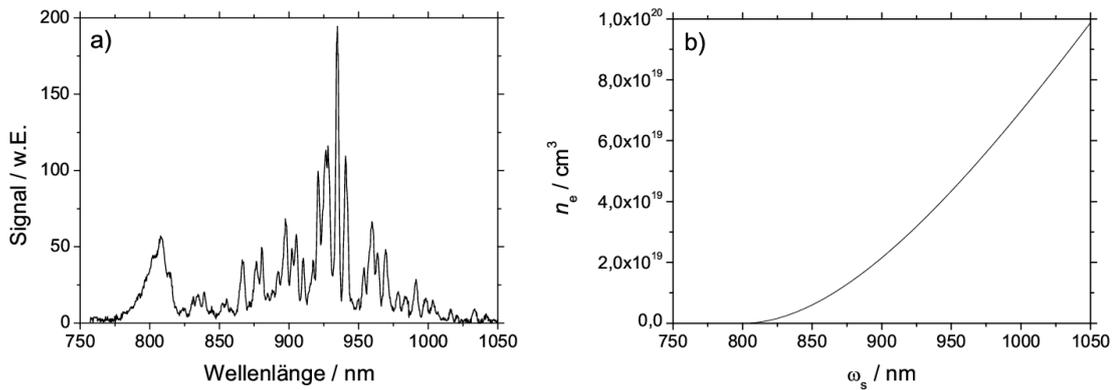


Abbildung 78: Transmittierte Laserspektren. Die Spektren weisen neben dem Peak bei der Zentralwellenlänge des Lasers deutliche Stokes-verschobene Peaks auf, die aufgrund der Selbstmodulation, der Bildung von Laserfragmenten und der variierenden Elektronendichte spektral stark verbreitert sind.

Generell gilt, dass für viele Abschätzungen und Erklärungen in diesem Kapitel zum Teil Beziehungen verwendet wurden, die nur im 1D-Fall beziehungsweise im linearen Regime gelten. Wie gesehen ermöglichen diese aber eine qualitative Erklärung und rechtfertigen somit ihre Anwendung. Eine präzise, quantitative Bearbeitung der mehrdimensionalen, hochkomplexen, relativistisch-nichtlinearen Laser-Plasma-Wechselwirkungsprozesse ist, wenn überhaupt, nur mit PIC-Simulationen möglich. 3D-Simulationen sind notwendig, um eine realistische Modellierung der dreidimensionalen Bubble-Struktur zu ermöglichen.

5.3.3.1 PIC-Simulationen mit ILLUMINATION

Mit dem in dieser Arbeit verwendeten PIC-Code PSC sind 3D-Simulationen für Gas-Wechselwirkungen zwar möglich, doch war keine Infrastruktur vorhanden, die den Ansprüchen an Rechenleistung und Speicherplatz gerecht wurde. Wechselwirkungen von Laserpulsen mit Gas-Jets benötigen aufgrund der Tatsache, dass der Laserpuls über viele $100 \mu\text{m}$ durch das unterkritische Plasma propagiert, nochmals wesentlich mehr Rechnerkapazität als Wechselwirkungen an Festkörperoberflächen (wie in Abschnitt 4.4.2.2).

Stattdessen wurden von M. Geissler am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching 3D-PIC-Simulationen mit dem ILLUMINATION-Code durchgeführt [212, 213]. Diese Simulationen konnten mithilfe eines moving-window-Verfahrens in drei Raumdimensionen durchgeführt werden, was zu deutlicher Verringerung des Speicherplatzbedarfs führt. Die sich mit dem Laserpuls mitbewegende Simulationsbox hatte eine Größe von $27 \times 27 \times 144 \mu\text{m}^3$ und beherbergte 64×10^6 Teilchen, die sich anfangs auf $144 \times 144 \times 3080$ Simulationszellen mit einem Teilchen pro Zelle verteilten. Die Wechselwirkung mit dem annähernd gaußförmigen Gas-Jet mit einem Dichteprofil wie in Abbildung 66 wurde mit maximalen Elektronendichten von

- $n_e \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$,
- $n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (wie im Experiment) sowie
- $n_e \approx 3,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

simuliert.

5.3.3.2 Niedrige Dichte

In Abbildung 79 sind die Simulationsergebnisse für die niedrige Peak-Gasdichte von $n_e \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ wiedergegeben. Die Einzelbilder a) bis f) zeigen jeweils Schnappschüsse der Elektronendichte in der Polarisationssebene (oben) und Laserintensität (unten) zu verschiedenen Zeiten der Propagation durch den Gasjet mit dem Dichtemaximum an der Stelle $z = 0 \mu\text{m}$. Der Laserpuls kommt von links, und die Laserintensität und Elektronendichte sind farbkodiert wiedergegeben. Man erkennt in a) zunächst, dass der Laserpuls zu Beginn der Wechselwirkung noch in etwa seine volle Dauer $\tau_L \approx 80 \text{ fs}$ beziehungsweise Länge $L_L \approx 24 \mu\text{m}$ hat. Auch nach Propagation weiterer $100 \mu\text{m}$ in der ansteigenden Flanke des Gas-Jets ist die Grundstruktur des Laserpulses noch weitgehend unverändert, wobei an der Pulsfront und am Pulsende leichte Erosion festgestellt werden kann. Grundsätzlich aber bleibt der Puls bis tief in den Gas-Jet hinein unverändert, ohne erkennbare Anzeichen von Selbstmodulation. Erst mit zunehmender Gasdichte steigt Forward Raman Scattering gemäß der Anwachsraten aus Abschnitt 5.3.2 stark an, so dass es beim Übergang von b) zu c) auf einer Strecke von etwa $50 \mu\text{m}$ zu Selbstmodulation und zum Zerfall des Pulses in ein vorderes, etwa $10 \mu\text{m}$ langes Laserpulsfragment und in ein wesentlich schwächeres hinteres Pulsfragment kommt. Kurz danach, am Punkt des Dichtemaximums bei der longitudinalen Koordinate $z = 0 \mu\text{m}$ ist

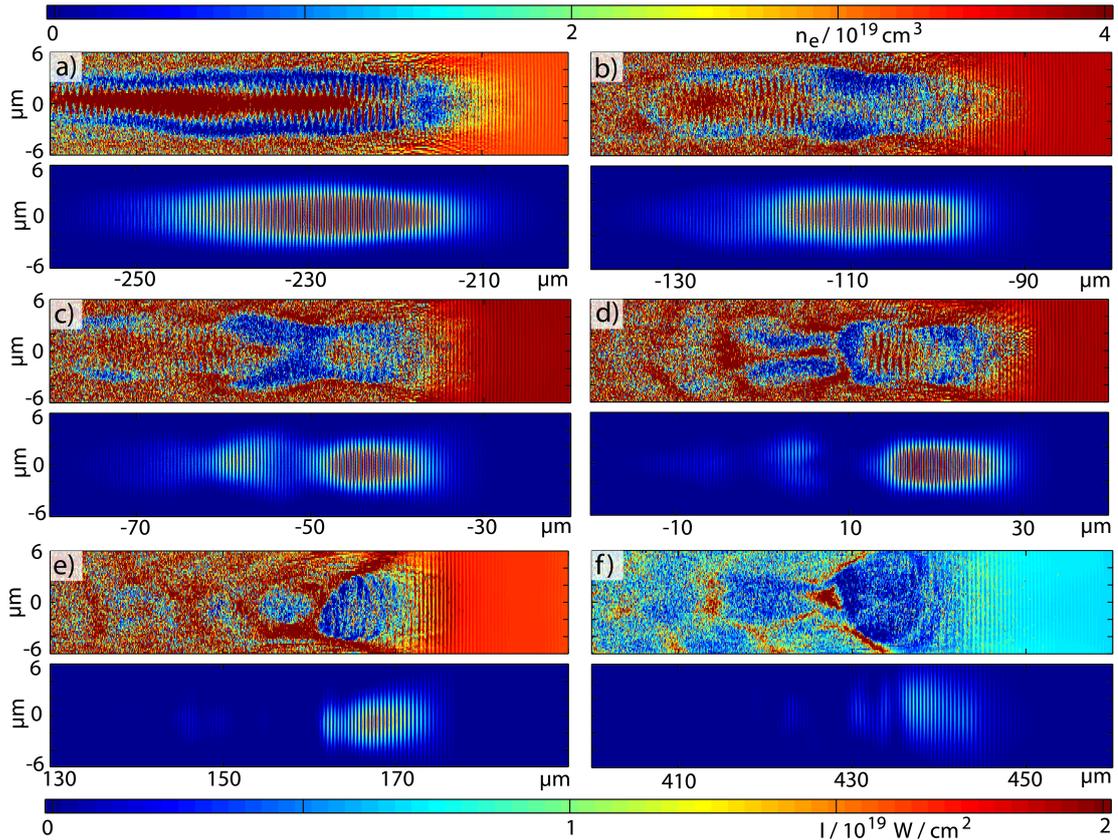


Abbildung 79: Ergebnisse von PIC-Simulationen mit dem ILLUMINATION-Code. Propagation des Laserpulses (jeweils unteres Bild) durch den Gas-Jet mit relativ niedriger Elektronendichte (jeweils oberes Bild) in Höhe von $n_e \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ führt erst spät zur Bildung von Pulsfragmenten und nicht zu effektiver Bubble-Beschleunigung.

die Situation ähnlich, wobei das hintere Pulsfragment noch weiter verblasst ist. Aufgrund der nun relativ hohen und über einen recht breiten Abschnitt relativ konstanten Dichte und entsprechender Plasmawellenlänge (siehe auch Abbildung 66) schreitet die Selbstmodulation weiter fort. Allerdings ist der Puls zu lang beziehungsweise zu schwach, um die notwendige Leistung $P_{c,bubble}$ für die Ausbildung einer Bubble aufzubringen. Außerdem ist hier die Plasmawellenlänge aufgrund der hohen Dichte zu kurz, so dass das Laserpulsfragment auch aus dieser Sichtweise weit von der Bedingung $c\tilde{\tau}_L < \lambda_p$ entfernt ist. Erst in der abfallenden Flanke des Gasdichteprofiles kann man in der oberen Bildhälfte ansatzweise die Bildung einer Bubble beobachten. Aus der Größe der Bubble-artigen Struktur in e) kann man auf eine Plasmawellenlänge von $\approx 10 \mu\text{m}$ schließen. Dies ist höher als aufgrund der Position $z = 170 \mu\text{m}$ hinter dem Maximum des Gasdichteprofiles zu erwarten wäre und ist ein deutlicher Hinweis auf relativistische Vergrößerung der nichtlinearen Plasmawellenlänge $\lambda_p^{NL} \approx \lambda_p a_0^{1/2}$. Während die Länge des Pulsfragmentes sich also durch Selbstmodulation verkürzt hat, steigt die Plasmawellenlänge in der abfallenden Flanke des Gas-Jets wieder an, so dass hier früher oder später $c\tilde{\tau}_L < \lambda_p$ erfüllt ist. Durch die vorausgehende, langwierige Selbstmodulation ist der Puls jedoch

bereits so geschwächt, dass die Energie nicht mehr ausreicht, um die Leistungsgrenze deutlich zu überwinden und eine nennenswerte Anzahl an Elektronen in der Bubble-artigen Struktur fangen und beschleunigen zu können. Zudem nimmt hier die Plasmawellenlänge λ_p in der nun immer stärker abfallenden Gasdichte weiter zu. Schließlich (f) erlischt der ausgemergelte Puls nahezu im hinteren, ausgedünnten Teil des Gas-Jets.

5.3.3.3 Hohe Dichte

Im Gegensatz dazu kommt es bei einer deutlich höheren maximalen Elektronendichte $n_e \approx 3,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sehr schnell zu markanter Selbstmodulation. Dies ist in Abbildung 80 dargestellt. Schon sehr frühzeitig nach Eintritt in den hochdichten Gas-Jet sind in a) ca. $300 \mu\text{m}$ vor dem Dichtemaximum deutliche Anzeichen für eine Fragmentierung des Pulses erkennbar. In b) sind an der Front des ursprünglichen Pulses zunächst zwei Pulse bei etwa $z = 268 \mu\text{m}$ (FWHM-Breite $5 \mu\text{m}$) und $277 \mu\text{m}$ (FWHM-Breite $1,5 \mu\text{m}$) zu erkennen, also in einem Abstand von $8 \mu\text{m}$. Dahinter folgt eine zangenartige Struktur, die sich dadurch auszeichnet, dass neben einer longitudinalen Modulation auch eine transversale Filamentierung vorhanden ist.

In c) und d) erkennt man, dass sich sowohl die longitudinale als auch die transversale Filamentierung fortsetzt und noch verstärkt. Die beiden vorderen Pulsfragmente sind stark genug, um je eine Bubble zu treiben. Dies ist vergrößert und in anderer Farbkodierung in Abbildung 81 hervorgehoben. Während zunächst in c) beziehungsweise vergrößert in Abbildung 81 a) das hintere Pulsfragment aufgrund von Selbstmodulierung kurz und leistungsstark genug ist, um Elektronen in einer Bubble zu beschleunigen, sind in der vorderen, sich gerade bildenden *in situ*-Bubble noch keine Elektronen gefangen. Nur etwa 150 fs später in d) beziehungsweise vergrößert in 81 b) ist jedoch das hintere Pulsfragment weitgehend abgeklungen und die Bubble zerfallen, während mittlerweile in der vorderen Bubble Elektronen selbstinjiziert wurden und dort effektiv beschleunigt werden. Diese Beobachtung ist ein Hinweis darauf, dass sich bei etwas höherer Laserenergie in einem ähnlichen Szenario theoretisch auch mehrere selbstmodulierte Bubbles hintereinander bilden können. Die signifikante Störung des Plasmas, die von der vorderen Bubble hinterlassen wird, scheint diese Möglichkeit nicht per se auszuschließen, auch wenn die Bildung einer hinteren Bubble dadurch wahrscheinlich beeinträchtigt wird. Die vordere Bubble bleibt noch einige Zeit stabil, jedoch nimmt einerseits die Selbstmodulation weiter zu, da sich das Pulsfragment noch weit vorne im ansteigenden Teil des Gas-Jets befindet, andererseits ist auch nicht genug Laserenergie im Pulsfragment gespeichert, um die Bubble weiterhin treiben zu können, so dass auch diese Bubble schließlich verschwindet. Dies ist in f) zu erkennen. Es handelt sich also hier offenbar um Laser depletion als begrenzenden Faktor.

Im Vergleich zur Situation in Abbildung 79, in der die Dichte um einen Faktor 8 niedriger ist, ist hier die Selbstmodulation signifikant stärker. Bei der hohen Dichte kommt es gleich zu Beginn des Eintritts in den Gas-Jet zu deutlicher Selbstmodulation und starker Fragmentierung und Filamentierung des Pulses sowie noch weit vor dem Erreichen des Elektronendichtemaximums zu Laser depletion. An

der entsprechenden Position im Gasdichteprofil weist im Fall der niedrigen Dichte hingegen der 80 fs lange Laserpuls noch so gut wie keine Anzeichen von Selbstmodulation auf. Dies kann mit den Anwachsrate der Forward Raman Scattering Instabilität begründet werden, siehe wiederum Gleichungen (155) bis (157) sowie Abbildung 76.

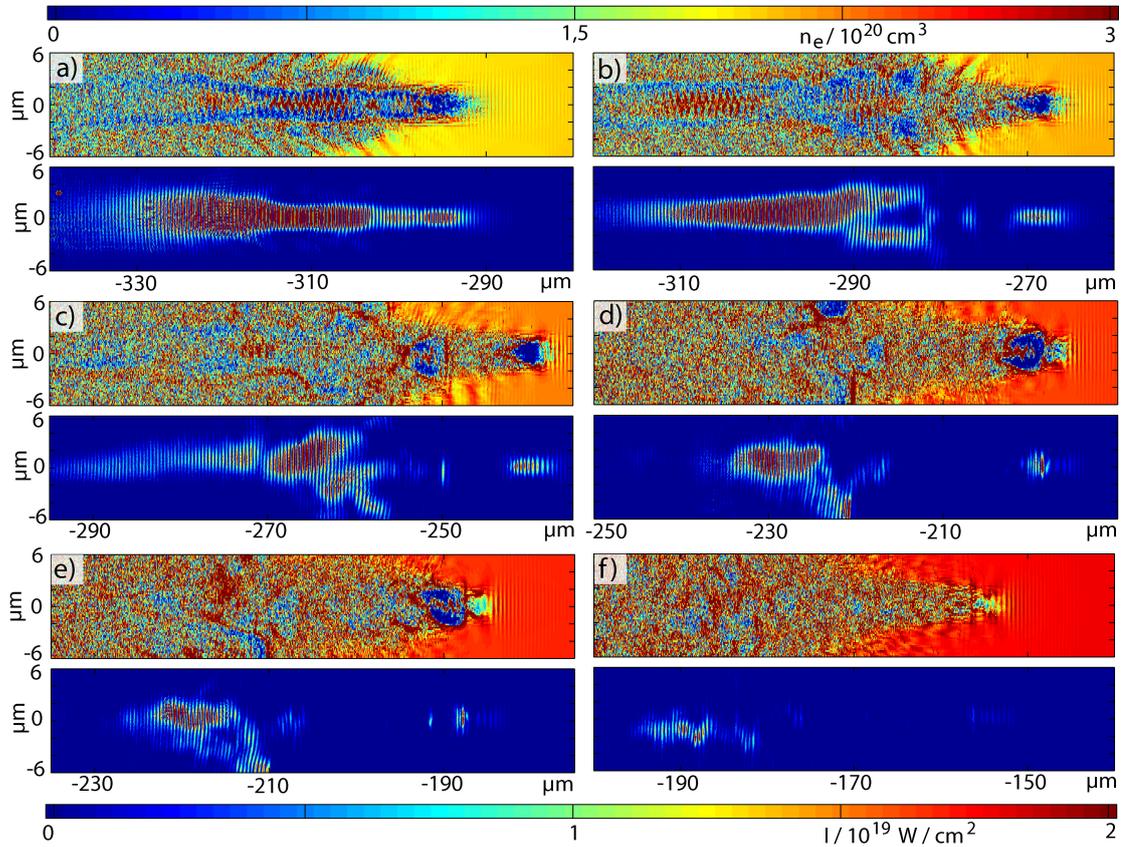


Abbildung 80: PIC-Simulationen mit ILLUMINATION. Bei hoher Elektronendichte ($n_e \approx 3,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) setzt aufgrund der größeren Anwachsrate Γ Selbstmodulation des Laserpulses (jeweils unteres Bild) sehr früh ein, führt zu longitudinaler und transversaler Filamentierung und Bildung ein oder sogar zweier Bubbles (siehe c) beziehungsweise vergrößert in Abbildung 81). Es kommt hier noch vor Erreichen des Dichtemaximums zu Laser Depletion.

Ebenfalls begünstigt durch die hohe Dichte und die hohe Intensität ist besonders in Abbildung 80 d)–f) eine der transversalen Filamentierung eng verwandte Instabilität erkennbar, und zwar Laser Hosing [257–259]. Diese Instabilität beruht auf einem Verkippen der lokalen Wellenfront aufgrund transversaler Inhomogenität der Plasmadichte n_e , des Brechungsindex $\eta = c/v_{ph}$ beziehungsweise der Phasengeschwindigkeit v_{ph} . Aus Simulationen ist erkennbar, dass im Laufe der Wechselwirkung oft eine asymmetrische Elektronendichteverteilung entsteht. Wie in Gleichung (123) kann man nun nach [201] die Phasengeschwindigkeit durch

$$v_{ph} = c \left[1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n} - \frac{a^2}{2} - \frac{\delta \omega_\delta}{\omega_0} \right) \right] \quad (162)$$

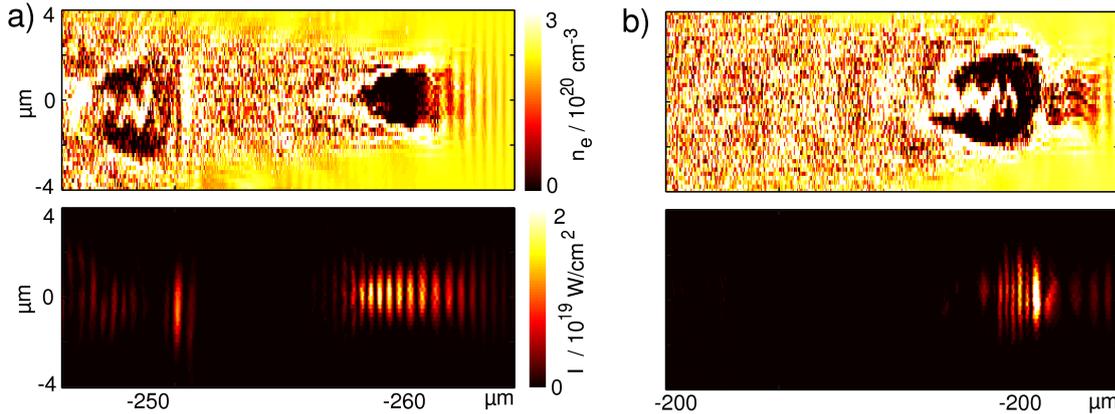


Abbildung 81: PIC-Simulationen mit ILLUMINATION. Details aus Abbildung 80 c) und d) mit anderer Farbskalierung, in der man erkennt, dass a) die beiden vorderen Pulsfragmente jeweils eine Bubble treiben. b) Kurz darauf stirbt die hintere Bubble mit Abklingen dieses Laserpulsfragments ab, während in der vorderen nun Elektronen beschleunigt werden.

ausdrücken. Term $a^2/2$ kann unter der vereinfachenden Annahme einer um den Centroid des Pulses symmetrischen Intensitätsverteilung weggelassen werden. Vernachlässigt man der Einfachheit halber auch den Term $\delta\omega_0/\omega_0$ (obwohl beispielsweise in Abbildung 81 deutliche Anzeichen von Photon Acceleration zu erkennen sind), kann die Verkippung der Wellenfront alleine durch die transversale Dichteveriation $\delta n/n_0$ beschrieben werden. Der Centroid $X_c(z)$ beschreibt die Trajektorie des transversalen Mittelpunkts des Pulses. Der Centroid (und die Einhüllende) bewegt sich bei einer Wellenfrontverkippung um einen kleinen Winkel θ transversal zur Achse, was durch

$$\frac{\partial X_c}{\partial \tau} = c \sin \theta \approx c\theta \quad (163)$$

beschrieben werden kann [257]. Die Wellenfrontverkippung resultiert aus dem Phasengeschwindigkeitsgradienten über die transversale Koordinate x und kann durch

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = -\frac{\partial v_{ph}}{\partial x} \quad (164)$$

beschrieben werden.

Vollführt der Laserpuls aufgrund der Wellenfront-Verkippung eine Hosing-Bewegung in die eine Richtung, so führt dies früher oder später dazu, dass der Laserpuls weiter außen aufgrund der dort schwächeren ponderomotiven Kraft eine höhere Elektronendichte, infolgedessen einen niedrigeren Brechungsindex erfährt und mit einer größeren Phasengeschwindigkeit propagiert als weiter innen. Dadurch kommt es zu einer Wellenfrontverkippung in die andere Richtung, zu einem Umschlagen der lokalen Laserpropagationsrichtung und insgesamt zu einer Zickzack-Bewegung des Laserpulses.

Abbildung 82 zeigt exemplarisch vergrößert und mit etwas anderer Farbskalierung das Hosing des Laserpulses aus Abbildung 80 f). Die Tatsache, dass der Laserpuls dieses deutliche Hosing vollführt, hat gerade bei hohen Dichten einen

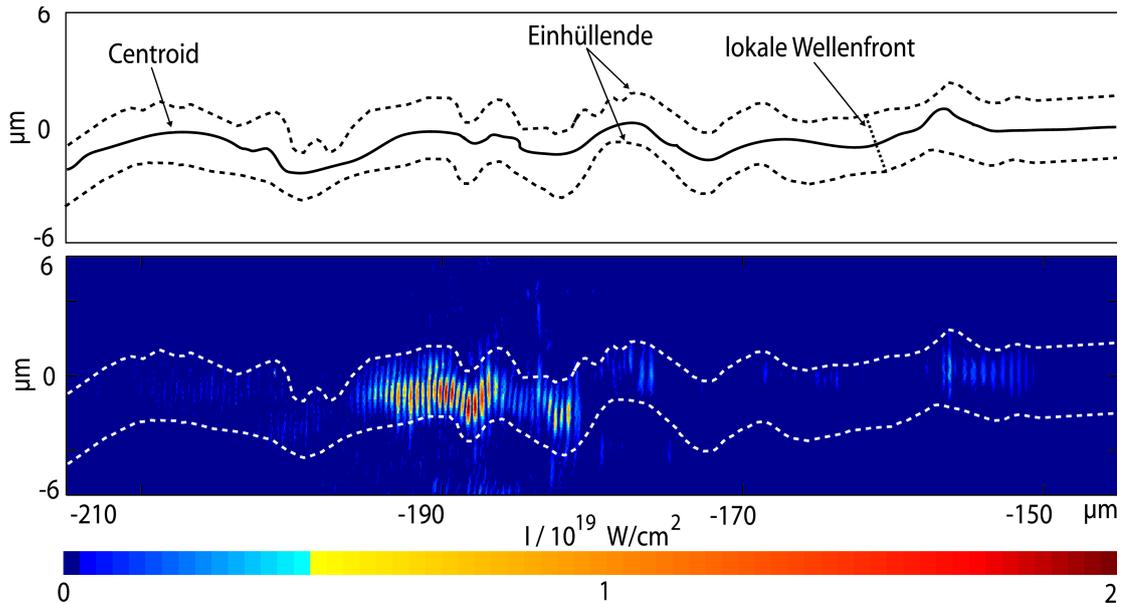


Abbildung 82: Hosing des Laserpulses. Die Vergrößerung aus Abbildung 80 f) verdeutlicht dieses Phänomen, dessen Stärke mit höherer Dichte ansteigt, guiding behindern und zu schlechterem pointing und schlechterer Divergenz führen kann.

ungünstigen Einfluss auf die Divergenz und das Pointing (Direktionalität) der beschleunigten Elektronenbunches und kann das guiding von Laserpulsen über längere Distanzen erschweren. Der erste experimentelle Nachweis für Laser Hosing konnte mit Hilfe von Shadowgraphy geführt werden [232].

5.3.3.4 Mittlere Plasmadichte (ähnlich wie im Experiment)

Bei einer mittleren Plasmadichte von maximal $n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, wie sie in den Experimenten verwendet wurde, zeigt sich in den Simulationen eine Mischung aus den beiden eben beschriebenen Szenarien bei hoher und niedriger Dichte. Die Simulationsergebnisse des ILLUMINATION-codes sind in Abbildung 83 wiedergegeben. Man erkennt, dass Selbstmodulation etwas später einsetzt als bei der hohen Dichte (Abbildung 80), aber viel früher als bei der niedrigen Dichte (Abbildung 79). In b) bilden sich zunächst zwei Pulsfragmente, von denen das hintere in c) leichte Anzeichen von transversaler Filamentierung zeigt. Diese beiden Pulsfragmente sind relativ stabil und propagieren über eine relativ lange Distanz von etwa $200 \mu\text{m}$, wobei sie einerseits leichtes Hosing zeigen, sich andererseits aber durch Pulserosion und Selbstmodulation weiter verkürzen. Das hintere Pulsfragment schafft es in diesem Fall nicht, eine Bubble zu erzeugen und Elektronen zu beschleunigen und endet in f) mit hier schon nahezu vollständiger Deponierung seiner Energie im Plasma. Deutlich ist auch, dass das hintere Pulsfragment durch vom vorderen Pulsfragment stark gestörtes Plasma propagieren muss, was der Bildung einer stabilen Bubble nicht zuträglich ist.

Das vordere Pulsfragment verkürzt sich weiter, so dass kurz nach Erreichen des Dichtemaximums eine stabile Bubble aufgebaut werden kann. In h) erkennt man,

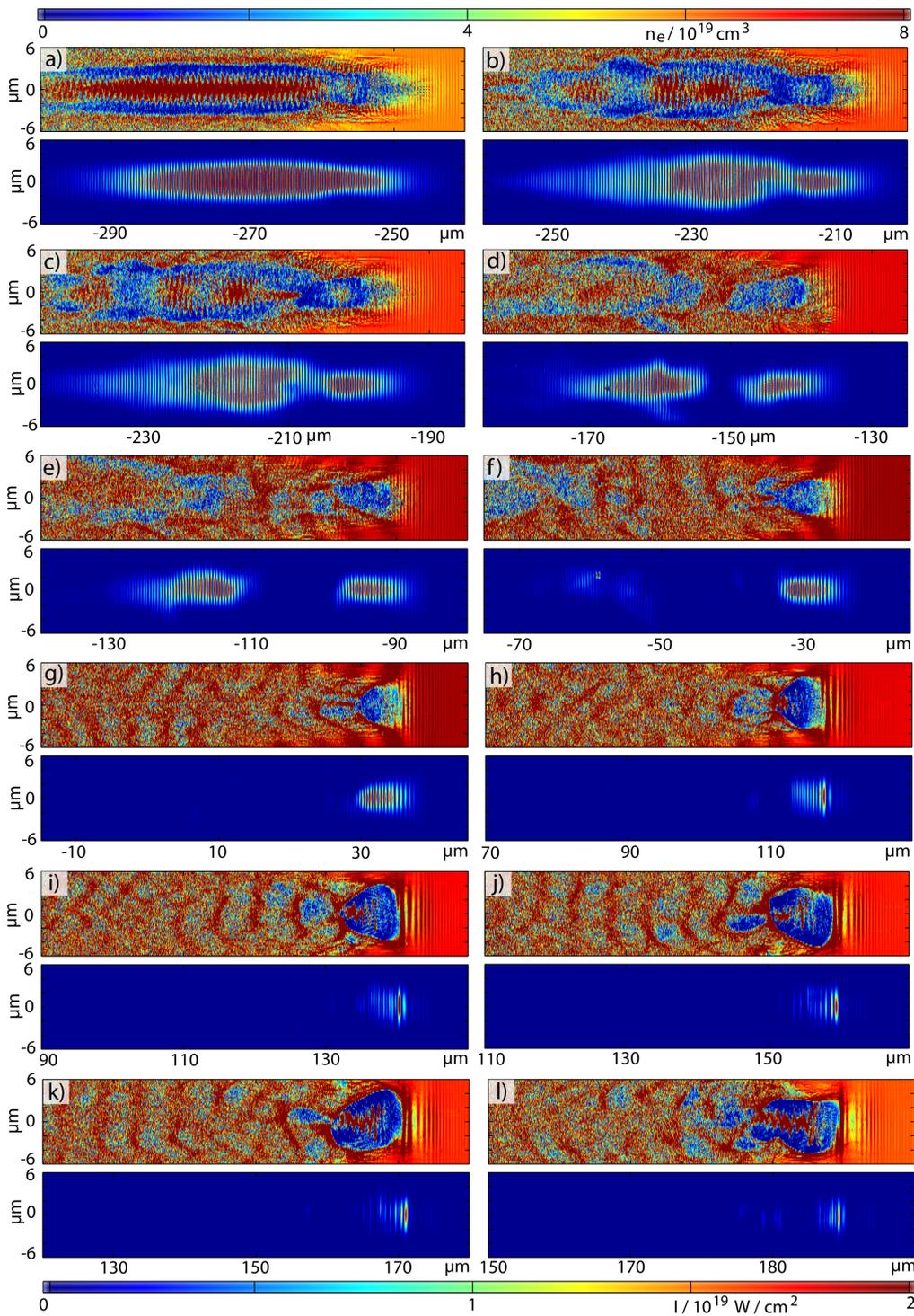


Abbildung 83: PIC-Simulationen mit ILLUMINATION. Bei mittlerer Elektronendichte ähnlich wie im Experiment ($n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) sind Selbstmodulation, Filamentierung und Hosing gemäßigt, aber auch nicht zu schwach, so dass es zur Bildung von Pulsfragmenten und schließlich zur Ausbildung einer relativ stabilen Bubble mit hoher Elektronendichte in ihrem Inneren (jeweils das obere Bild) kommt.

dass das übriggebliebene Pulsfragment nun insgesamt etwas kleiner als die Bubble, der vordere Teil aber deutlich intensiver und aufgesteilt ist. Abbildung 84 a) zeigt dieses Pulsfragment (mit Grauskala) vergrößert und mit dazugehörigem horizontalen Profil. Man erkennt, dass die Pulsfront wesentlich intensiver ist als der nachkommende Pulsteil. Etwa 50 fs später (Abbildung 83 j), beziehungsweise vergrößert in Abbildung 84 b)) hat sich diese Pulsaufsteilung noch weiter verstärkt. Das Intensitätsmaximum ist hier noch etwas höher, während die Intensität vor- und nach diesem Maximum abgenommen hat. Es ist also hier exemplarisch longitudinale Energiebündelung zu erkennen.

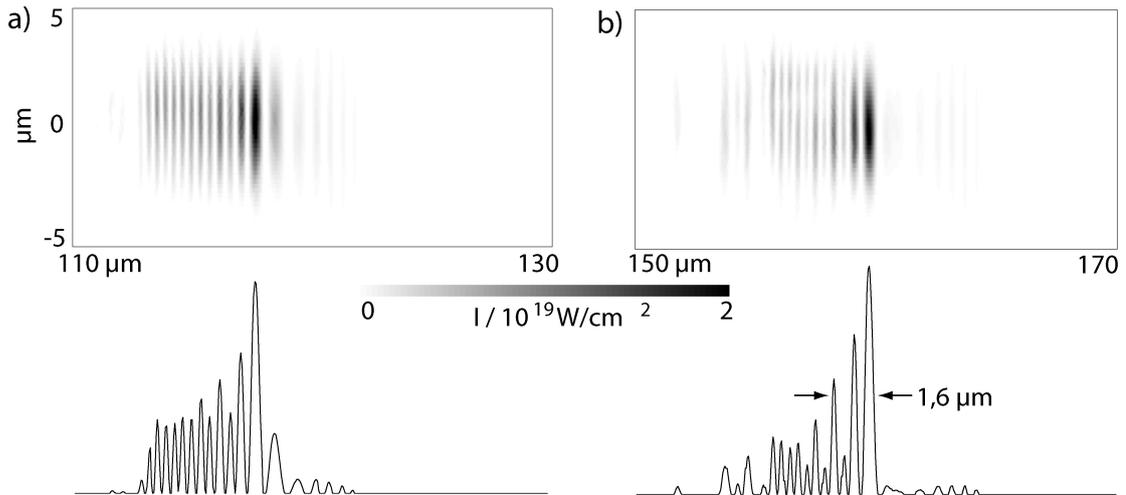


Abbildung 84: a) Laserpulsfragment aus Abbildung 83 h) (oben) und dazugehöriges lineout (unten). b) entsprechend für Abbildung 83 j). Man erkennt deutlich Aufsteilung der Pulsfront, während das Pulsende an Intensität abnimmt.

Die Länge der Laserpulse kann abgeschätzt werden. In 84 a) kann man eine Länge von einigen μm und in b) eine FWHM-Länge von $1,6 \mu\text{m}$ angeben, was nur noch ≈ 5 fs entspricht. Insofern ist die weiter oben getätigte, vereinfachende Annahme einer homogenen Fragmentierung und einer daraus folgenden Pulslänge von $\tilde{\tau}_L \approx 6$ fs (siehe Abbildung 77 a)) von den PIC-Simulationen recht gut bestätigt.

Die aus Abbildung 83 h) kurz hinter dem Dichtemaximum ableitbare Länge der Bubble beträgt etwa $L_{\text{Bubble}} \approx 7 \mu\text{m}$. Dies entspricht der nicht-linearen Plasmawellenlänge $\lambda_p^{NL} \approx \lambda_p a^{1/2}$ dann, wenn bei einer linearen Plasmawellenlänge kurz hinter dem Dichtemaximum $n_e \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in Höhe von $\lambda_p \approx 3,5 \mu\text{m}$ die Intensität einen Wert von $a_0 \approx 4$ hat. Das ist ein plausibler Wert, da Selbstfokussierung und Selbstmodulation zwar einerseits zu Intensitätsvergrößerung führen, andererseits der Puls aber bereits durch mehrere $100 \mu\text{m}$ Plasma propagieren musste und dort Energie deponiert hat.

Aus den PIC-Simulationen ergibt sich für dieses Laserpulsfragment eine Energie von $\tilde{E}_L \approx 40 \text{ mJ}$ für eine Pulsfragmentdauer von $\tilde{\tau}_L \approx 5$ fs, also eine Leistung von $\tilde{P}_L \approx 8 \text{ TW}$. Dieses Pulsfragment kann erneut hinsichtlich der Scaling Laws überprüft werden. Nach Gleichung (140) beziehungsweise (141) muss ein Pulsfragment dieser Dauer eine Leistung in Höhe von mindestens $P_{c,\text{bubble}} \approx$

$(\tau[\text{fs}]/(\lambda[\mu\text{m}]))^2 \times 30 \text{ GW} \approx 1,2 \text{ TW}$ aufweisen. Diese Leistung wird von dem nun vorliegenden Laserpulsfragment also um das fast siebenfache überschritten. Der oben theoretisch vorbereitete Erklärungsansatz wird also von den PIC-Simulationen verifiziert.

Da das Bubble-Regime also mit Hilfe von Selbstmodulation erreicht werden kann, können weitere der oben vorgestellten Scaling Laws aus der Similarity-Theory angewendet werden. Die Skalierung für die Energie der quasi-monoenergetischen Elektronen nach Gleichung (171) führt für das Pulsfragment zu einem Peak im Elektronenspektrum bei etwa

$$E_{mono} \approx 0,1 \text{ MeV} \sqrt{\frac{\tilde{P}_L}{P_{rel}} \frac{\tilde{\tau}_l[\text{fs}]}{\lambda_L[\mu\text{m}]}} \approx 20 \text{ MeV} \quad (165)$$

Abbildung 85 a) veranschaulicht, wie sensitiv die Peak-Energie des monoenergetischen Elektronenpulses von der Energie und Dauer des treibenden Laserpulsfragments abhängt. In Plot nur die Kombinationen von \tilde{E}_L und $\tilde{\tau}_L$ eingezeichnet, für die nach Gleichung (141) beziehungsweise (161) die notwendige Leistungsgrenze $P_{c,bubble} \approx (\tau[\text{fs}]/\lambda[\mu\text{m}])^2 \times 30 \text{ GW}$ überschritten wird.

Wie aus der Darstellung ersichtlich ist, kann die maximale im Experiment gemessene, quasi-monoenergetische Elektronenenergie von $E_{mono} \approx 47 \text{ MeV}$ beispielsweise von einem Laserpulsfragment mit der Dauer $\tilde{\tau}_L \approx 12 \text{ fs}$ und einem Energieinhalt von etwa $\tilde{E}_L \approx 100 \text{ mJ}$ erzeugt werden.

Wie aus der Simulation hervorgeht, werden Pulsfragmente in Dauern und Energien in dieser Größenordnung im Laufe der Selbstmodulation durchlaufen. Die Vorhersage der quasi-monoenergetischen Elektronenenergie nach den Scaling Laws kann somit annähernd bestätigt werden.

*Erste Bestätigung
der Bubble
Scalings*

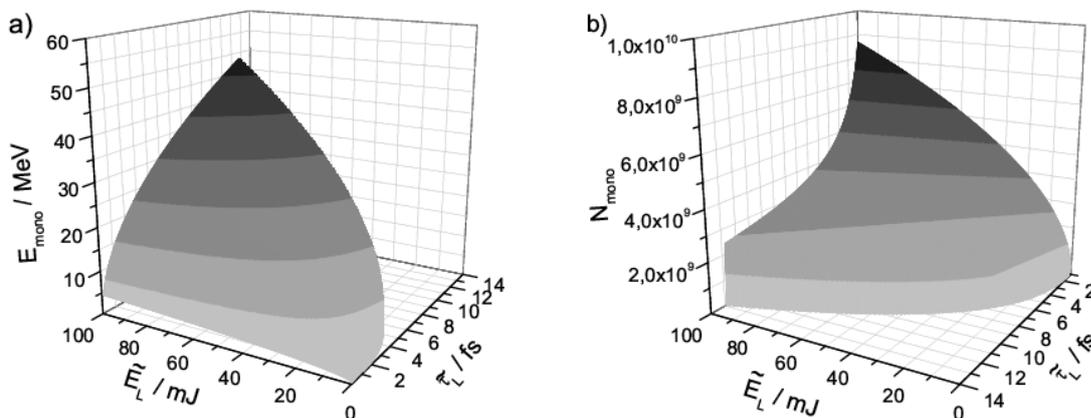


Abbildung 85: Scaling Law-Vorhersage der Energie a) und Elektronenanzahl b) des quasi-monoenergetischen Peaks des Elektronenbunches in Abhängigkeit von den die Bubble treibenden Laserpulsfragmenten.

Im speziellen Fall der durchgeführten PIC-Simulation zeigt Abbildung 86, dass die Energie der in der Bubble getriebenen Elektronen ebenfalls gut mit den Skalierungsgesetzen und daher auch mit dem Experiment übereinstimmt. Die Elektronen

innerhalb der Bubble bilden den monoenergetischen Peak im rechts abgebildeten Spektrum bei etwa 25 – 30 MeV. Der starke niederenergetische Anteil im abgebildeten Spektrum rührt daher, dass hier alle Elektronen aus der Simulationsbox berücksichtigt werden, dies sind also größtenteils Plasma-Hintergrundelektronen.

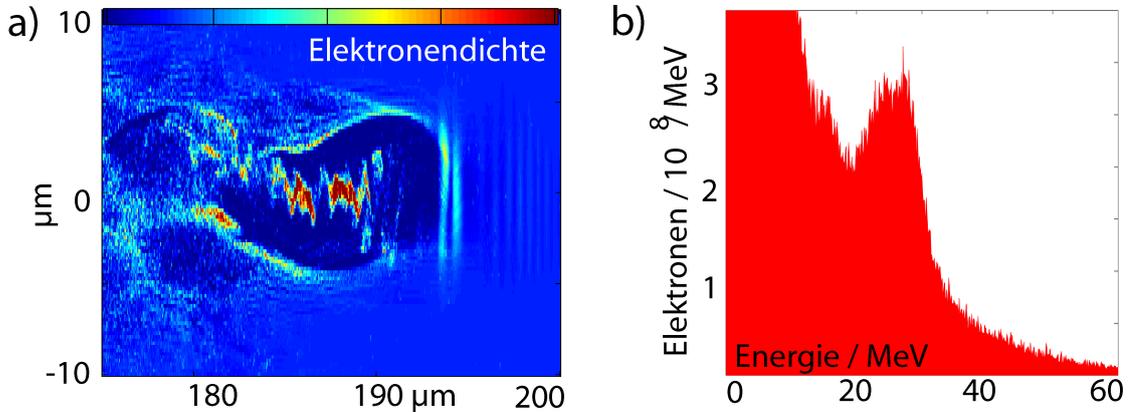


Abbildung 86: PIC-Simulation mit ILLUMINATION für eine den experimentell optimalen Bedingungen entsprechende Plasmadichte: a) Die Dichte der Elektronen ist im Innern der Bubble maximal, und b) diese Elektronen bilden den monoenergetischen Peak im Spektrum bei etwa 30 MeV. Wieder sind alle Elektronen aus der Simulationsbox geplottet, so dass die Zahl der niederenergetischen Elektronen stark ansteigt.

Die Zahl der Elektronen im quasi-monoenergetischen Peak blieb jedoch im Experiment deutlich hinter den Erwartungen aufgrund des Skalierungsgesetzes aus der Similarity-Theory (siehe Gleichung (144) sowie Abbildung 85) zurück. Dies kann dadurch begründet werden, dass das Plasma aufgrund der vorausgehenden Selbstmodulation des Laserpulses stark gestört ist und daher auch weniger Elektronen im Bubble gefangen werden können. Dieses Einfangen ist ein komplizierter Prozess, der in [260] detailliert beschrieben wird.

5.3.3.5 Doppel-Peaks

Zur Erklärung des Auftretens von Doppel-Peaks im Spektrum sind zwei Szenarios denkbar: Einerseits kann ein in einer Bubble gefangener Elektronenbunch so in zwei oder mehrere Fragmente zerfallen, dass sie verschiedene Endenergien erhalten und im gemessenen Spektrum als Mehrfach-Peaks erscheinen. Dies wurde in ILLUMINATION-Simulationen (und für andere Laser-Plasma-Parameter auch im hochentwickelten VLPL-Code (VIRTUAL LASER PLASMA LABORATORY) [261]) beobachtet. Abbildung 87 a) zeigt oben links ein im Experiment gemessenes Elektronenspektrum, in dem zwei sehr schwach ausgeprägte, relativ niederenergetische Peaks auf einem etwa exponentiell abfallenden Hintergrund zu sehen sind. In einem Schnappschuss der PIC-Simulation für dieselbe Plasmadichte ist eine Bubble zu sehen, bei der am hinteren Teil eine Aufspaltung des Elektronenbunches und eine sich aufweitende Auswucherung zu erkennen ist. Dieser Schnappschuss der Elektronendichte entspricht dem oben rechts dargestellten simulierten Spektrum, in dem wie im Messpektrum eine Doppelpeak-Struktur zu erkennen ist. Daher

liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei solchen sehr schwach ausgeprägten Mehrfach-Peaks in den Messspektren durch derartige Phänomene entstehen.

Im Gegensatz dazu werden die stark ausgeprägten, scharf von einander getrennten und höherenergetischen Doppelpeaks in den gemessenen Spektren, wie in Abbildung 87 b) oben gezeigt, einem anderen Prozess zugeschrieben. Hier kommt es zur separaten Erzeugung von zwei Bubbles durch zwei eigenständige Laserpulsfragmente. Dieser Fall lässt sich aus den PIC-Simulationen (für die hohe Dichte) entnehmen. Der in Abbildung 87 b) unten gezeigte Schnappschuss ist derselbe wie in Abbildung 81 gezeigte, bei dem zwei Laserpulsfragmente Bubble-ähnliche Strukturen treiben. Die deutlichen Doppel-Peaks in den Messspektren könnten also auf zwei Bubbles zurückzuführen sein, die Abstände in der Größenordnung der Plasmawellenlänge haben. Das würde bedeuten, dass zwei monoenergetische Elektronenpulse im Abstand von nur einigen 10 fs erzeugt worden wären.

Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung der wichtigsten Ergebnisse der Messkampagne [4, 262] konnte dies nur als Vermutung geäußert werden. Inzwischen hat eine andere Gruppe bei einem Experiment mit einem anderen Laser (1,1 J, 30 fs) diese Vermutung durch die Detektion von Übergangsstrahlung bestätigt [263, 264]. Auch in [157] wurde die Bildung multipler Elektronenbunches auf der Grundlage von Selbstmodulation gedeutet.

In [262] wurde daher für dieses Regime der Name Self-Modulated (Multi-)Bubble Acceleration SMBA vorgeschlagen.

Erzeugung von mono-energetischen Bunches im Abstand einiger 10 fs

5.3.3.6 Emittanz und Brightness der Elektronenstrahlen

Man kann aufgrund der Messwerte für die Divergenz θ und Annahmen über die Bunchbreite b am Ort der Quelle die so genannte transversale Emittanz der Elektronenstrahlen angeben. Diese Emittanz ist definiert als

$$\epsilon = \Theta \cdot b \quad (166)$$

Die Bunchbreite ergibt sich aus dem Durchmesser des Laserfokus und kann aufgrund der weitgehend sphärischen Struktur der Bubble nicht größer als die Plasmawellenlänge sein. Man kann also eine obere Grenze von etwa $5 \mu\text{m}$ (FWHM) angeben, die aufgrund der PIC-Simulationen bestätigt wird. Damit und mit der gemessenen Divergenz $\Theta < 10 \text{ mrad}$ erhält man eine Emittanz in Höhe von $\epsilon \approx 0,05 \text{ mm mrad}$.

In der Beschleunigerphysik ist jedoch die normierte transversale Emittanz ϵ_n wichtiger, die man unter Einbeziehung der Elektronenenergie zu

$$\epsilon_n = \gamma \cdot v/c \cdot \epsilon \quad (167)$$

erhält. Für diese ergibt sich für den gemessenen Peak bei etwa 50 MeV ein Wert von etwa $\epsilon_n \approx 5 \text{ mm mrad}$.

Für Röntgenstrahlen ist die Angabe einer Brillanz üblich. Analog dazu lässt sich eine so genannte Brightness für Elektronenstrahlen definieren als

$$B = \frac{I}{(\gamma\beta\epsilon)^2} = \frac{I}{\epsilon_n^2} \quad (168)$$

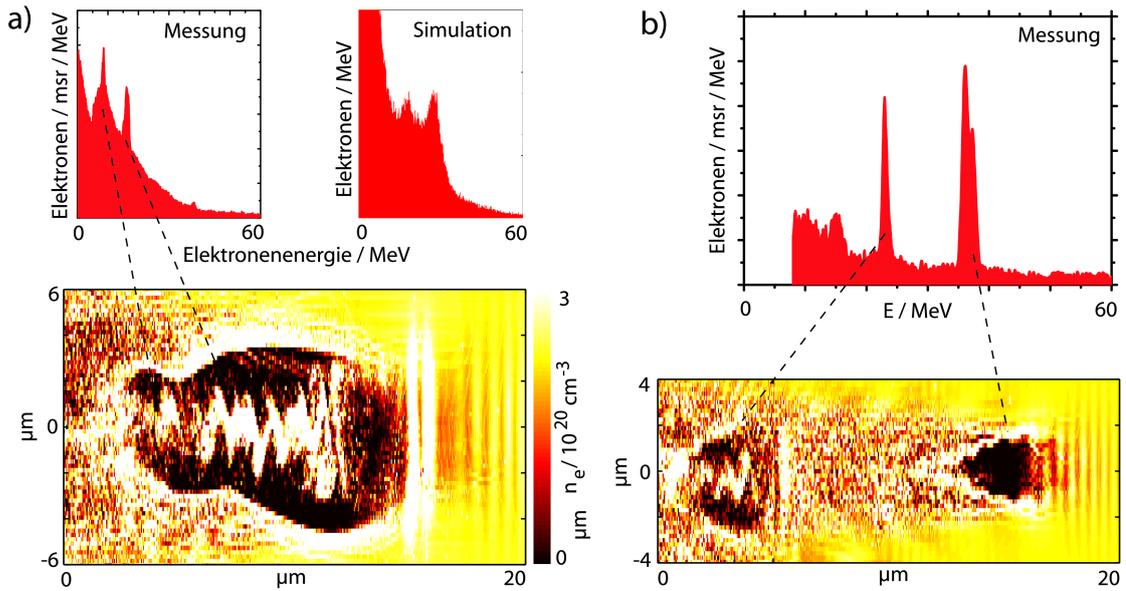


Abbildung 87: Zwei qualitativ unterschiedliche Szenarien zur Bildung von Doppel-Peaks in den Elektronenspektren. a) Bildung aufgrund des Zerfalls eines einzelnen, in einer Bubble beschleunigten Elektronenbunches. Oben links: Gemessenes Spektrum, oben rechts: Spektrum aus einer PIC-Simulation. Dieses Spektrum gehört zum Schnappschuss der Elektronendichte unten im Bild, bei dem sich am hinteren Ende der Bubble ein Teil des Elektronenbunches abspaltet und sich eine wieder aufweitende Plasmastruktur bildet. b) Bildung zweier Bubbles durch selbstmodulierte Laserpulsfragmente. Oben ist ein Messspektrum mit zwei scharfen, deutlich voneinander getrennten und hochenergetischen Peaks abgebildet, unten ein Schnappschuss aus einer PIC-Simulation, in der die Bildung zweier Bubbles angedeutet ist.

Dabei ist I der Strom des Elektronenbunches. Für den gemessenen monoenergetischen Peak bei etwa 50 MeV, einer Elektronenzahl im Peak von etwa $2 \cdot 10^6$ Elektronen und einer Elektronenpulsdauer von etwa 5 fs bekommt damit man eine Brightness in Höhe von $B \approx 2,5 \text{ A mm}^{-2} \text{ mrad}^{-2}$.

In Abbildung 88 erkennt man, dass die Divergenz (und damit auch die Emittanz und die Brightness) in der Polarisationssebene größer sein kann als in der anderen Ebene. Abbildung 88 a) oben zeigt einen Schnappschuss einer Bubble in der Polarisationssebene, während unten im Bild die Ebene senkrecht zur Polarisationssebene gezeigt ist. Man erkennt deutlich, dass in der Polarisationssebene die Elektronen im Inneren der Bubble Schwingungen im Laserfeld ausführen, während dies im unteren Bild für die Ebene senkrecht zur Polarisationssebene nicht möglich ist. Die transversale Richtung auf der Detektionsebene im Elektronenspektrometer entspricht der Polarisationsrichtung. Abbildung 88 b) zeigt, dass bei einigen Schüssen eine deutliche transversale Zerfaserung des Elektronensignals auf der Image-Platte zu beobachten war. Dies könnte auf eine leicht unterschiedliche Richtung der Bubble-Elektronen beim Verlassen des Gas-Jets und der Bubble zurückzuführen sein, die ihrerseits wieder von der dargestellten Schwingung der Elektronen in der Polarisationssebene des Laserpulses anhängig sein könnte.

Man könnte spekulieren, dass dann jeder der Elektronenbunche nochmal reduzierte Pulsauern aufweist. Andererseits ist die Verschlechterung der Strahlqualität für viele Anwendungen von Nachteil.

Eine Verbreiterung des Elektronenbunches in Richtung der Polarisationsebene konnte experimentell in [265] beobachtet werden und wird über PIC-Simulationen auch in [266] bestätigt.

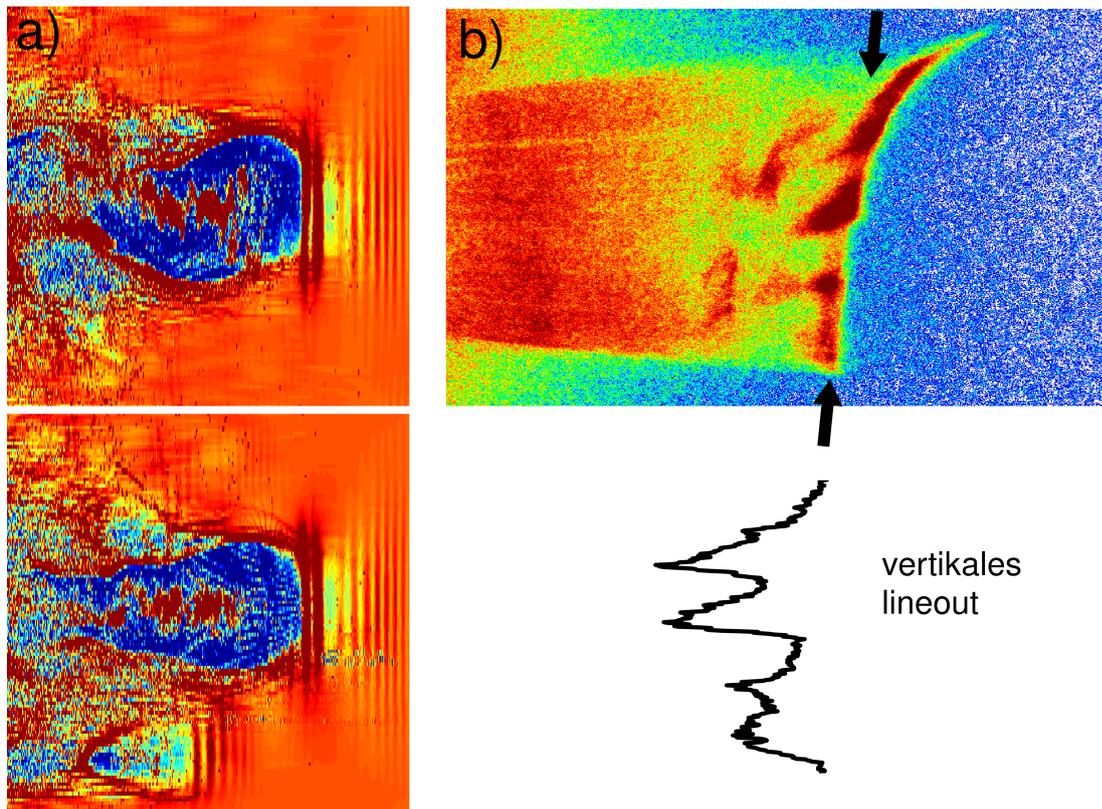


Abbildung 88: a) PIC-Simulationen (ILLUMINATION [212, 213]) zeigen Oszillationen der Elektronen im Rest-Laserfeld innerhalb der Bubble in der Ebene der Polarisationsrichtung (oben), während in der anderen Ebene keine Oszillationen stattfinden. In b) ist ein mit einer Image Plate detektiertes Elektronenspektrum abgebildet, das eine Feinstruktur des Elektronenbunches in der Ebene der Polarisationsrichtung aufweist, die mit der Oszillation zusammenhängen könnte.

5.4 Zusammenfassung und Vergleich von SMLWFA und LWFA

Abschließend sollen die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse kurz zusammengefasst werden. Im Lauf der beschriebenen Experimente konnten erstmals in Deutschland quasi-monoenergetische Elektronen mit Hilfe von Laser-Plasma-Elektronenbeschleunigung nachgewiesen werden. Darüber hinaus wurde durch Kombination von

- Experiment

- Theorie (Selbstmodulation, Bubble-Scalings)
- und PIC-Simulationen

gezeigt, dass die Erzeugung der quasi-monoenergetischen Elektronen explizit dem Regime der Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration (SMLWFA) zugeordnet werden kann. Insbesondere konnte hierdurch das Bubble-Regime erreicht werden, so dass man von einem Self-Modulated Bubble Acceleration-Regime (SMBA) sprechen könnte. Da vermutlich auch mehrere sukzessive quasi-monoenergetische Elektronenbunches mit einem einzigen Laserschuss produziert werden konnten, könnte auch die Bezeichnung Self-Modulated (Multi-)Bubble Acceleration-Regime (SMM-BA) verwendet werden. Die so erzeugten Elektronenbunches haben höchstwahrscheinlich eine Pulsdauer von nur wenigen Femtosekunden und zeitliche Abstände in der Größenordnung einiger zehn Femtosekunden.

Es wurde gezeigt, dass die Anforderungen an die treibenden Laserpulse aufgrund der Ausnutzung des komplexen Prozesses der Selbstmodulation stark gesenkt werden, so dass eine große Zahl von Laserlabors weltweit quasi-monoenergetische Elektronen erzeugen und sich an entsprechender Grundlagenforschung beteiligen kann.

Grundlegend beruht der Beschleunigungsmechanismus darauf, dass der anfängliche Laserpuls in ein entstehendes Plasma mit einer Wellenlänge λ_p fokussiert wird, die deutlich kleiner als die Laserpulslänge $c\tau$ ist. Unter diesen Bedingungen kann der Laserpuls durch rückgekoppelte Interaktion mit dem Gas in einzelne Laserpulsfragmente zerfallen. Diese Selbstmodulation – gesteuert von der Plasmawellenlänge – läuft um so schneller und heftiger ab, je höher die Gasdichte und die Laserpulsintensität ist.

Dabei sorgt eine hohe Dichte gleichzeitig für eine schnellere Selbstfokussierung des Laserpulses im Plasma, da die Schwelle für relativistische Selbstfokussierung proportional zur Elektronendichte ist, $P_{rsf} \propto 1/n_e$. Durch Selbstfokussierung steigt wiederum die Pulsintensität im Plasma, was eine noch stärkere Selbstmodulation zur Folge hat. Die Selbstmodulation führt zu longitudinalem Energie-Bunching, so dass die einzelnen Laserpulsfragmente eine deutlich höhere Leistung als der ursprüngliche Puls haben können. Mit diesen Pulsfragmenten wird aufgrund dessen, aber noch mehr aufgrund der Tatsache, dass die untere Grenze für Bubble-Beschleunigung nach Ungleichung (140) umgekehrt proportional zum Quadrat der Pulsdauer ist ($P_{c,bubble} \propto \tau_L^{-2}$), Bubble-Beschleunigung möglich.

Abbildung 89 zeigt schematisch den Unterschied zwischen der Laser Wakefield Acceleration, bei der ein angepasster Laserpuls ($c\tau < \lambda_p$) die Plasmawellenlänge anregt, während bei der Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration die Anpassung des anfänglich „zu langen“ Laserpulses ($c\tau > \lambda_p$) über Modulation der Einhüllenden der Laserintensität verläuft.

Bei den meisten Experimenten, in denen bislang quasi-monoenergetische Elektronen beobachtet wurden, war die Laserpulslänge größer als die Plasmawellenlänge. Da darüber hinaus meist die Leistungsgrenze für Bubble-Beschleunigung nach den Skalierungsgesetzen von den initialen Laser-Plasma-Parametern nicht überschritten wurde, ist davon auszugehen, dass die hier beschriebenen Selbstmodulationsprozesse bei vielen dieser Experimente eine Rolle spielen. Dies gilt selbst für Experimente

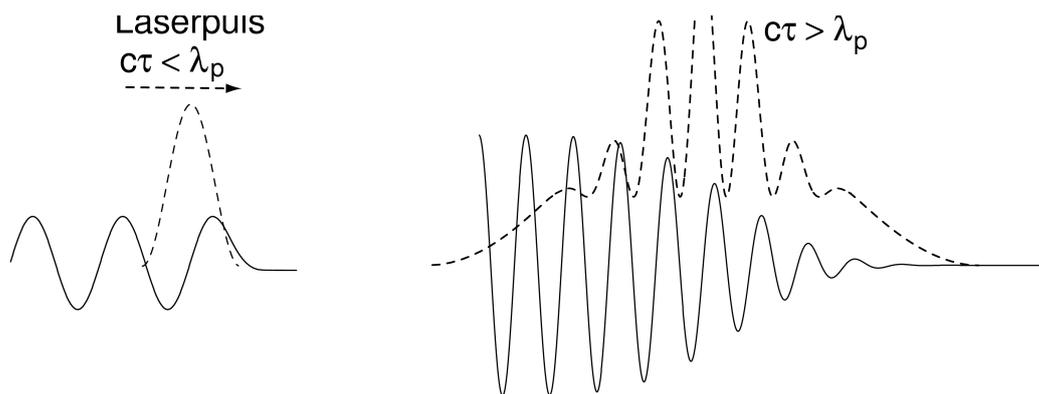


Abbildung 89: Schematischer Vergleich von a) Laser Wakefield Acceleration (LWFA) und b) Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration (SMLWFA). Es sind jeweils die Einhüllenden der Laserintensität strichliert gezeigt, während der Dichteverlauf der dadurch angeregten Plasmawelle mit durchgezogenen Linien angedeutet ist. Im Fall der SMLWFA ($c\tau > \lambda_p$) erkennt man, dass im Gegensatz zur LWFA ($c\tau < \lambda_p$) die Einhüllende des Laserpulses mit der Plasmafrequenz moduliert wird.

mit Kapillaren [267] (siehe auch Kapitel 6).

Es ist allerdings auch zu bedenken, dass die nichtlineare Plasmawellenlänge sich mit steigender Laserpulsintensität vergrößert, so dass dies in Bezug auf Bubble-Bildung einem etwas längeren Laserpuls entgegenkommt, da dann $c\tau < \lambda_p^{NL}$ leichter erreicht werden kann. Andererseits muss dann der Fokus etwas größer sein, so dass zur Ausbildung einer Bubble die Anforderungen an die Laserleistung wiederum steigen.

Die Begünstigung der Selbstmodulation über hohe Plasmadichte und starke Fokussierung, wie in dieser Arbeit beschrieben, bietet im Allgemeinen eine gute Möglichkeit, die Einflüsse von Nichtlinearitäten zu studieren, die auch bei angepassten Pulsen nicht vollständig zu verhindern sind.

Im folgenden werden noch einmal stichpunktartig die Haupteigenschaften der SMLWFA aufgelistet. Diese sind

- Die Plasmawellenlänge muss kleiner als die Laserpulslänge sein: $\lambda_p < c\tau$. Dies kann durch hohe Dichte erreicht werden, da $\lambda_p \propto n_e^{-1/2}$.
- Die hohe Gas- beziehungsweise Elektronendichte führt direkt zu Bildung starker Wakefields, da das longitudinale, beschleunigende elektrische Feld E_z wie $E_z \propto n_e^{1/2}$ skaliert (siehe Gleichung (101)).
- Relativistische Selbstfokussierung ist aufgrund der hohen Dichten sehr ausgeprägt, da für die Leistungsgrenze $P_{rsf} \propto 1/n_e$ gilt.
- Sowohl hohe Dichten als auch hohe Laserpulsintensitäten fördern die Selbstmodulation aufgrund entsprechend hoher Anwachsraten.

- Die Dauer der selbstmodulierten Laserpulsfragmente kann deutlich kürzer sein (< 5 fs) als die kürzesten bisher produzierbaren relativistischen Laserpulse.
- Dadurch kann die Leistungsgrenze für Bubble-Beschleunigung ($P_{c,bubble} \propto \tau_L^{-2}$) wesentlich leichter erreicht und Bubble-Beschleunigung ausgelöst werden.
- Aufgrund der kürzeren Laserpulsfragmente und Plasmawellenlängen sind auch die Bubbles kleiner. Daraus folgt, dass auch die in den Bubbles beschleunigten Elektronen deutlich kürzere Bunchdauern haben können.
- Aufgrund der höheren Dichten ist die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses und die Phasengeschwindigkeit des Wakefields geringer, so dass es hier eher zu dephasing kommen kann.
- Das Wakefield kann durch eine Serie von Laserpulsfragmenten angeregt werden, und es können mehrere ultrakurze Elektronenbunches im Mindestabstand der Plasmawellenlänge λ_p erzeugt werden.
- Die Nichtlinearitäten können zu vielen unerwünschten Effekten wie Hosing führen, wodurch die Direktionalität beeinträchtigt werden kann. Gleichzeitig bieten die starken Nichtlinearitätseffekte eine Möglichkeit, diese detailliert zu studieren.
- Die Divergenz und Emittanz kann aufgrund der kleineren Bubble-Größe und Elektronenbunchdauer sehr gering sein.

Ergebnisse dieses Kapitels wurden/werden in folgenden Publikationen veröffentlicht:

B. Hidding, K. U. Amthor, B. Liesfeld, H. Schworer, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. G. Gallacher, S. P. Jamison, D. Jaroszynski, G. Pretzler and R. Sauerbrey, *Generation of quasimonoenergetic electron bunches with 80-fs laser pulses*, Physical Review Letters **96**, 105004 (2006). Also selected for and published in Virtual Journal of Ultrafast Science, Volume 5, Issue 4, 2006

B. Hidding *et al.*, *Quasimonoenergetic Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration*, to be submitted

Review of Laser-driven Quasimonoenergetic Electron Bunch Generation via SMLWFA, LWFA, and Capillary-Guiding, to be submitted

6 Elektronenbeschleunigung in Kapillaren

Intensive Forschung zur Laser-Plasma-Beschleunigung von Elektronen in Kapillaren führte im Jahr 2006 erstmals zu quasi-monoenergetischen Elektronenbunches [268] über dieses Prinzip. Dabei konnten sogar Energien bis zu einem GeV erzielt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte ein Beitrag zu ähnlichen Experimenten mit gasgefüllten Kapillaren am Max-Planck-Institut für Quantenoptik geleistet werden [269, 270]. Details werden in [271, 272] beschrieben werden.

Bei diesen Experimenten wurde der Atlas Ti:Saphir-Laser mit Pulsdauern $\tau = 42$ fs und einer Energie von bis zu $E = 750$ mJ mit einer langbrennweitigen Parabel (1,5 m) auf einen Spot mit einem Durchmesser von $2r \approx 23 \mu\text{m}$ (FWHM) fokussiert, so dass sich eine Brennpunktintensität von $I \approx 1,5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ beziehungsweise ein $a_0 \approx 0,84$ ergab. Anstatt eines Gas-Jets (wie in Kapitel 5) wurden wasserstoffgefüllte Kapillare mit Elektronendichten in der Größenordnung $n_e = 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, einem Durchmesser von $d = 200 - 300 \mu\text{m}$ und einer Länge von $L = 15$ mm als Targets verwendet.

Der grundlegende Gedanke bei dieser Art von Experimenten ist dabei, den Energiegewinn über eine verlängerte Beschleunigungsstrecke zu erhöhen. Dieser ist nach Gleichung (111) (siehe Abschnitt 5.1.2) nicht nur von dem Beschleunigungsfeld E , sondern auch von der Beschleunigungsstrecke L abhängig: $W^{max} \approx eEL$.

Diese Beschleunigungsstrecke ist zum einen durch das Dephasing begrenzt (siehe Abschnitt 5.1.2). Das Dephasing-Limit kann durch Verringern der Plasmadichte erhöht werden, da dadurch die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses steigt. Dabei überwiegt der Vorteil der höheren Beschleunigungsstrecke den Nachteil der geringeren beschleunigenden Feldstärken aufgrund von verringerter Plasmadichte (siehe Abschnitt 5.1).

Zudem kann auch Beugung die effektive Beschleunigungsstrecke verringern. Der Beugung kann jedoch durch vorgeformte Plasmakanäle entgegengewirkt werden. Dieses so genannte aktive guiding erfolgt in einem über eine Hochspannungsentladung gebildeten (parabolischen) Plasmadichteprofil Δn_p innerhalb der Kapillare. Zusätzlich kann auch eine Plasmawelle einen Einfluss $\delta n(r)$ auf die Plasmadichte haben, so dass insgesamt gilt $n = n_0 + \delta n_p + \delta n$. Für kleine Störungen $a^2 \ll 1$, $|\Delta n_p/n_0| \ll 1$ und $|\delta n/n_0| \ll 1$ kann man die Beziehung (122) nach [171] erweitern zu

$$\eta(r) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 - \frac{a^2}{2} + \frac{\Delta n_p}{n_0} + \frac{\delta n}{n_0} \right) \quad (169)$$

Der Term $a^2/2$ ist für relativistische Selbstfokussierung (self-guiding) verantwortlich, und $\delta n/n_0$ unter anderem für Selbstmodulationsprozesse [171]. Beide spielen jedoch der Theorie nach aufgrund der niedrigeren Plasmadichte und der niedrigeren Intensität als im Kapitel 5 eine niedrigere Rolle. Selbstmodulation und -fokussierung ist aber möglicherweise auch hierbei ausschlaggebend für die Injektion von Elektronen in die Plasmawelle [267, 269, 270].

Bei diesen Experimenten wurden Elektronenenergien bis in den GeV-Bereich erreicht [267–270].

6.1 Experimentelle Durchführung

Wie in Kapitel 5 wurde nach Justage der Kapillare ein Fluoreszenzschirm (Beam Viewer) verwendet, um die Divergenz und Richtung der beschleunigten Elektronenbunches zu vermessen. Nach Entfernen des Beam Viewers konnten die Elektronen in einem vorhandenen Permanentmagnetspektrometer detektiert werden. Die durch dieses Spektrometer verursachte Ablenkung wurde für verschiedene experimentelle Kampagnen mit verschiedenen Spektrometerpositionen und Detektionsebenen wieder mit Hilfe des CST PARTICLE STUDIOS [30] kalibriert.

6.1.1 Kalibration des Elektronenspektrometers

In Abbildung 90 sind Details der Kalibrierung in Form von Simulationsergebnissen dargestellt. Der Eingang des Spektrometers befand sich etwa 110 cm hinter dem Ausgang der Kapillare. Das Spektrometer ist 40,25 cm lang, und die Detektionsebene befindet sich in dieser Konfiguration 46,5 cm hinter dem Ende des Spektrometers senkrecht zur Achse. In a) ist gezeigt, wie Elektronen verschiedener Energien auf der Achse von rechts kommen, das Spektrometer durch den Eintrittspalt betreten und nach unten abgelenkt werden. In den Abbildungen b) und c) sind die von den Magneten erzeugte magnetische Flussdichte sowie die Feldstärke visualisiert. Durch Anpassung der Materialeigenschaften des Jochs in den Simulationen konnte eine sehr gute Übereinstimmung des berechneten Feldes mit dem gemessenen [273] erzielt werden. Beispielsweise beträgt die magnetische Flussdichte auf der Strahlachse in der Mitte des Spektrometers $B \approx 429$ mT und die gemessene Flussdichte $B \approx 425$ mT. In d) ist die berechnete Ablenkung für Elektronen verschiedener Energie gezeigt, die das Spektrometer auf der Achse betreten.

Die Experimente am MPQ wurden konkret auch im Hinblick auf Anwendung der erzeugten Elektronenbeams zum Treiben eines table-top x-ray free electron laser (TT-XFEL) [274] geplant. Hierdurch werden besondere Anforderungen an die Elektronenstrahlqualität gestellt. In einem ersten Schritt wurde daher das Spektrometer hinsichtlich seiner fokussierenden beziehungsweise defokussierenden Eigenschaften genauer untersucht.

Aufgrund der nicht unendlich feinen Eintrittsöffnung des Spektrometers und Variationen in der Emissionsrichtung der Elektronenbunches kann es in der Praxis zu dem Effekt kommen, dass Elektronen das Spektrometer auf einer Trajektorie betreten, die nicht achsenparallel, sondern in einem bestimmten Winkel zur Achse verläuft. Es kommt infolgedessen auf der Detektionsebene zu einer gemessenen, scheinbar anderen Energie. Eine Abhilfe wäre ein zwei-Ebenen-Spektrometer (ähnlich wie in [275, 276]), bei dem mit Hilfe eines zweiten Beam Viewers einige 10 cm hinter dem ersten zurückgerechnet werden kann, unter welchem Winkel der Elektronenstrahl in das Spektrometer eingetreten ist. Dies ist jedoch leider aufgrund der trotz der hohen Elektronenenergien sich immer noch massiv auswirkenden Streuung durch den ersten Beam Viewer im vorliegenden Fall nicht praktikabel. Dies wurde durch GEANT4-Simulationen zur Streuung von Elektronenbunches im Multi-100-MeV-Bereich ähnlich zu denen in Abbildung 24 oder 53

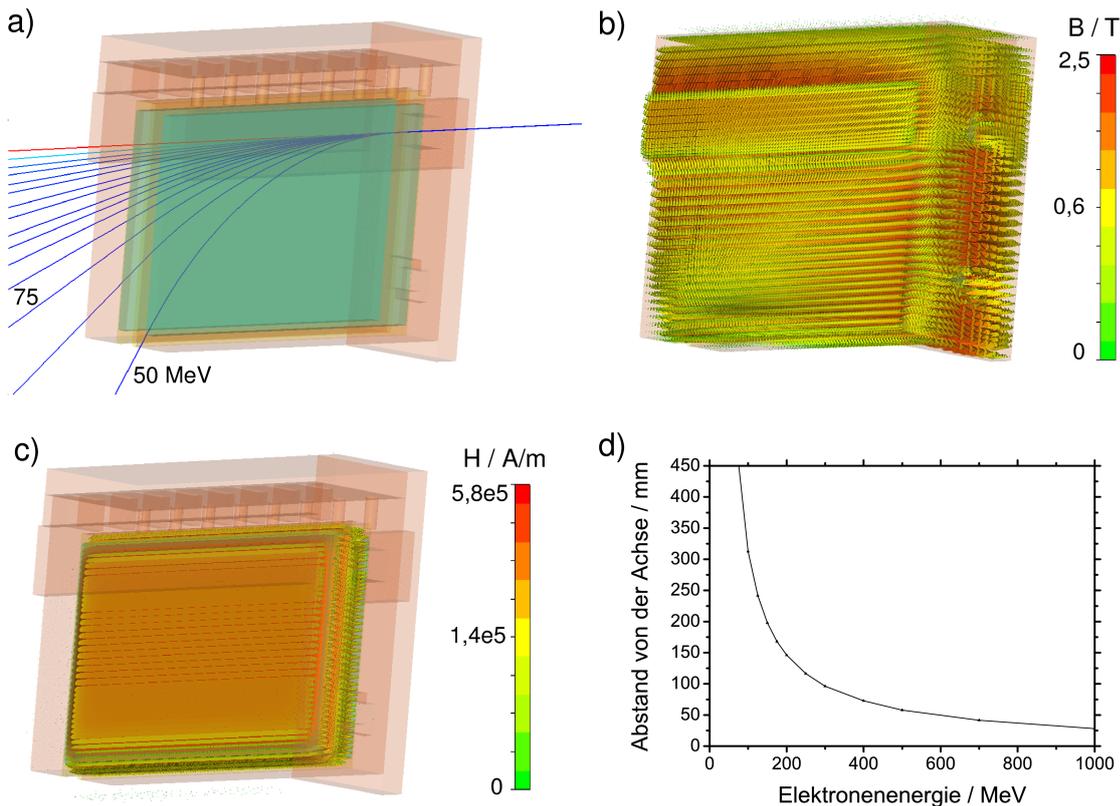


Abbildung 90: Simulationsergebnisse mit CST PARTICLE STUDIO [30] zur Kalibration des bei den Kapillar-Experimenten verwendeten Spektrometers. a) Die Elektronen betreten das Spektrometer von rechts und werden je nach Energie mehr oder weniger stark nach unten abgelenkt. b) und c) zeigen die berechneten Felder, und d) die Kalibrationskurve: Position auf der Detektionsebene vs. Elektronenenergie.

in Kapitel 4 gezeigt. Für spätere Elektronenbeschleunigungsexperimente im Multi-GeV-Bereich kann eine solche zwei-Ebenen-Anordnung aber sinnvoll sein.

Auch die Divergenz beziehungsweise Emittanz des Elektronenstrahls hat Auswirkungen auf die nach Durchlaufen des Spektrometers gemessene, scheinbare Elektronenenergie und Energiebreite in der Detektionsebene. Daher wurden weitere Simulationen zur horizontalen und vertikalen Änderung der Elektronenbunchbreite durchgeführt. Es wurde jeweils eine kreisförmige Elektronenstrahlquelle mit einem Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ zugrunde gelegt. Dies ist ein plausibler Schätzwert, da der Elektronenstrahldurchmesser bei Annahme einer Bubble-ähnlichen Struktur deutlich kleiner als die Plasmawellenlänge sein muss, die bei den verwendeten Elektronendichten in der Größenordnung von $20 \mu\text{m}$ liegt. Durch Vielteilchensimulation mit zufallsverteilten Divergenzen wurde nachvollzogen, wie sich das beim Eintritt in das Spektrometer noch kreisrunde Elektronenprofil während der Passage durch das Spektrometer entwickelt.

Dazu ist in Abbildung 91 die transversale Ausdehnung eines anfangs runden Elektronenbunches mit einer Divergenz von 1 mrad und einer monoenergetischen Energie von 75 MeV beim Eintritt in die Spektrometeröffnung (a), in der Mitte

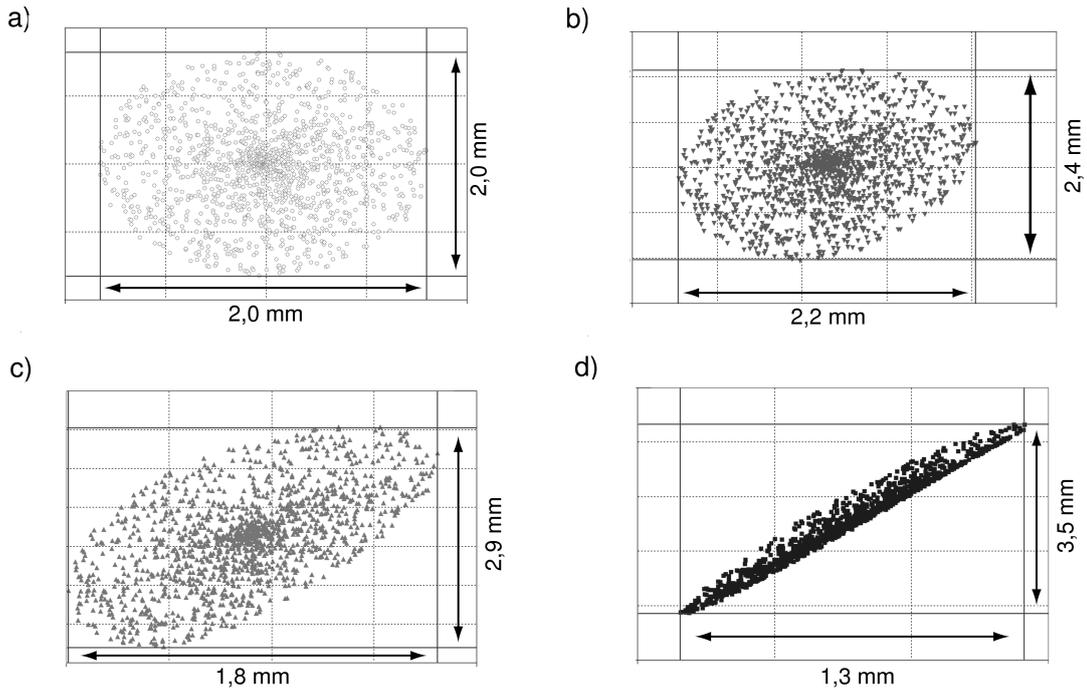


Abbildung 91: Änderung der transversalen Bunchgröße beim Durchgang durch das Spektrometer für einen Bunch der Divergenz 1 mrad und der Energie 75 MeV. a) Unmittelbar vor dem Spektrometereingang, b) in der Mitte des Spektrometers, c) am Spektrometereingang und d) in der Detektionsebene.

des Spektrometers (b), am Ende des Spektrometers (c) und auf der Detektionsebene (d) angedeutet. Man erkennt, dass aus dem anfangs noch runden Bunch bis zur Detektion ein stark elliptisches Gebilde wird. Dies liegt an dem leicht asymmetrischen Aufbau des verwendeten Spektrometers. Der Einfluss dieser leichten Asymmetrie lässt sich ausschließlich mit komplexen Computerprogrammen wie dem CST EM STUDIO / PARTICLE STUDIO eruieren. Es kann zudem festgestellt werden, dass man in der vertikalen Richtung (dies entspricht der Energieachse) eine Verbreiterung des Spots erhält, während die Asymmetrie des Spektrometers in der horizontalen Achse dafür sorgt, dass man in dieser Richtung eine scheinbare Divergenzreduktion auf der Detektionsebene misst.

Mit zunehmender Elektronenenergie werden die Elektronenbunches zunehmend robuster gegenüber der asymmetrischen Verformung aufgrund der Einwirkung des Spektrometer-Magnetfeldes. Dies kann mit Hilfe von Abbildung 91 nachvollzogen werden. Hier sind für 1 mrad Divergenz jeweils die Spots auf der Detektionsebene für 100 MeV (a), 200 MeV (b), 500 MeV (c) und 1 GeV (d) abgebildet.

Wertet man diese Simulationsergebnisse für verschiedene Divergenzen und Energien aus, kann man aus den gemessenen Elektronenspots auf der Detektionsebene den Einfluss der instrumentenbedingten Divergenzreduktion und vor allem die durch das Spektrometer vorgetäuschte Energieverbreiterung herausrechnen. Zusammenfassend zeigt Abbildung 93 die Verbreiterung in der Energieachse und die Verschmälerung in der Divergenzachse im Vergleich zur Bunchgröße, wie sie ohne

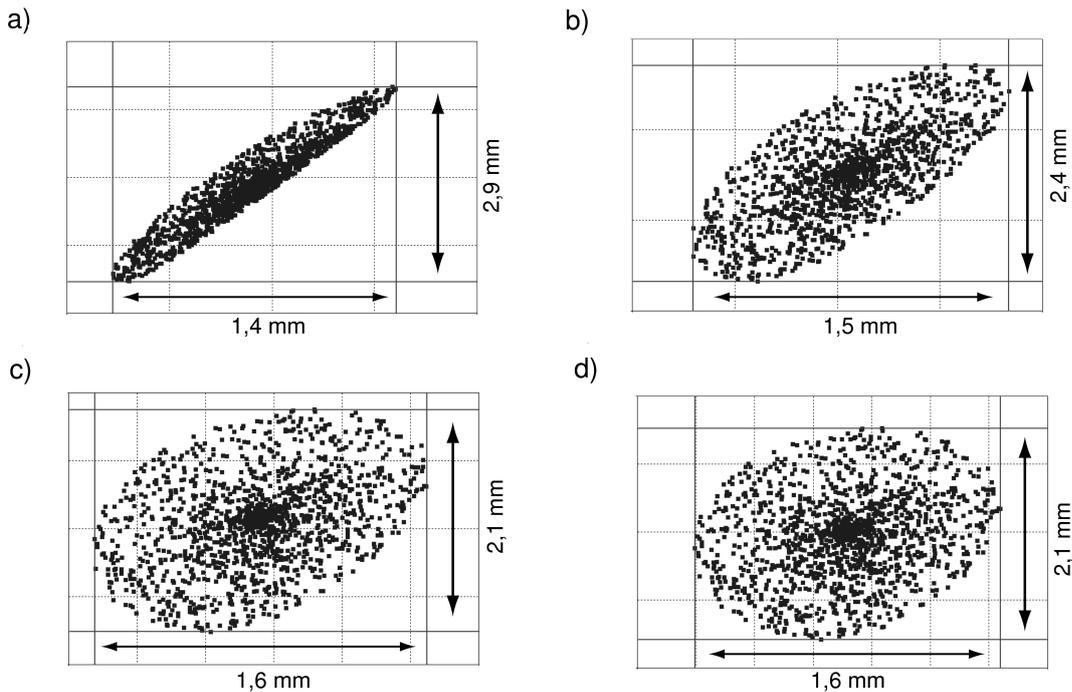


Abbildung 92: Transversale Bunchgröße von Elektronenbunches einer Divergenz von 1 mrad auf der Detektionsebene für a) 100 MeV, b) 200 MeV, c) 500 MeV, d) 1 GeV.

Spektrometer rein aufgrund der Strahldivergenz zu erwarten wäre.

6.1.2 Detektion der Elektronen

In der Detektionsebene konnte wahlweise ein fluoreszierender Beam Viewer oder eine Image Plate zur Detektion der Elektronen genutzt werden. Dabei wurden die Image Plates verwendet, um die Anzahl der Elektronen absolut zu kalibrieren. Dazu wurde bei jedem Schuss jeweils eine Image Plate unmittelbar vor den Beam Viewer gespannt, der von hinten mit einer Kamera beobachtet wurde. In dieser Konfiguration mit unmittelbar aneinander grenzender Image Plate und Fluoreszenzschirm hat Streuung in der IP so gut wie keine Auswirkungen auf die Signalintensität und Spotgröße, die auf dem Beam Viewer beobachtet wird. Durch Vergleich der Ladung, die auf der IP nach dem Beschuss ermittelt wurde, konnte die Helligkeit des Fluoreszenzsignals auf der Lanexscreen ebenfalls einer Ladungsdichte zugeordnet werden. Diese Kreuzkalibration ist aber nur so lange haltbar, wie die Abbildung des Fluoreszenzschirms auf die Kamera exakt dieselbe bleibt, die Belichtungszeit der Kamera nicht verändert wird etc. Dies kann aber nicht über einen längeren Zeitraum gewährleistet werden.

Um daher die Kalibration dauerhaft zu machen, wurde eine langlebige, konstante Lichtquelle auf den Lanex-Schirm geklebt, die ebenfalls mit der Kamera aufgenommen wurde und eine Referenzhelligkeitsquelle darstellt. Bei Verwenden einer anderen Kamera, Abbildung etc. kann nun dieses Referenzmaß dazu verwendet werden, um wieder die während der Kreuzkalibration mit den Image Plates ermit-

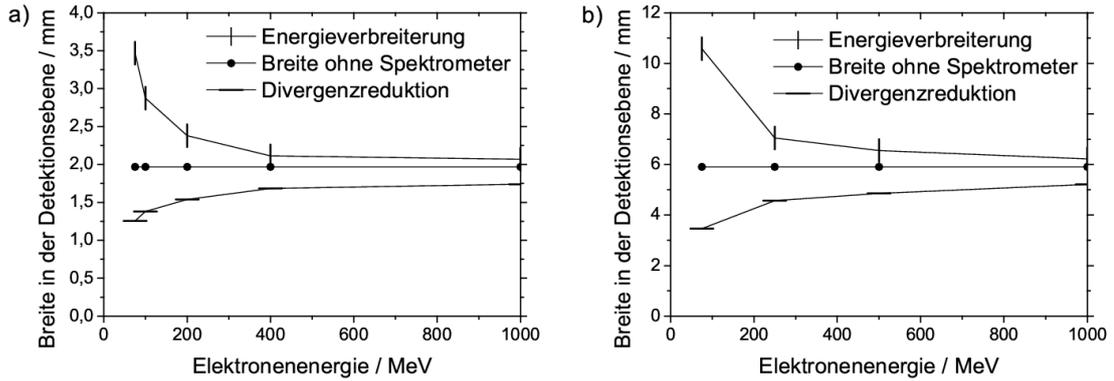


Abbildung 93: Breite des Elektronenbunches nach Durchgang des Elektronenspektrometers in der Detektionsebene im Vergleich zur Breite ohne Spektrometer, nur aufgrund der Strahldivergenz. a) für eine Divergenz von 1 mrad, b) für eine Divergenz von 3 mrad.

telte Empfindlichkeit einzustellen. So kann die Kalibration für die Elektronenzahl jederzeit wiederhergestellt werden, ohne dass erneute Kreuzkalibrationsdurchgänge nötig sind.

Als geeignete Lichtquellen wurden Leuchteinsätze identifiziert, wie sie für Visiereinrichtungen in der Massenproduktion verwendet werden [277]. Diese bestehen aus mit gasförmigem Tritium gefüllten, hermetisch verschlossenen Glasröhrchen mit einer Länge von ≈ 1 cm und einem Durchmesser von 2 mm, die an der Innenseite mit einem Leuchtstoff beschichtet sind. Die beim Zerfall des Tritium entstehenden Elektronen mit Energien von maximal 18 keV regen die Leuchtstoffschicht an, so dass es zu optisch deutlich sichtbarer Lichtemission kommt. Die Leuchtstoffe können in vielen verschiedenen Farben emittieren. Es wurde ein im Grünen strahlender Leuchtstoff verwendet, da dieser erstens die größte Helligkeitsausbeute ermöglicht, und da zweitens auch der als Beam Viewer verwendete Lanex-Schirm im Grünen leuchtet. Da Tritium eine Halbwertszeit von 12,3 Jahren hat, ist eine hervorragende Konstanz dieser Lichtquelle gewährleistet. Selbst nach einigen Jahren kann die Abnahme der Helligkeit im Prinzip auf Grundlage der Halbwertszeit kalkuliert werden.

Abbildung 94 zeigt mehrere auf Image Plates aufgenommene, farbkodierte Elektronensignale. Die Energieachse verläuft von unten nach oben, wobei die Spektren in diesem Fall alle maximal etwa 200 MeV erreichen. Die schwarz gefärbten Regionen sind diejenigen mit besonders hoher Elektronendichte. Zusätzlich erkennt man auf diesen Bildern die Signatur des Tritium-Lichts. Diese Aufnahmen wurden hinsichtlich der Ladung ausgewertet und mit der Helligkeit der Signale auf dem hinter der Image Plate befindlichen Lanex-Screen (sowie dem Tritium-Licht) in Beziehung gesetzt.

6.2 Ergebnisse

Mit diesen Mitteln konnten nun energie- und ladungskalibrierte Spektren ausgewertet werden. In Abhängigkeit vom komplexen Wechselspiel von Gasdruck sowie

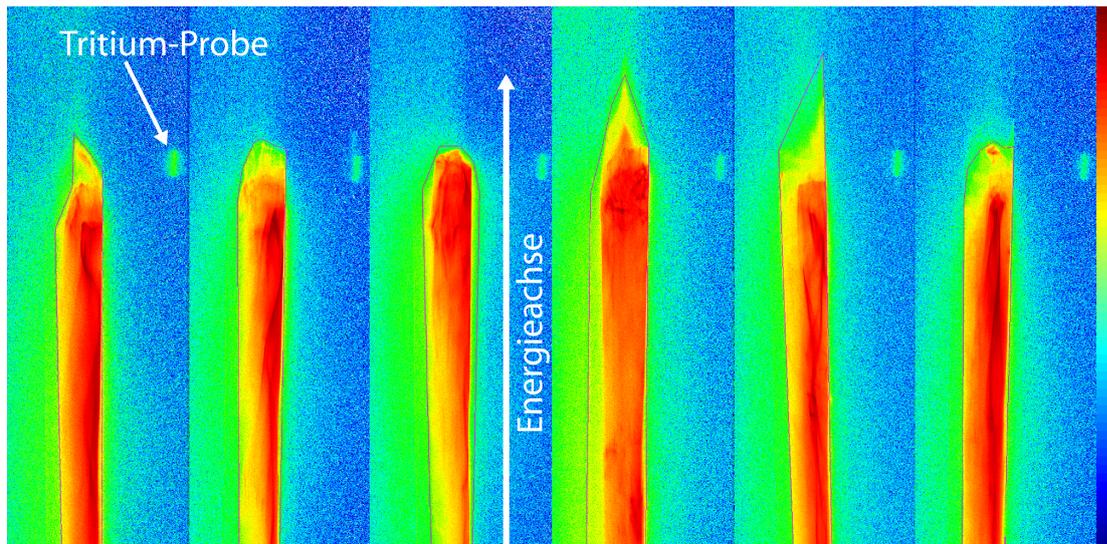


Abbildung 94: Image Plate-Bilder einzelner Elektronenbunches in der Detektionsebene hinter dem Spektrometer. Die Energieachse verläuft von unten nach oben. Die hier erreichten Maximalenergien liegen alle bei etwa 200 MeV.

den Zeiten zwischen Laserpuls, Düsenöffnung und Zündung der Entladung können zwei verschiedene Modi der Elektronenbeschleunigung in Kapillaren unterschieden werden. In einem Hochenergiebereich bei Dichten oberhalb von 10^{19} cm^{-3} konnten quasi-monoenergetische Peaks bis zu 1 GeV festgestellt werden [269]. Hier treten jedoch starke Fluktuationen sowohl in Energie, Ladung als auch Richtung der emittierten Elektronenbunches von Schuss zu Schuss auf. Die Ladung in den quasi-monoenergetischen Peaks oberhalb von 500 MeV kann einige pC betragen. Die Richtung der Elektronen schwankt um etwa 8 mrad (RMS).

Bei geringeren Dichten und veränderten guiding-Bedingungen kann ein wesentlich stabileres Regime gefahren werden, mit dem allerdings geringere Maximalenergien erzielt werden können [270]. Die in Abbildung 94 abgebildeten Rohsignale auf den Image Plates wurden in diesem Modus aufgenommen. Abbildung 95 zeigt ein weiteres Rohsignal zusammen mit einem ausgewerteten Spektrum für eine Kapillare mit einem Innendurchmesser von $250 \mu\text{m}$ und einer Plasmadichte im Fokus von $n_e = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Auf der linken Seite der Abbildung ist ein Foto des Lanex-Screens im Moment der Detektion des Elektronenstrahls abgebildet. In dieser Darstellung erkennt man wieder die leuchtende Tritium-Probe. Ganz rechts ist der identische Schuss mit Falschfarbendarstellung zu sehen, so dass der monoenergetische Peak sichtbar wird. In der Mitte befindet sich das ausgewertete Spektrum, das scharfe monoenergetische Peaks rund um 200 MeV aufweist. Die Energieschwankungen von Schuss zu Schuss betragen nur wenige Prozent.

Auch die Reproduzierbarkeit in Bezug auf die Strahlrichtung und -divergenz ist hier deutlich verbessert. In diesem Regime haben die Strahlen typischerweise eine Divergenz von nur etwa 2 mrad und weisen extrem geringe Richtungsschwankungen von < 2 mrad auf. Eine solche Verbesserung stellt einen unabdingbaren Fortschritt beispielsweise für die Realisierung eines auf diesen Elektronenbunches basierenden

XFEL dar.

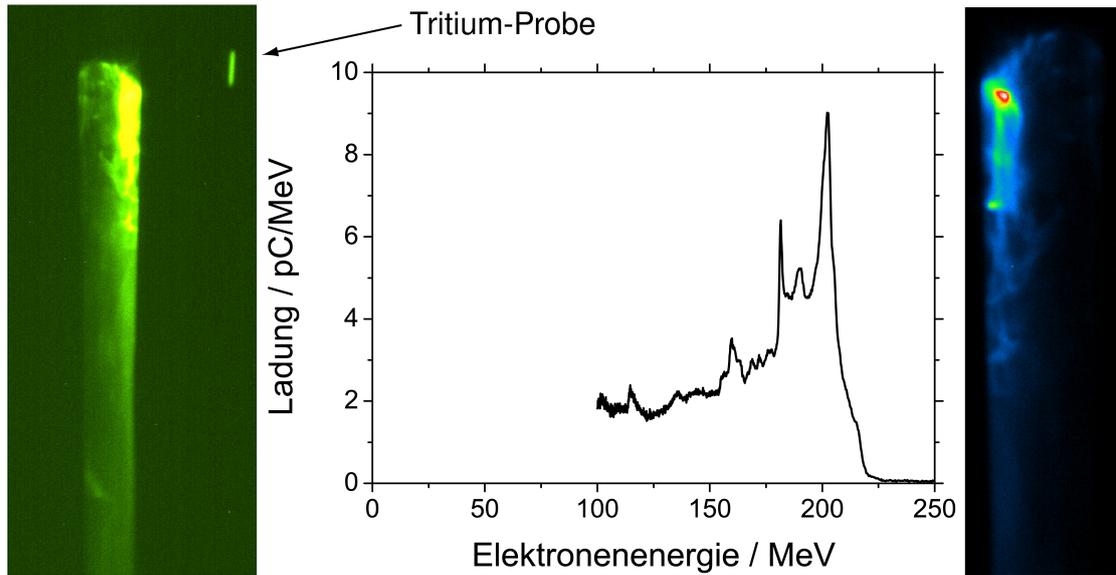


Abbildung 95: Rohdaten auf dem Lanex-Schirm und ausgewertetes Elektronenspektrum. Links: Rohsignal eines Elektronenschusses auf dem Lanex-Schirm in einer Darstellung, in der man das im Vergleich zum Elektronensignal schwach leuchtende Tritium-Röhrchen erkennt. Rechts: derselbe Schuss auf dem Lanex-Schirm mit Falschfarbendarstellung, aus dem der monoenergetische Peak deutlich hervorgeht. Mitte: ausgewertetes Spektrum mit einem signifikanten peak bei etwa 200 MeV.

Es soll an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, dass beispielsweise der Injektionsmechanismus der Elektronen in die Plasmawelle unter diesen experimentellen Parametern keineswegs endgültig gelöst ist. Ein Teil des intensiven Laserlichts trifft aufgrund des geringen Kapillardurchmessers $\approx 250\mu\text{m}$ und des eine Größenordnung kleineren ($\approx 25\mu\text{m}$) Fokussdurchmessers vermutlich immer auch im streifenden Einfall die Innenwände der Kapillare. Diese Konfiguration hat starke Ähnlichkeit mit der, unter der die TSPA-Elektronen in Kapitel 4.4 erzeugt wurden. Es besteht daher die Möglichkeit, dass diese Elektronen am Beschleunigungsprozess in den Kapillaren, die nach einigen 1000 Schüssen ausgetauscht werden müssen, beteiligt sind. Dies wird Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

Ergebnisse dieses Kapitels wurden/werden in folgenden Publikationen veröffentlicht:

S. Karsch, J. Osterhoff, A. Popp, T. P. Rowlands-Rees, Z. Major, M. Fuchs, B. Marx, R. Hörlein, K. Schmid, L. Veisz, S. Becker, U. Schramm, B. Hidding, G. Pretzler, D. Habs, F. Grüner, F. Krausz and S. M. Hooker, *GeV-scale electron*

acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide, New Journal Of Physics **9**, 415 (2007).

J. Osterhoff, A. Popp, Zs. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, L. Veisz, B. Hidding, E. A. Peralta, G. Pretzler, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker and S. Karsch, *Laser Acceleration of Stable, Low-Divergence Electron Beams in a Steady-State-Flow Gas Cell*, submitted to Physical Review Letters (2008).

7 Elektronenbeschleunigung im Gas-Jet – Laser Wakefield Acceleration

Im Rahmen der Kooperation mit dem Max-Planck-Institut für Quantenoptik war der Autor an Elektronenbeschleunigungsexperimenten mit dem am MPQ neuentwickelten Laser auf Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA)-Basis beteiligt. Dieser Laser ist aufgrund der geringen Pulsdauer von $\tau < 10$ fs besonders gut dazu geeignet, Bubble-Beschleunigung direkt – ohne die Notwendigkeit von Selbstmodulation und/oder Selbstkompression – auszulösen. Details hierzu werden in [278, 279] beschrieben werden. Das OPCPA-Prinzip ist in [280, 281] (und weiterführenden Referenzen darin) genau erklärt.

7.1 Elektronenbeschleunigung im direkten Bubble-Regime

Das Lasersystem, der so genannte Light Wave Synthesizer 10 (LWS-10), lieferte bei einer Repetitionsrate von 10 Hz Energien in Höhe von 50 – 60 mJ bei einer Pulsdauer von nur 8,5 fs und einem Kontrastverhältnis von 10^{-8} [281]. Diese Pulse konnten mit Hilfe einer Fokussierparabel (Brennweite 30 cm) und unter Einsatz eines adaptiven Spiegels auf einen Fokusedurchmesser von $2r \approx 5 \mu\text{m}$ in einen Helium-Gas-Jet fokussiert werden. Die Intensität wird mit $I \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ angegeben [281], was einem $a_0 \approx 5$ entspricht.

Mit diesem Lasersystem ist es erstmals direkt möglich, eine Bubble zu treiben. Die für Bubble-Beschleunigung benötigte Leistungsschwelle nach Gleichung 140 beträgt

$$P_L > P_{c,bubble} \approx \left(\frac{\tau[\text{fs}]}{\lambda[\mu\text{m}]} \right)^2 \times 30 \text{ GW} \approx 3,4 \text{ TW} \quad (170)$$

Diese Schwelle kann von Laserpulsen einer Energie von $E = 50$ mJ, die zu einer Leistung $P = E/\tau \approx 6$ TW führen, um fast das Doppelte übertroffen werden. Das heißt aber nicht, dass nichtlineare Effekte wie Selbstmodulation und -kompression unter diesen Bedingungen nicht auch auftreten können. In der Tat weist eine Verbreiterung des transmittierten Spektrums darauf hin, dass es auch hier zu weiterer Pulsverkürzung kommt [278]. Dieser Effekt wurde mit Pulsen der Größenordnung ≈ 40 fs bereits beobachtet [282]. Ohne weitere Selbstkompression wird die Leistungsgrenze für Bubble-Bildung für Energien unterhalb von 30 mJ unterschritten. Anders herum wird bei einer Laserenergie von 50 mJ die Leistungsschwelle für Pulsdauern $\tau > 10$ fs unterschritten. Bei diesen Überlegungen ist zu beachten, dass die Energie nur in die Formel für die Laserpulsleistung eingeht, während eine Variation in der Pulsdauer sowohl die kritische Leistungsgrenze stark beeinflusst, als auch die Laserpulsleistung ändert. Insofern kann eine Schwankung der spektralen Breite des Laserpulses von Schuss zu Schuss, die eine Verlängerung der Pulsverlängerung (die sehr nahe am Fourierlimit liegt [281]) zur Folge haben kann, schnell dazu führen, dass die Leistungsgrenze $P_{c,bubble}$ (die quadratisch mit der Pulsdauer ansteigt) von der Laserpulsleistung (die linear mit der Pulsdauer abfällt) unterschritten wird.

Auch die geometrischen Bedingungen für Bubble-Beschleunigung können vom dem Laserpuls erfüllt werden. Die longitudinale Ausdehnung des Pulses ist nach (159) wie gefordert annähernd in der Größe des Fokusradius $c\tau \approx 2,55 \mu\text{m} \leq r \approx 2,5 \mu\text{m}$. Für die transversale Ausdehnung muss die Plasmadichte berücksichtigt werden. Diese wurde zwischen $n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ variiert. Für ein $a_0 \approx 5$ ergibt sich nach Gleichung 131 für einen Fokus der Größe $r \approx 5 \mu\text{m}$ eine für Bubble-Beschleunigung optimale Plasmawellenlänge von $\lambda_p \approx 2\pi r/a_0^{1/2} \approx 7 \mu\text{m}$. Das entspricht einer Plasmadichte von einigen 10^{19} cm^{-3} , dieser Wert liegt als zentral im experimentell abgefahrenen Bereich.

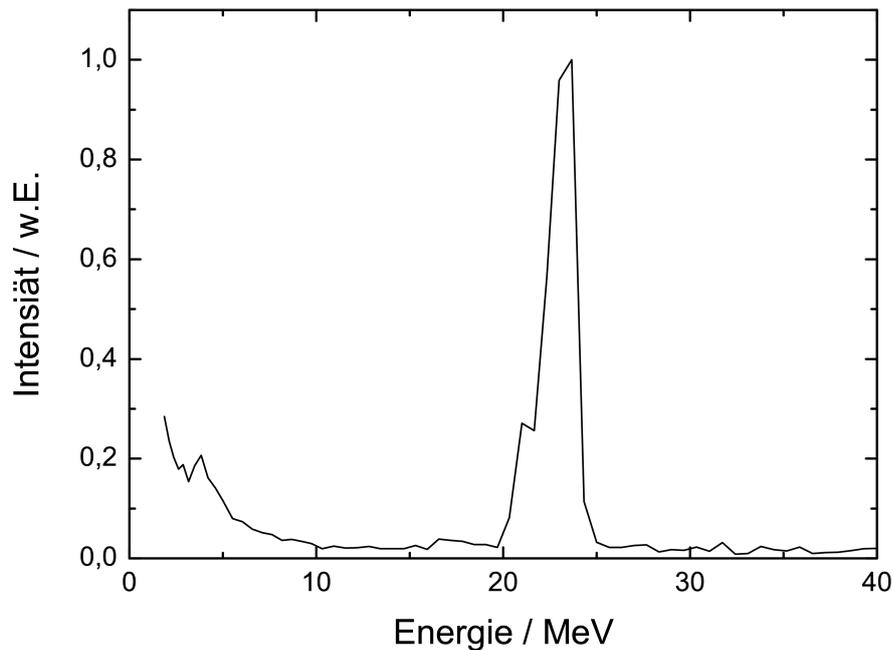


Abbildung 96: Mit dem LWS-10 erzieltes, quasi-monoenergetisches Elektronenspektrum mit einer Energie von etwa 23 MeV mit einer Energiebreite von etwa 2,3 MeV.

In den durchgeführten Experimenten konnte Bubble-Beschleunigung mit den beschriebenen Laser- und Plasmaparametern realisiert werden. Hier wurde das Bubble-Regime also erstmals direkt betreten. Abbildung 96 zeigt ein typisches Spektrum eines erzeugten Elektronenbunches. Der Bunch hat hier einen ausgeprägt monoenergetischen Peak bei etwa 23 MeV mit einer Energiebreite von etwa 10%. Bei diesem Spektrum (und in anderen Schüssen noch ausgeprägter zu beobachten) ist bemerkenswert, dass der niederenergetische Untergrund besonders niedrig ist. Dies könnte dadurch erklärbar sein, dass im „reinen“ Bubble-Regime der Hauptteil der auf in vorwärtsbeschleunigte Elektronen umgesetzten Energie auf Elektronen innerhalb der Bubble entfällt. Diese Beobachtung geht einher mit der extrem niedrigen Strahlenbelastung außerhalb der Targetkammer von weniger als $\approx 1 \mu\text{Sv/h}$. Daher besteht während der Experimente eigentlich nicht die Notwendigkeit, den Strahlenschutz bunker zu verlassen, was die experimentelle Durchführung deutlich erleichtert. Darüber hinaus erlaubt eine solche geringe Strahlenbelastung prinzipiell eine noch deutlich höhere Schussfrequenz.

Interessanterweise haben die 50 mJ/8,5 fs-Pulse des LWS-10 in etwa dieselbe Energie und auch Pulsdauer wie die selbstmodulierten Pulsfragmente beim JETI-Laser (siehe Kapitel 5), dessen Pulse sowohl in Energie als auch in der Pulsdauer um etwa eine Größenordnung höher liegen (700 mJ/80 fs). Daher überrascht es nicht, dass auch die Energien der monoenergetischen Peaks dieselbe Größenordnung haben. Man kann wieder Gleichung (171) anwenden und erhält für eine Pulsdauer $\tau = 8,5$ fs und eine Leistung $P \approx 6$ TW einen Wert von

$$E_{mono} \approx 0,1 \text{ MeV} \sqrt{\frac{P}{P_{rel}} \frac{\tau [\text{fs}]}{\lambda_L [\mu\text{m}]}} \approx 28 \text{ MeV} \quad (171)$$

in sehr guter Übereinstimmung mit den gemessenen Peak-Energien.

Das verwendete Spektrometer beruht auf einer Spezialentwicklung, das aus einem großen auf Permanentmagneten basierenden Teil und einem optional anbaubaren Elektromagnetbaustein besteht. Dieses Spektrometer ist für Energien bis in den GeV-Bereich hinein konstruiert worden [283]. In der Detektionsebene kann wahlweise ein Lanex-Screen, eine Image Plate oder aber ein Gitter aus szintillierenden Lichtleiterfasern eingebracht werden. Die Spektren in den Experimenten wurden mit Hilfe der Lichtleiterfasern aufgenommen, bei denen einfallende Elektronen einen Photonenfluss auslösen, von dem ein Teil innerhalb der Faser weitergeleitet und schließlich von einer CCD-Kamera registriert wird [284].

7.2 Kreuzkalibrierung von ICTs und Image Plates zur Ladungsbestimmung

Zur Ladungsmessung und Kalibrierung des Spektrometers wurden Kreuzkalibrierungen mit einem Integrating Current Transformer und Image Plates durchgeführt. Diese Kreuzkalibration war aus folgenden Gründen nötig. Erstens können Integrating Current Transformers im pC-Bereich nicht sehr genau messen, zweitens sind alle kommerziell vertriebenen ICTs nicht für Pulsdauern < 100 fs ausgelegt, und drittens entsteht als Nebenprodukt bei Laser-Plasma-Experimenten immer sehr intensive elektromagnetische Strahlung, die möglicherweise Auswirkungen auf die Elektronik des ICT haben könnte. Darüber hinaus wurden in diversen Laser-Plasma-Experimenten, bei denen die Ladung mit verschiedenen Methoden gemessen wurde, deutliche Unterschiede in der Elektronenzahl erhalten. Die Ursachen hierfür sind teilweise noch unklar (siehe auch [285]).

Bei der ersten Messkampagne zur Kreuzkalibration wurde der ATLAS-Laser am MPQ verwendet, der zur damaligen Zeit Pulsenergien in Höhe von $E = 250$ mJ in einer Pulsdauer von $\tau = 45$ fs lieferte. Bei der Wechselwirkung dieses Pulse mit dem Gas-Jet wurden exponentielle Elektronenstrahlen mit Temperaturen von etwa 6 MeV erzeugt. Da sowohl das ICT (Typ Bergoz ICT-122-070-10:1 [286]) als auch die Image Plates empfindlich gegenüber von der Wechselwirkungsregion ausgehenden elektromagnetischen Strahlung sind, wurden ICT als auch Image Plate in einem eigens konstruierten Gehäuse im Innern der Vakuumkammer untergebracht. Abbildung 97 a) zeigt eine Übersicht über den Aufbau für die Kreuzkalibration. Die

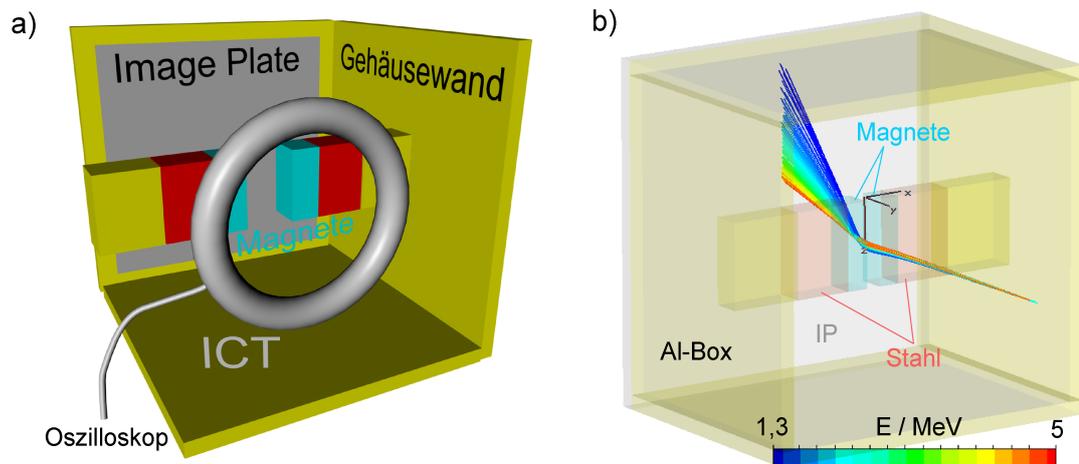


Abbildung 97: Aufbau zur Kreuzkalibrierung von IPs und ICTs bei Laser-Plasma-Experimenten. a) Der einfallende Elektronenstrahl konnte durch eine Blende mit dem Durchmesser 1 cm (nicht eingezeichnet) in das Innere des angedeuteten Gehäuses gelangen, in der er zunächst ein ICT passierte, und dann auf eine an der Rückseite der Box befestigte IP fiel. b) Zuvor konnte der Elektronenstrahl mit Hilfe eines Magnetfeldes leicht aufgespalten werden, so dass sich der Spot auf der IP verbreiterte. Dies dient dem Zweck, eine eventuelle Überbelichtung auf der IP zu verhindern. Das Bild ist ein Ergebnis einer Simulation mit dem CST Particle Studio.

Frontplatte (nicht eingezeichnet) des Gehäuses, auf die der größte Teil der Strahlung entfällt, wurde durch eine Kombination aus 2 cm Blei und 2,5 cm Delrin geschützt. Die Elektronen konnten durch ein kreisrundes Loch mit einem Durchmesser von 2 cm, das nur mit einer etwa $50 \mu\text{m}$ dicken Aluminiumfolie bedeckt war, das Innere des Gehäuses betreten. Dort durchquerte der Elektronenstrahl das ICT (ebenfalls nicht eingezeichnet) mit einem Innendurchmesser von etwa 12 cm, das zusätzlich in ein Plexiglasgehäuse gefasst war. Wenige cm später passierte der Elektronenstrahl auf der Achse ein von relativ kleinen ($6 \times 1,5 \times 2 \text{ cm}^3$) und schwachen ($B_r = 500 \text{ mT}$) Permanentmagneten erzeugtes Magnetfeld. Dieses diente dem Zweck, den Elektronenstrahl aufzuspalten, um eine möglicherweise drohende Überbelichtung im Fall des gebündelten Auftreffens auf die Image Plate, die sich an der Rückwand des Gehäuses befand, zu verhindern.

In diesen Messungen mit exponentiellen Spektren ergab sich unter Berücksichtigung der Empfindlichkeit der Image Plates (gerade auch im Bereich $< 1 \text{ MeV}$, siehe Abschnitt 4.6.4) ein etwa 3,5-fach höherer Messwert am ICT als an der IP.

In einer zweiten Messkampagne mit dem LWS-10 Laser wurden quasi-monoenergetische Elektronenbunches erzeugt. Hier wurden zum einen IPs (und Sets von zwei doppel-lagigen IPs) unter Verwendung eines etwa $30 \mu\text{m}$ dicken Aluminiumfilters hinter die Öffnung einer etwa 1 cm dicken Blende aus Aluminium und Blei, zum anderen aber auch in der Spektrometerebene positioniert. Für die Ladung der am LWS-10 am MPQ beschleunigten Elektronen lässt sich damit eine Ladung im Peak der monoenergetischen Bunches von etwa 10 pC abschätzen. Die Divergenz dieser

Elektronenstrahlen beträgt minimal 5 mrad.

Zusammenfassend wurde also am LWS-10 erstmals quasi-mononergetische Laser-Plasma-Elektronenbeschleunigung mit Parametern, die ohne weitere Pulsformung im Plasma direkt Bubble-Beschleunigung ermöglichen, demonstriert. Es ist momentan ein Energieupgrade geplant, mit dem die erreichbaren Elektronenenergien noch deutlich steigen, und weitere andere Strahleigenschaften verbessert werden sollten.

7.3 Kalibrationsmessungen am herkömmlichen Beschleuniger ELBE

Die beiden im letzten Abschnitt beschriebenen Messungen fanden im direkten Umfeld von Laser-Plasma-Experimenten mit der erwähnten hohen Hintergrundstrahlung statt. Daher wurden zusätzlich noch an einem herkömmlichen Beschleuniger Kreuzkalibrierungen zur Ladungsmessung durchgeführt. Dies geschah auch im Hinblick darauf, dass aufgrund der gerade in jüngster Zeit erreichten großen Erfolge von Laser-Plasma-Beschleunigern diese immer mehr als Ergänzung und möglicher zukünftiger Technologiebasis für herkömmliche Beschleunigersysteme gesehen werden. Auf der anderen Seite kann die jahrzehntelange Erfahrung mit Diagnostiken und deren Präzision sowie der an herkömmlichen Beschleunigern vorhandene Fundus an Methoden und Apparaten äußerst vorteilhaft für die weitere Entwicklung der Laser-Teilchen-Beschleunigung genutzt werden.

Das Forschungszentrum Dresden-Rossendorf (FZD) ist in einer in Bezug auf die Kombination herkömmlicher, hochentwickelter Beschleunigersysteme mit Laser-Plasma-Beschleunigern in einer in Deutschland einzigartigen Position. Zum einen verfügt das Forschungszentrum über einen herkömmlichen Linearbeschleuniger, zum anderen sind mehrere Hochleistungslasersysteme im Aufbau, so dass kombinierte Experimente mit Laserpulsen und herkömmlich beschleunigten Elektronenstrahlen möglich sind.

Der Beschleuniger ist der Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und niedriger Emittanz (ELBE [287]). Die Hauptbeschleunigerkomponenten dieses Systems basieren auf supraleitenden Niob-Strukturen, die mit flüssigem Helium gekühlt werden. Diese Strukturen wurden ursprünglich im Rahmen des TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator (TESLA [288]) am DESY entwickelt und stellen die Speerspitze der herkömmlichen Beschleunigertechnik dar.

In der Praxis wird mit diesen Kavitäten ein Beschleunigungsgradient von 15 MV/m erreicht. Der Elektronenstrahl kann Ladungen von bis zu 77 pC erreichen, sowie eine maximale Energie von 40 MeV. Die Energiebreite eines typischen Strahls beträgt nur einige 10 keV, und die kleinste erreichbare transversale Emittanz liegt bei 3π mm mrad. Die minimal erreichbare Pulsdauer beträgt momentan unter Verwendung eines thermischen Injektors bei etwa 2 ps. Mit Hilfe eines Photo-Injektors (siehe auch Abschnitt 2.2.2.1) soll Pulsladung in Zukunft auf bis zu 1 nC steigen, und andererseits (dann allerdings mit weniger Ladung) auch Pulsdauern im sub-ps-Bereich ermöglichen.

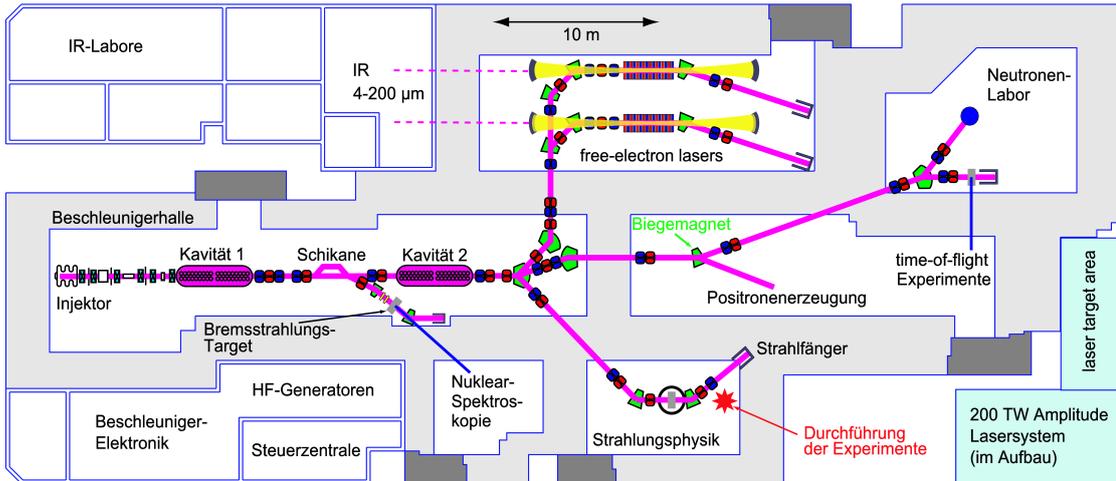


Abbildung 98: Aufbau des ELBE-Beschleunigers am FZD und Implementierung des 200 TW-Lasersystems. Die Kalibrationsexperimente fanden im Strahlungsphysik-Cave statt. Der genaue Ort ist mit dem roten Stern markiert (Abbildung auf Grundlage einer vom ELBE-Team zur Verfügung gestellten Zeichnung [289]).

Zusätzlich sind am FZD mehrere Ti:Saphir-Lasersysteme im Aufbau, darunter ein kommerzielles 200 TW-Lasersystem [290], mit dem unter anderem Laser-Plasma-Beschleunigungsexperimente durchgeführt werden sollen. Dieses Lasersystem ist fast baugleich mit dem gerade vor dem Testbetrieb stehenden Lasersystem an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (siehe auch Kapitel 8). Abbildung 98 zeigt einen Überblick über die ELBE-Anlage und das Lasersystem, das aufgrund ebenfalls geplanter Kombinationsexperimente mit ELBE-Strahl und Laser-Strahl sowie der hervorragenden Infrastruktur in die Halle, die ELBE beherbergt, mitintegriert wird.

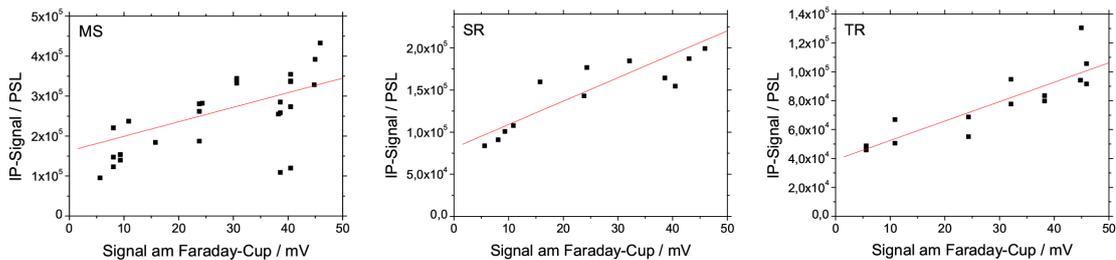


Abbildung 99: Kreuzkalibration dreier verschiedener IP-Typen mit einem Faraday-Cup an ELBE. Links: MS-Typ, Mitte: SR-Typ, Rechts: TR-Typ.

In der Abbildung ist links die Beschleunigerhalle mit dem Injektor, den beiden Hauptbeschleunigern und einer Schikane zur Pulskomprimierung erkennbar (siehe zu Details zu diesen grundsätzlichen Komponenten auch Kapitel 2.2). Über Ablenkermagnete konnte der Elektronenstrahl, der im Fall der Kalibrationsexperimente eine Energie von ca. 25 MeV hatte, in das so genannte Strahlungsphysik-Cave geleitet und dort ausgekoppelt werden. Die Kalibrationsexperimente mit Image Plates (und noch weiteren Detektoren) wurden an Luft durchgeführt.

Abbildung 99 zeigt erste Ergebnisse dieser Kalibration an ELBE mit verschiedenen Typen von Image Plates. Zur Ladungsmessung wurde ein Faraday-Cup verwendet. Man erkennt aus diesen ersten Messungen deutlich die Linearität der Image Plates über den verwendeten Ladungsbereich. Weitere Messungen sind in Planung.

Ergebnisse dieses Kapitels wurden/werden in folgenden Publikationen veröffentlicht:

L. Veisz, K. Schmid, S. Benavides, F. Tavella, R. Tautz, D. Herrmann, A. Marcinkevicius, M. Geissler, U. Schramm, B. Hidding, J. Meyer-ter-Vehn, D. Habs, F. Krausz, to be submitted to *Nature Photonics*, 2008

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Beschleunigung von Elektronen auf Basis der Wechselwirkung von Hochleistungs-Laserpulsen mit Materie beziehungsweise Plasmen untersucht. Das Forschungsgebiet der Laser-Plasma-Beschleunigung ist eine besonders prominente Teilmenge des allgemeinen Feldes der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Die Forschungstätigkeit auf dem Gebiet der Laser-Plasma-Wechselwirkung im Allgemeinen und in Bezug auf Teilchenbeschleunigung mit Laserplasmen im Besonderen wächst rapide an. Dies liegt zum einen an den immensen Fortschritten in der Lasertechnik, die zu immer höheren Laserpulsleistungen und immer verbreteter Installation von Lasersystemen im Multi-Terawatt-Bereich führt. Die Nachfrage ist aufgrund des boomenden Forschungszweiges so sehr gestiegen, dass mittlerweile Lasersysteme mit Leistungen in der Größenordnung 200 TW kommerziell erhältlich sind. Zum anderen konnten in den letzten Jahren gerade auf dem Gebiet der Laser-Plasma-Beschleunigung – auch aufgrund der gestiegenen Laserpulsparemeter – Durchbrüche erzielt werden, auf die zum Teil schon seit Jahrzehnten hingearbeitet wird.

Die Mechanismen, die bei der Wechselwirkung von Laserpulsen mit Plasmen zu Elektronenbeschleunigung führen können, sind vielschichtig. Sie werden stark von den Laserpulsereigenschaften auf der einen und den Plasmaereigenschaften auf der anderen Seite beeinflusst.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten an vier verschiedenen Lasersystemen Experimente durchgeführt werden. Die Pulsenergien dieser Lasersysteme reichen von nur etwa 100 μJ bis zu etwa einem Joule. Bei Pulsdauern im Bereich von unter 10 fs bis 80 fs ergeben sich daraus Leistungen im Bereich von etwa 10 GW bis über 10 TW.

Beim vom Laserpuls bei der Wechselwirkung mit Materie gebildeten Plasma gibt es zwei fundamental unterschiedliche Bereiche. In unterkritischer Dichte können Laserpulse propagieren, während es bei höherer, überkritischer Dichte zu Reflektion des Laserpulses kommt. Durch Verwendung von gasförmigen Targets und von Festkörpertargets konnten in beiden Regimen interessante Ergebnisse zur Laser-Plasma-Elektronenbeschleunigung erzielt werden.

Neben der experimentellen Untersuchung wurde zur Erklärung der Ergebnisse sowie zur Planung der nächsten experimentellen Schritte weitreichender Gebrauch von Simulationen und numerischen Werkzeugen gemacht. Hierzu zählen primär: MULTI-FS (Hydrodynamik), GEANT4, MULASSIS (Monte-Carlo), PLASMA SIMULATION CODE PSC (Particle-in-Cell), CST PARTICLE STUDIO (Finite Elemente), ELRAD (Particle Tracking) sowie ein selbstgeschriebener, relativistischer 3D-Particle Tracking-Code. Sekundär konnten Ergebnisse aus den Particle-in-Cell-Codes ILLUMINATION und VLPL ausgewertet und verwendet werden.

8.1 Quasi-monoenergetische Elektronenspektren

Ein dominierendes Ziel der Laserbeschleunigung von Elektronen mit unterkritischen Plasmen ist die Erzeugung relativistischer Elektronen mit quasi-mono-

energetischen Energiespektren. Dies konnte im Laufe der experimentellen Arbeiten zu dieser Dissertation erstmals in Deutschland realisiert werden [4].

Dazu wurden am Institut für Optik und Quantenelektronik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena Experimente mit dem JETI-Laser durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen Ti:Saphir-Laser mit einer Leistung von etwa 8 TW und einer Pulsdauer von etwa 80 fs. Entgegen aller Erwartungen konnten mit diesen Laserpulsen quasi-monoenergetische Elektronenbunches im so genannten Bubble-Regime erzeugt werden.

Dies bedeutete eine Realisierung eines Ziels des DFG-Sonderforschungsbereiches TR18 „Relativistische Laser-Plasma-Dynamik“, aus dem auch diese Arbeit finanziert wurde. Die im entsprechenden Finanzierungsantrag formulierte Hoffnung, mit Hilfe von Laser-Plasma-Wechselwirkung quasi-monoenergetische Elektronenbunches erzeugen zu können, nährte sich aus PIC-Simulationen von A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn aus dem Jahre 2002. Diese mit dem VLPL-Code [62] durchgeführten Simulationen zeigten, dass es mit stark relativistischen, genügend kurzen Laserpulsen möglich sein müsste, monoenergetische Elektronenbunches über das Prinzip der so genannten Bubble Acceleration zu erzeugen [211].

Die dafür nötigen Laser-Plasma-Bedingungen unterschieden sich jedoch stark von den Anfangsbedingungen bei den Experimenten am JETI-Laser. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass das Bubble Regime über das Phänomen der Selbstmodulierung des Laserpulses erreicht werden konnte. Dabei kommt es zu einem Zerfall des Laserpulses in mehrere Fragmente, die wesentlich kürzer als der ursprüngliche Puls sein können. Der Ablauf der Selbstmodulation wird dabei maßgeblich durch die Plasmadichte gesteuert: Selbstmodulation ist um so stärker, je höher die Plasmadichte ist, und zugleich wird die Länge der entstehenden, selbstmodulierten Pulsfragmente $c\tau_{mod}$ durch die Plasmawellenlänge λ_p bestimmt. Je höher die Plasmadichte, desto kürzer ist die Dauer der Laserpulsfragmente. Die verwendete hohe Plasmadichte führte in den Experimenten zu einer schnellen und starken Selbstmodulation und gleichzeitig auch zu extrem kurzen Pulsen in der Größenordnung von 5 fs, was durch PIC-Simulationen [212, 213] bestätigt werden konnte.

Solch kurze Pulsdauern haben den Vorteil, besonders leicht Bubble Acceleration auslösen zu können. Dies ergibt sich aus Skalierungsgesetzen, die eine untere Leistungsgrenze angeben, ab der Bubble Acceleration möglich wird [229–231].

Das Prinzip der so genannten Self-Modulated Laser-Wakefield Acceleration (SMLWFA) führte also hier erstmals zu quasi-monoenergetischer Elektronenbeschleunigung im Bubble-Regime. Zuvor waren über SMLWFA immer nur Elektronenstrahlen mit exponentieller Energieverteilung erzeugt worden. Man kann von einem neuen Regime sprechen, für das in [262] der Name Self-Modulated (Multi-)Bubble Acceleration-Regime (SMBA) vorgeschlagen wurde.

Darüber hinaus hat dieses demonstrierte Prinzip den einzigartigen Vorteil, dass vermutlich sogar mehrere quasi-monoenergetische, ultrakurze Elektronenbunches in Abständen von nur wenigen 10 fs hintereinander erzeugt werden können. Dies ist dann der Fall, wenn mehrere Laserpulsfragmente stark genug sind, eine Bubble zu treiben. PIC-Simulationen belegen diese Deutung, die schon in [4, 262] geäußert

wurde. Eine andere Gruppe konnte dieses Bild später (an einem anderen Lasersystem) über die Messung von Übergangsstrahlung bestätigen [263, 264].

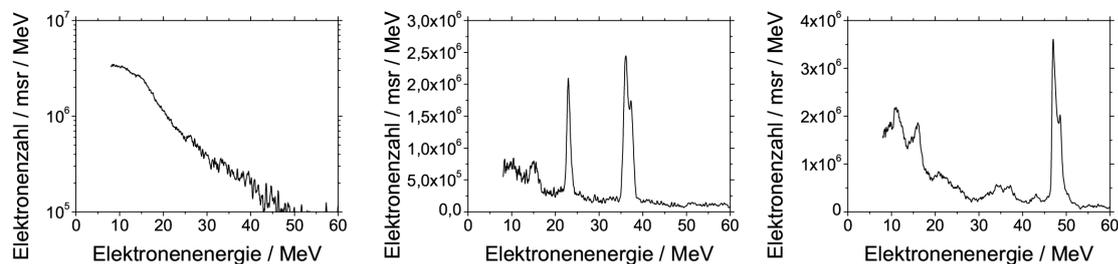


Abbildung 100: Elektronenspektren aus der Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration am JETI-Laser. Links: exponentielles Spektrum. Mitte: ausgeprägter Doppel-Peak, der durch zwei hintereinander laufende Bubbles hervorgerufen sein kann. Rechts: quasi-monoenergetisches Elektronenspektrum, bei dem ein einziges, leistungsstarkes Laserpulsfragment den Selbstmodulationsprozess überlebt und eine Bubble treiben kann.

Abbildung 100 zeigt Elektronenspektren, die bei den experimentellen Kampagnen am JETI-Laser erhalten wurden. Rechts ist beispielsweise ein Elektronenspektrum mit einem einzigen quasi-monoenergetischen Peak und einer Energie von fast 50 MeV repräsentiert. Diese Energie entspricht in guter Näherung der Energie, die von einem weiteren Skalierungsgesetz zur Bubble-Beschleunigung [229–231] vorhergesagt wird. In [4] wurde daher explizit erstmals auf diese Bestätigung der so genannten Bubble-Scalings hingewiesen. In der Mitte der Abbildung ist ein Spektrum mit einem ausgeprägten Doppel-Peak abgebildet, das der Bildung zweier Bubbles und infolgedessen zweier Elektronenbunches zugeordnet werden kann. Hier wurden vermutlich zwei sukzessive quasi-monoenergetische Elektronenbunches mit einem einzigen Laserschuss produziert.

Die über SMBA produzierten Elektronenbunches haben intrinsisch Bunchdauern im Bereich von < 10 fs und gehören damit zu den kürzesten jemals künstlich erzeugten relativistischen Elektronenpulsen. Eine genaue Messung dieser Bunchdauern ist außerordentlich schwierig [291]. Bislang ist keine Technik bekannt, die eine Messung solch kurzer Pulse ermöglicht.

Die gemessenen Bunch-Divergenzen am JETI-Laser sind von der Größenordnung < 10 mrad und führen zu Emittanzen in der Größenordnung herkömmlicher Beschleuniger.

Ein Grundmerkmal der SMBA ist das Vorhandensein von starken Nichtlinearitäten. Diese wachsen im Fall hoher Dichten – wie in den Experimenten am JETI-Laser – deutlich an und ermöglichen so die Bildung der leistungsstarken, ultrakurzen Laserpulsfragmente und das Treiben ein oder mehrerer Bubbles. In vielen Fällen können diese Nichtlinearitäten aber unerwünscht sein, da sie sich beispielsweise in Form von laser hosing oder verringerter Reproduzierbarkeit und Stabilität äußern können. Da diese Effekte aber in abgeschwächter Form immer auch bei anderen Formen der Laser-Plasma-Beschleunigung auftreten, handelt es sich bei der SMBA um ein ideales Testfeld zur Untersuchung solcher Nichtlinearitäten.

Die hier gewonnenen Erkenntnisse konnten später in zwei verschiedene Experi-

mente am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching eingebracht werden, die ebenfalls zu quasi-monoenergetische Elektronenbunches führten. Zum einen wurden mit Hilfe des neuentwickelten OPCPA-Lasersystems LWS-10 ultrakurze Pulse $\tau \approx 8,5$ fs und Pulsenergien im Bereich von 50 mJ erzeugt. Diese Pulse entsprechen interessanterweise ungefähr den Pulsfragmenten, die bei den JETI-Experimenten über Selbst-Modulation erzeugt wurden. Daher konnten auch ähnliche Elektronenenergien erzeugt werden. In Abbildung 101 links ist noch einmal ein quasi-monoenergetisches Elektronenspektrum aus Jena gezeigt, und im Vergleich dazu in der Mitte ein am OPCPA-System am MPQ gemessenes. In diesen Experimenten konnte erstmals das Bubble-Regime direkt, ohne die Notwendigkeit vorausgehender Pulsverkürzung oder Selbstmodulation erreicht werden [278].

Rechts in der Abbildung ist ein weiteres quasi-monoenergetisches Elektronenspektrum zu sehen. Dieses ist ein Resultat aus Experimenten mit dem ATLAS-Laser am MPQ mit einer Pulsdauer von etwa 45 fs und Energien von bis zu 750 mJ, die in eine gasgefüllte Kapillare fokussiert wurden. Innerhalb der Kapillare kommt es unter bestimmten Bedingungen bei vergleichsweise niedrigen Dichten zu einer Erhöhung der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses und damit zu einer Verlängerung der so genannten Dephasing-Distanz und der effektiven Beschleunigungsstrecke. Es konnten so Energien bis in den GeV-Bereich erreicht werden [269, 270]. Es handelt sich hierbei in gewisser Weise um einen umgekehrten Ansatz als bei der SMLWFA, bei der aufgrund der hohen Dichten die Beschleunigungsdistanzen aufgrund des stärkeren Dephasings zwar kürzer als bei den Kapillarexperimenten sind, die beschleunigenden Felder – ebenfalls aufgrund der hohen Dichte – aber dafür höher sein können.

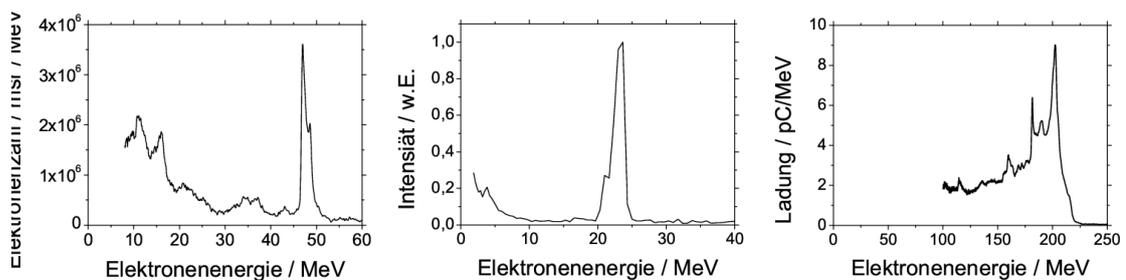


Abbildung 101: Experimentell erhaltene quasi-monoenergetische Elektronenspektren. Links: über das Prinzip der Self-Modulated Laser Wake-Field Acceleration (SMLWFA) mit dem JETI-Laser am IOQ Jena. Mitte: Über das Prinzip der Laser Wake-Field Acceleration (LWFA) mit dem LWS-10-Laser am MPQ Garching. Rechts: Über das Prinzip des aktiven guidings in einer Kapillare mit dem ATLAS-Laser am MPQ Garching. Das Spektrum links wurde im Rahmen dieser Arbeit im Jahre 2004/2005 gemessen. Die damals gewonnenen Erkenntnisse konnten 2007 bei Experimenten am ATLAS- und LWS-10-LASER am MPQ eingebracht werden, an denen der Autor mitbeteiligt war.

8.2 Elektronenpulse an überkritischen Plasmen

Ein weiterer Hauptteil dieser Arbeit betraf die Elektronenbeschleunigung an Festkörpern. Am nicht-relativistischen sub-10-fs Lasersystem in Düsseldorf mit nur etwa 120 μJ Pulsenergie konnte gerichtete Elektronenbeschleunigung auf Energien bis zu 200 keV festgestellt werden [31, 32]. Diese wurde der mehrfachen, irreversiblen Energieaufnahme im Feld des auf den Festkörper einfallenden und von dort wieder reflektierten Laserpulses zugeschrieben.

Mit Berücksichtigung dieser Ergebnisse wurden bei Experimenten mit dem relativistischen JETI-Laser an Festkörpertargets auf ähnliche Effekte besonderes Augenmerk gelegt. Primär ging es bei den Experimenten um die Messung der bei im Laufe der Wechselwirkung entstehenden quasistatischen Magnetfelder in Höhe von bis zu einigen 10 kT über den Zeeman-Effekt [85, 86].

Im Zuge dieser Experimente wurde ein auf elektronenempfindlichen Image Plates basierender Stack-Aufbau entwickelt, der die simultane Bestimmung von Energie, Ladung, sowie energie- und ortsabhängiger Divergenz mit einem Schuss ermöglicht [149]. Die Auswertung solcher Stack-Messergebnissen ermöglichte beispielsweise die Erweiterung eines hauptsächlich mit Lasern der Petawatt-Klasse erhaltenen Skalierungsgesetzes für die Divergenz der in Laserpulspropagationsrichtung emittierten Elektronen [159]. Demnach ist diese Divergenz nur von der Laserintensität, nicht aber von der Laserpulsdauer abhängig. Während die in [159] einfließenden Ergebnisse alle mit Pulsdauern im Bereich von 350 – 5000 fs erzielt wurden, konnte hier das Gesetz auch für 80-fs-Laserpulse bestätigt werden.

Mit Hilfe eines auf Permanentmagneten basierenden Elektronenspektrometers und Monte-Carlo-Simulationen konnte ein in emittierter Strom in der Größenordnung des Alfvén-Stroms und Temperaturen im Bereich von 2 MeV gemessen werden. Ein solcher vorwärtspropagierender Elektronenstrahl ist von Bedeutung für Experimente zur Trägheitsfusion auf Basis der Fast Ignition, aber indirekt auch für die Beschleunigung von Protonen und Ionen über das so genannte TNSA-Prinzip.

Neben dem erwarteten Elektronenstrahl in Vorwärtsrichtung wurden mit Hilfe von Image Plates darüber hinaus auch Ströme scharf gerichteter, relativistischer Elektronen im vom Target aus laserseitigen Halbraum detektiert. Besonders auffällig war ein mit einer Divergenz von etwa 200 mrad nahezu parallel zum Target emittierter Strom. Ähnliche Elektronenströme sind in den letzten Jahren verstärkt untersucht worden, weil sie einen entscheidenden Beitrag zur gesteigerten Effizienz von Experimenten zur Fast Ignition mit Hohlkegeln leisten könnte.

Um weiteren Einblick in das Phänomen – auch in Hinblick auf die erwähnten Experimente in Düsseldorf – zu bekommen, wurden PIC-Simulationen mit dem PLASMA SIMULATION CODE (PSC, [112]) durchgeführt. Es zeigte sich dabei, dass Elektronen in dem Interferenzfeld zwischen einfallendem und reflektierten Laser auf kürzester Distanz auf relativistische Energien beschleunigt werden können. Hier wird das Lawson-Woodward-Kriterium dadurch verletzt, dass manche Elektronen unter diesen Bedingungen keinem symmetrischen Laserfeld mehr ausgesetzt sind, sondern einem gerichteten Interferenzfeld. Es kann dabei sogar eine wirksame

Feldüberhöhung stattfinden, so dass – abhängig von der Laserintensität – beschleunigende Felder der Größenordnung $0,1 \text{ PV/m}$ möglich sind. Neben diesen beschleunigenden Feldern, die nochmals um Größenordnungen höher als die Felder in Plasmawellen sind, ist eine zweite Eigenschaft der so beschleunigten Elektronenpulse von großem Interesse. Zwar sind die Elektronenbunches nicht monoenergetisch, da sie nicht mit derselben Phase und Richtung in das Interferenzfeld injiziert werden, sondern stochastisch, die beschleunigten Elektronen haben aber den vorläufigen PIC-Simulationen zufolge dennoch eine Dauer im Bereich unter einer fs. Diese sub-fs Struktur wird durch unabhängig erhaltene Ergebnisse einer anderen Gruppe [113, 292] bestätigt. In Anlehnung an den TNSA-Mechanismus (Target Normal Sheath Acceleration [63]) wurde für dieses Beschleunigungsschema in dieser Arbeit Target Surface Parallel Acceleration (TSPA) vorgeschlagen.

8.3 Einordnung der Ergebnisse

Zusammenfassend ist in Abbildung 102 der Versuch einer groben Einordnung einiger wegweisender, plasmabasierter Beschleunigerexperimente im Verhältnis zu herkömmlichen Beschleunigern in Form eines erweiterten Livingston-Plots dargestellt. Eine solche Übersicht ist sinnvoll, um die seit der Einführung der Chirped Pulse Amplification (CPA) rasant ansteigenden mit Laser-Plasma-Experimenten erreichbaren Teilchenenergien deutlich zu machen, auch wenn die Strahlqualität von Laser-Plasma-Beschleunigern noch nicht mit denen herkömmlicher Beschleuniger vergleichbar ist. In dem Plot sind sowohl die erreichten Energien bei den Experimenten in Jena zur quasi-monoenergetischen SMLWFA, die am MPQ zur quasi-monoenergetischen LWFA (LWS-10), als auch die am MPQ zu den Kapillarexperimenten (ATLAS) eingetragen. Neben diesen drei in dieser Arbeit realisierten Schemata für quasi-monoenergetische Laser-Plasma-Beschleuniger gibt es noch die Variante der kontrollierten Injektion von Elektronen ins Wakefield über die Verwendung zweier kollidierender Laserpulse [293], die ebenfalls zu quasi-monoenergetischen Elektronen führt, sowie die so genannte bunch-driven wakefield acceleration (auch Plasma Wakefield Acceleration, PWFA, genannt). Diese wurde bislang fast ausschließlich am SLAC durchgeführt. Dabei wurde anstatt eines Laserpulses ein mit herkömmlichen Beschleunigern erzeugter monoenergetischer Elektronenstrahl mit Energien in der Größenordnung einiger 10 GeV verwendet, um ein Wakefield in einem Plasma zu treiben. Diese Experimente führten zwar bislang nicht zu quasi-monoenergetischen Elektronen, aber doch zur Energieverdoppelung einiger Elektronen auf Kosten der anderen, die das Wakefield treiben [275, 294]. Dieses verstärkte Engagement an herkömmlichen Beschleunigern, plasmabasierte Wakefield-Beschleunigungsschemata zu untersuchen, zeigt, dass Mechanismen ähnlich zu denen in dieser Arbeit vorgestellten immer deutlicher als mögliche Grundlage zukünftiger Beschleunigersysteme gesehen werden.

Der Energiegewinn in Beschleunigern ist ein Produkt aus Beschleunigungslänge und der Stärke des beschleunigenden Feldes. Die Grundidee der Laser-Plasma-Beschleuniger ist – im Gegensatz zu herkömmlichen Beschleunigern, bei denen bislang vor allem die Beschleunigungsstrecke (und damit die Länge der Beschleu-

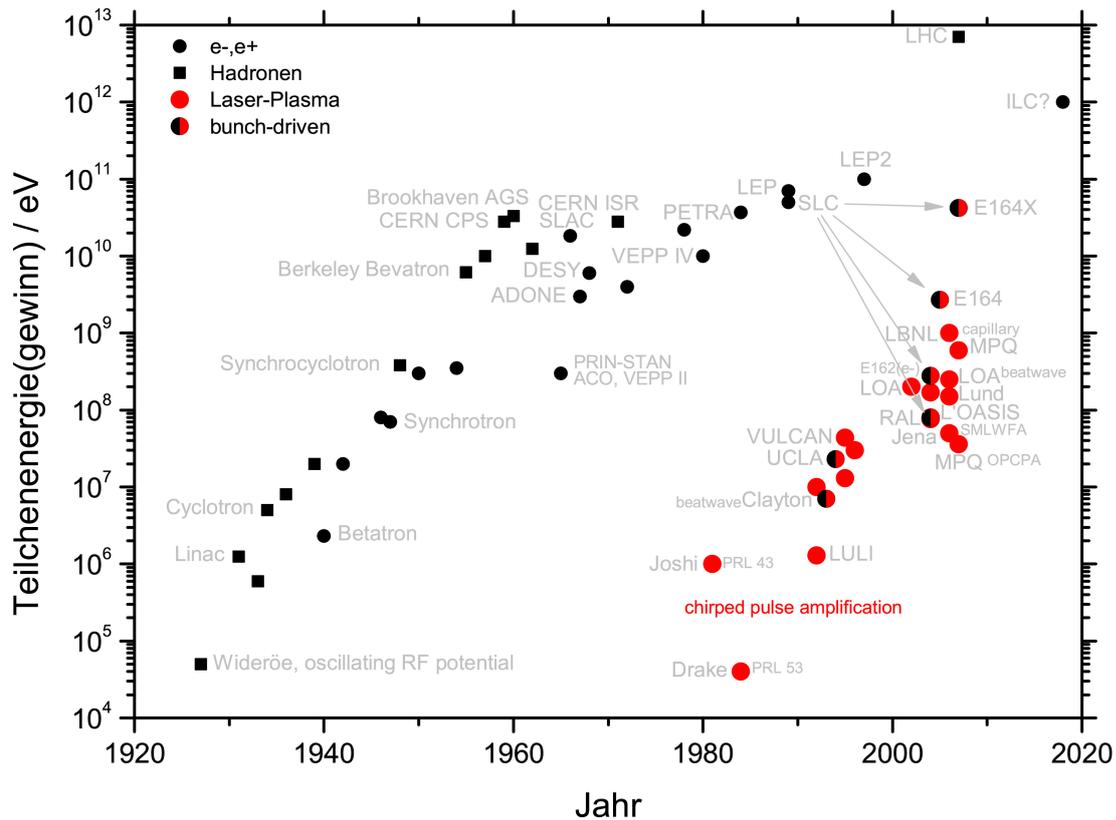


Abbildung 102: Um Laser-Plasma-Beschleuniger erweiterter Livingston-Plot. In rot ist eine Auswahl von Laser-Plasma-Beschleunigerexperimente eingetragen, inklusive der SMLWFA in Jena, der LWFA mit dem OPCPA am MPQ, und der Kapillar-Experimente mit dem ATLAS am MPQ. In schwarz/rot sind Experimente zur bunch-driven Wakefield acceleration eingetragen, die fast alle am SLAC stattgefunden haben.

nigertunnels) erhöht wurde – die Vergrößerung der beschleunigenden Felder. Daher ist in Abbildung 103 der Feldgradient gegen die Wellenlänge der beschleunigenden Strukturen dargestellt.

Man erkennt zunächst, dass bei den herkömmlichen Beschleunigern bei einer Erhöhung der Frequenz der Beschleunigerwellen das breakdown limit erhöht und eine deutliche Erhöhung der beschleunigenden Feldstärken erreicht werden kann (siehe zum Beispiel die CLIC-Studie (Compact Linear Collider) [295]). Die dadurch erreichbaren Felder sind aber immer noch um viele Größenordnungen kleiner als die von Laser-Plasma-Beschleunigern erreichbaren. Aufgrund der hohen Plasmadichten besonders hohe Feldstärken werden durch das SMLWFA-Konzept erreicht, das als ein Schwerpunkt dieser Arbeit in Jena in Form der SMBA realisiert wurde. Die einzigen noch größeren Feldstärken sind die Laserfelder selbst. Impulse zur Ausnutzung dieser Felder – und möglicherweise eine experimentelle Beobachtung – in Form der Interferenzfelder bei der Interaktion mit Festkörpern (Target Surface Parallel Acceleration, TSPA) wurden ebenfalls in dieser Arbeit gegeben.

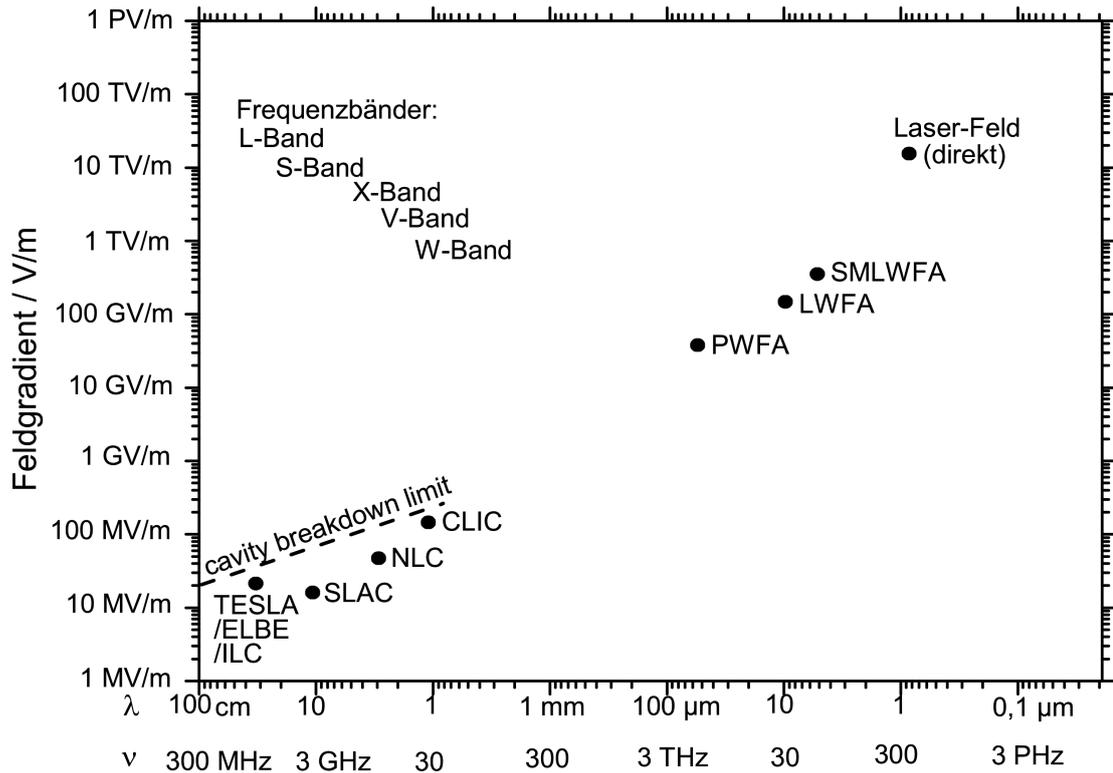


Abbildung 103: Steigerung der elektrischen Beschleunigungsfelder mit steigender Frequenz. Während die Felder herkömmlicher Beschleunigertechnik trotz ausgefeilter Konzepte (zum Beispiel CLIC [295]) im Bereich einiger 10 MV/m liegen müssen (breakdown limit [296]), können durch Laser-Plasma-Konzepte um Größenordnungen höhere Felder ausgenutzt werden. Die höchsten Felder sind die direkten Laserfelder, die möglicherweise durch Interferenzfeld-Beschleunigung an Festkörpern genutzt werden könnten.

8.4 Ausblick

In Düsseldorf ist ein 100 TW-Lasersystem mit Pulsdauern unterhalb von 25 fs [290] aufgebaut worden und befindet sich unmittelbar vor den ersten Einsätzen. Für die (noch nicht optimierten) experimentellen Parameter wurden von A. Pukhov erste Simulationen mit dem VLPL-Code durchgeführt [261]. Abbildung 104 zeigt, dass mit diesem Lasersystem quasi-monoenergetische Elektronenbunches im direkten Bubble-Regime mit Energien in der Größenordnung einiger 100 MeV zu erreichen sind.

Die vorgelegte Arbeit öffnet unter Ausnutzung dieses Lasersystems, dem Düsseldorfer OPCPA-Lasersystem [280] und in Kooperation mit den TR18-Partnern dem den Weg zu einer Reihe von Experimenten, die für die Zukunft geplant sind. Unter anderem wird der bislang noch ungeklärten Frage nachgegangen werden, welchen Einfluss der Zerfall der Bubble beim Verlassen des Gas-Jets auf den Elektronenbunch hat. Dieser Vorgang könnte sich massiv sowohl auf das Energiespektrum, die Bunchladung, als auch die Divergenz und Richtung des Elektronenstrahls auswirken.

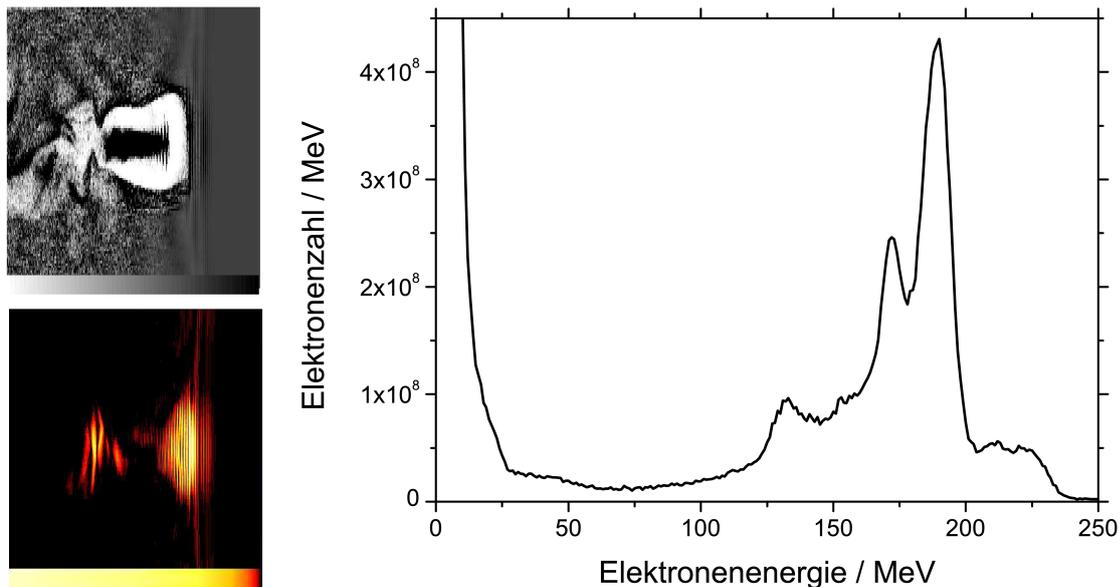


Abbildung 104: Erste Simulationsergebnisse mit dem VLPL-Code von A. Pukhov [261] für Bubble Acceleration mit dem neuen Düsseldorfer 100 TW-Lasersystem mit einer Pulsdauer von unter 25 fs. Links oben: Momentaufnahme einer ausgeprägten Bubble mit hoher Elektronendichte im Innern (in der Polarisationssebene). Links unten: Laserintensität in der Polarisationssebene zu derselben Zeit. Rechts: Entsprechendes Elektronenspektrum mit einem starken Peak bei etwa 200 MeV. Es sind alle Elektronen aus der Simulationsbox berücksichtigt worden.

Genau wie bei herkömmlichen Beschleunigern, bei denen der Energiegewinn etappenweise in vielen Kavitäten stattfindet, ist auch bei Laser-Plasma-Beschleunigung (zum Beispiel aufgrund von Dephasing) die Beschleunigung pro Laser-Plasma-Wechselwirkung begrenzt. Daher wird auch mehrstufige Elektronenbeschleunigung untersucht werden. Dies kann zum Beispiel möglicherweise in Form von zwei hintereinander gestaffelten Laser-Gas-Jet-Wechselwirkungen realisiert werden, aber vielleicht auch unter Zuhilfenahme von Festkörpertargets. Festkörperexperimente haben immer den entscheidenden und grundsätzlichen Nachteil, dass dabei – im Gegensatz zu Experimenten mit Gas-Jets – das Target im Bereich des Laserfokus unwiederbringlich zerstört wird. Daher ist die Pulswiederholrate mehr oder weniger stark begrenzt. Aufgrund der enormen Felder und der zeitlich ultrakurzen Struktur der in den PIC-Simulationen (und möglicherweise auch erstmals im Experiment) beobachteten TSPA-Elektronenpulse eignen sich diese aber möglicherweise für Experimente zu mehrstufiger Beschleunigung. Diese Pulse könnten in eine durch einen weiteren Laserpuls hervorgerufene Plasmawelle injiziert und dort dann weiterbeschleunigt werden.

Im Hinblick auf die am MPQ durchgeführten Kapillarexperimente könnte ein ähnlicher Effekt bereits eine Rolle spielen, denn auch hier trifft möglicherweise eine gewisse Laserintensität immer auch in streifendem Einfall auf die Innenwände der Kapillare auf. Sollten bei dieser Art von Wechselwirkung TSPA-ähnliche Elektronenpulse erzeugt werden, könnten diese die Anfangsphase der Elektronenbe-

schleunigung in Kapillaren mit prägen. PIC-Simulationen einer weiteren Gruppe unterstützen diese mögliche Deutung [267].

Auch die Self-Modulated Bubble Acceleration (SMBA) kann mit den neuen Lasersystemen durch Parametervariation in einem weiten Bereich untersucht werden. Aufgrund der hohen zur Verfügung stehenden Energie des Düsseldorfer 100 TW-Lasersystems kann hier vermutlich durch künstliches Verlängern der Pulsdauer (und falls nötig, Erhöhen der Dichte) der Übergang von direkter Bubble Acceleration zu selbstmodulierter Bubble-Beschleunigung erzwungen werden. Falls hierdurch zwei (oder sogar mehrere) Bubbles hintereinander getrieben werden können, stünde möglicherweise ein Mittel zur Verfügung, um Bunch-Driven Acceleration (siehe SLAC-Experimente) mit Laser-Plasma-generierten Elektronenbunches zu realisieren. Dabei könnte die ultrakurze Pulsdauer der SMBA-Bunches eine entscheidende Rolle spielen, denn die Amplitude des durch einen Elektronenbunch erzeugten Wakefields skaliert reziprok quadratisch mit der Bunch-Dauer, und das sogar auch jenseits des linearen Bereiches [297]. Die Erzeugung ultrakurzer Microbunches ist daher nach [297] ein Schlüssel zur Realisierung des Konzepts des so genannten Plasma Afterburners. Dadurch, dass bei der Self-Modulated Multi-Bubble Acceleration die quasi-monoenergetischen Elektronenbunches obendrein ultrakurze Abstände – je nach Plasmadichte – in der Größenordnung von wenigen 10 fs haben, ist mit solchen Doppelbunches vielleicht sogar ein Driver/witness-Szenario denkbar, bei dem der erste Bunch in einem weiteren Gas- oder Plasmareservoir eine Plasmawelle anregt, und der zweite Bunch von dieser Plasmawelle profitiert und substantiell Energie gewinnen kann. So könnte auf Laser-Plasma-Basis in Universitätslaboren ein entsprechendes Konzept für zukünftige Hochenergie-Beschleuniger ausgearbeitet werden.

Weltweit tritt die Beschleunigertechnologie momentan in eine Schlüsselzeit ein. Es wird sich zeigen, ob die jüngsten Erfolge der Laser-Plasma-Beschleunigung weiter ausgebaut und die Strahlparameter weiter verbessert werden können. Dann wären einerseits Anwendungen in der Medizin [298], Radiographie, Table-Top-XFELs und für andere Strahlungsquellen denkbar, und andererseits würde dann möglicherweise eines der nächsten Hochenergie-Beschleunigerprojekte mit Hilfe von Laser-Plasma-Beschleunigern arbeiten.

Literatur

- [1] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, Journal of the Optical Society of America B **3**, 125 (1986).
- [2] Donna Strickland and Gerard Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **56**, 219 (1985).
- [3] Georg Pretzler, private communication.
- [4] B. Hidding, K. U. Amthor, B. Liesfeld, H. Schwöerer, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. G. Gallacher, S. P. Jamison, D. Jaroszynski, G. Pretzler and R. Sauerbrey, *Generation of quasimonoeenergetic electron bunches with 80-fs laser pulses*, Physical Review Letters **96**, 105004 (2006).
- [5] H. A. H. Boot and R. B. R.S.-Harvie, *Charged Particles in a Non-uniform Radio-frequency Field*, Nature **180**, 1187 (1957).
- [6] G. Schmidt, *Physics of High Temperature Plasmas* (Academic Press, New York, 1979).
- [7] Francis F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Volume 1: Plasma Physics* (Plenum Press, New York, 1984).
- [8] Patrick Mora and Jr. Thomas M. Antonsen, *Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas*, Physics of Plasmas **4**, 217 (1997).
- [9] Brice Quesnel and Patrick Mora, *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum*, Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998).
- [10] D. Bauer, P. Mulser and W. H. Steeb, *Relativistic Ponderomotive Force, Uphill Acceleration, and Transition to Chaos*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4622 (1995).
- [11] P. M. Woodward, *A method of calculating the field over a plane*, J. Inst. Electr. Eng. **93**, 1554 (1947).
- [12] J D Lawson, *Lasers and Accelerators*, IEEE Transactions on Nuclear Science **NS-26**, 4217 (1979).
- [13] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward and G. Weinreich, *Optical Rectification*, Phys. Rev. Lett. **9**, 446 (1962).
- [14] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).
- [15] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics* (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1965).

- [16] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite and N. K. Rahman, *Free-Free Transitions Following Six-Photon Ionization of Xenon Atoms*, Phys. Rev. Lett. **42**, 1127 (1979).
- [17] V. Keldysh, *russ. Titel*, Sov. Phys. JETP **20**, (1965).
- [18] F. H. M. Faisal, *Multiple absorption of laser photons by atoms*, Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **6**, L89 .
- [19] Howard R. Reiss, *Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system*, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1980).
- [20] A. M. Perelomov, *russ. Titel*, Sov. Phys. JETP **23**, 924 (1966).
- [21] A. M. Perelomov, *russ. Titel*, Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986).
- [22] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin and J. H. Eberly, *Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2212 (1989).
- [23] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland and S. L. Chin, *Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression*, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 858 (1991).
- [24] W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, K. A. Marsh, A. Dyson and C. Joshi, *Plasma physics aspects of tunnel-ionized gases*, Phys. Rev. Lett. **68**, 321 (1992).
- [25] V. P. Krainov, *Ionization rates and energy and angular distributions at the barrier-suppression ionization of complex atoms and atomic ions*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 425 (1997).
- [26] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, *Artificial Production of Fast Protons*, Nature **129**, (1932).
- [27] E.O. Lawrence and M.S. Livingston, *Minutes of the Washington Meeting, April*, Physical Review (A) **37**, 1707 .
- [28] Ernest O. Lawrence and M. Stanley Livingston, *The Production of High Speed Protons Without the Use of High Voltages*, Phys. Rev. **38**, 834 (1931).
- [29] Russell H. Varian and Sigurd F. Varian, *A High Frequency Oscillator and Amplifier*, Journal of Applied Physics **10**, 321 (1939).
- [30] <http://www.cst.com/>.
- [31] F. Brandl, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, 2006.

- [32] F. Brandl, B. Hidding, J. Osterholz, D. Hemmers, A. Karmakar, A. Pukhov and G. Pretzler, *Directed Acceleration of Electrons from Solid Surface by sub-10-fs Laser Pulses*, submitted (2007).
- [33] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42 (1991).
- [34] T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley and F. Krausz, *Kerr lens mode locking*, Opt. Lett. **17**, 1292 (1992).
- [35] M. Nisoli, S. De Silvestri and O. Svelto, *Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique*, Applied Physics Letters **68**, 2793 (1996).
- [36] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania and F. Krausz, *Compression of high-energy laser pulses below 5 fs*, Opt. Lett. **22**, 522 (1997).
- [37] Richard G. Brewer, *Frequency Shifts in Self-Focused Light*, Phys. Rev. Lett. **19**, 8 (1967).
- [38] Fujio Shimizu, *Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1097 (1967).
- [39] D. Hemmers, private Communication.
- [40] D. Batani, *Atoms, solids and plasmas in super-intense laser fields* (Kluwer Academic/Plenum, New York, 2001).
- [41] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld and A. Michard, *Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1018 (1982).
- [42] T. W. Johnston and J. M. Dawson, *Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas*, Physics of Fluids B **16**, 722 (1973).
- [43] W. L. Kruer, *Intense laser plasma interactions: From Janus to Nova*, Physics of Fluids B **3**, 2356 (1991).
- [44] V. L. Ginzburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Gordon and Breach, New York, 1960).
- [45] G. J. Pert, *The Analytic Theory of Linear Resonant Absorption*, Plasma Physics **20**, 175 (1978).
- [46] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, 1988).

- [47] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas* (IOP Publishing Ltd., Bristol, 2002).
- [48] Th. Schlegel, S. Bastiani, L. Grémillet, J.-P. Geindre, P. Audebert, J.-C. Gauthier, E. Lefebvre, G. Bonnaud and J. Delettrez, *Comparison of measured and calculated x-ray and hot-electron production in short-pulse laser-solid interactions at moderate intensities*, Phys. Rev. E **60**, 2209 (1999).
- [49] Kent Estabrook and W. L. Kruer, *Properties of Resonantly Heated Electron Distributions*, Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1978).
- [50] K. G. Estabrook, E. J. Valeo and W. L. Kruer, *Two-dimensional relativistic simulations of resonance absorption*, Physics of Fluids **18**, 1151 (1975).
- [51] T.-Y. Brian Yang, William L. Kruer, A. Bruce Langdon and Tudor W. Johnston, *Mechanisms for collisionless absorption of light waves obliquely incident on overdense plasmas with steep density gradients*, Physics of Plasmas **3**, 2702 (1996).
- [52] F. Brunel, *Not-so-resonant, resonant absorption*, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
- [53] Paul Gibbon and A. R. Bell, *Collisionless absorption in sharp-edged plasmas*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1535 (1992).
- [54] J. Osterholz, F. Brandl, T. Fischer, D. Hemmers, M. Cerchez, G. Pretzler, O. Willi and S. J. Rose, *Production of Dense Plasmas with sub-10-fs Laser Pulses*, Physical Review Letters **96**, 085002 (2006).
- [55] K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn, T. Schlegel and S. Hüller, *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Phys. Rev. E **62**, 1202 (2000).
- [56] Schmalz R. Mayer-ter-Vehn J. Ramis, R., *MULTI — A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*, Computer Physics Communication **49**, 475 (1988).
- [57] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1980).
- [58] K. Eidmann, G. Pretzler, Th. Schlegel, T. Hüller, A. Tronnier, and R. Ramis, private communications.
- [59] S. Bastiani, A. Rouse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quoix, G. Hamoniaux, A. Antonetti and J. C. Gauthier, *Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths*, Phys. Rev. E **56**, 7179 (1997).

- [60] L. M. Chen, J. Zhang, Y. T. Li, H. Teng, T. J. Liang, Z. M. Sheng, Q. L. Dong, L. Z. Zhao, Z. Y. Wei and X. W. Tang, *Effects of Laser Polarization on Jet Emission of Fast Electrons in Femtosecond-Laser Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **87**, 225001 (2001).
- [61] Y. T. Li, X. H. Yuan, M. H. Xu, Z. Y. Zheng, Z. M. Sheng, M. Chen, Y. Y. Ma, W. X. Liang, Q. Z. Yu, Y. Zhang, F. Liu, Z. H. Wang, Z. Y. Wei, W. Zhao, Z. Jin and J. Zhang, *Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses*, Physical Review Letters **96**, 165003 (2006).
- [62] A. Pukhov, *Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)*, J. Plasma Phys. **61**, 425 (1999).
- [63] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon and R. A. Snavely, *Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions*, Physics of Plasmas **8**, 542 (2001).
- [64] F. Zamponi, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Institut für Optik und Quantenelektronik, 2007.
- [65] M. H. Key, *Status of and prospects for the fast ignition inertial fusion concept*, Physics of Plasmas **14**, 055502 (2007).
- [66] O. Biblarz G. P. Sutton, *Rocket propulsion Elements* (John Wiley & Sons, New York, 2001).
- [67] J. Meyer-ter Vehn, *On Energy Gain of Fusion-Targets - The Model of Kidder and Bodner Improved*, Nuclear Fusion **22**, 561 (1982).
- [68] N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov and L. P. Feoktistov, *ICF targets with direct heating of the ignitor*, Proceedings of the 21st Eur. Conf. on Laser Interaction with Matter, Warsaw, Poland 189 (1991).
- [69] N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov and L. P. Feoktistov, *ICF targets with direct heating of the ignitor*, Journal of Russian Laser Research 396 (1992).
- [70] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry and Rodney J. Mason, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Physics of Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [71] R. J. Mason, E. S. Dodd and B. J. Albright, *Hot-electron surface retention in intense short-pulse laser-matter interactions*, Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics) **72**, 015401 (2005).
- [72] J. Meyer-ter Vehn, *Fast ignition of ICF targets: an overview*, Plasma Physics and Controlled Fusion **43**, A113 (2001).

- [73] M. Tabak, E.M. Campbell, J.H. Hammer, W.L. Kruer, M.D. Perry, S.C. Wilks and J.G. Woodworth, Lawrence Livermore National Laboratory Patent Disclosure, IL-8826B, 1997, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.
- [74] P. A. Norreys, R. Allott, R. J. Clarke, J. Collier, D. Neely, S. J. Rose, M. Zepf, M. Santala, A. R. Bell, K. Krushelnick, A. E. Dangor, N. C. Woolsey, R. G. Evans, H. Habara, T. Norimatsu and R. Kodama, *Experimental studies of the advanced fast ignitor scheme*, Physics of Plasmas **7**, 3721 (2000).
- [75] Alexander Pukhov, *Strong field interaction of laser radiation*, Reports on Progress in Physics **66**, 47 (2003).
- [76] R. Kodama, P.A. Norreys, K. Mima, A.E. Dangor, R.G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S.J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K.A. Tanaka, Y. Toyama, Y. Yamanaka and M. Zepf, *Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition*, Nature **412**, 798 (2001).
- [77] M. H. Key, *Fast track to fusion energy*, Nature **412**, 775 (2001).
- [78] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf and T. Yamanaka, *Nuclear fusion: Fast heating scalable to laser fusion ignition*, Nature **418**, 933 (2002).
- [79] R. Kodama, K. A. Tanaka, S. Fujioka, H. Fujita, H. Habara, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, K. Mima, N. Miyanaga, K. Nagai, P. Norreys, T. Norimatsu, K. Shigemori, H. Shiraga, Y. Toyama, M. Zepf and T. Yamanaka, *Fast heating of super-solid density plasmas towards laser fusion ignition*, Plasma Physics and Controlled Fusion **44**, B109 (2002).
- [80] L. Veisz, W. Theobald, T. Feurer, H. Schwoerer, I. Uschmann, O. Renner and R. Sauerbrey, *Three-halves harmonic emission from femtosecond laser produced plasmas with steep density gradients*, Physics of Plasmas **11**, 3311 (2004).
- [81] Ch. Ziener, I. Uschmann, G. Stobrawa, Ch. Reich, P. Gibbon, T. Feurer, A. Morak, S. Düsterer, H. Schwoerer, E. Förster and R. Sauerbrey, *Optimization of $K\alpha$ bursts for photon energies between 1.7 and 7 keV produced by femtosecond-laser-produced plasmas of different scale length*, Phys. Rev. E **65**, 066411 (2002).
- [82] L. Veisz, W. Theobald, T. Feurer, H. Schillinger, P. Gibbon, R. Sauerbrey and M. S. Jovanović, *Three-halves harmonic emission from femtosecond laser produced plasmas*, Physics of Plasmas **9**, 3197 (2002).

- [83] K. Eidmann, *Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy density laser-produced plasmas*, Laser and Particle Beams **12**, 233 (1994).
- [84] A. J. Kemp, das Zustandsgleichungs-Modell QEOS für heiße, dichte Materie, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, MPQ229, 1998.
- [85] fuck, *fuck*, High Energy Density Physics 297 (2007).
- [86] F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, H. Schwoerer, R. Sauerbrey, E. Kroupp, E. Stambulchik, D. Fisher, Y. Maron, B. Hidding, M. Clever, G. Pretzler, R. Sharon and M. Deutsch, *Zeeman effect in the X-ray regime*, submitted to Physical Review Letters (2008).
- [87] M. Clever, Energietransfer von ultrakurzen Laserpulsen auf Materie, 2006.
- [88] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [89] K. A. Tanaka, T. Yabuuchi, T. Sato, R. Kodama, Y. Kitagawa, T. Takahashi, T. Ikeda, Y. Honda and S. Okuda, *Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **76**, 013507 (2005).
- [90] Y. Sentoku, K. Mima, H. Ruhl, Y. Toyama, R. Kodama and T. E. Cowan, *Laser light and hot electron micro focusing using a conical target*, Physics of Plasmas **11**, 3083 (2004).
- [91] R. Tommasini, E.E. Fill, R. Bruch and G. Pretzler, *Generation of monoenergetic ultrashort electron pulses from a fs laser plasma*, Applied Physics B: Lasers and Optics **79**, 923 (2004).
- [92] R. Kodama, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, Y. Izawa, T. Jitsuno, T. Jozaki, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Matsuoka, K. Mima, N. Miyanaga, K. Nagai, H. Nagatomo, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. Norreys, K. Shigemori, H. Shiraga, A. Sunahara, K. A. Tanaka, M. Tanpo, Y. Toyama, K. Tsubakimoto, T. Yamanaka and M. Zepf, *Fast plasma heating in a cone-attached geometry - towards fusion ignition*, Nuclear Fusion **44**, S276 (2004).
- [93] R. Kodama, Y. Sentoku, Z. L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T. E. Cowan, R. R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M. H. Key, Y. Kitagawa, K. Kondo, T. Matsuoka, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P. A. Norreys, T. Norimatsu, R. A. Snavely, R. B. Stephens, M. Tampo, K. A. Tanaka and T. Yabuuchi, *Plasma devices to guide and collimate a high density of MeV electrons*, Nature **432**, 1005 (2004).
- [94] Tatsufumi Nakamura, Susumu Kato, Hideo Nagatomo and Kunioki Mima, *Surface-Magnetic-Field and Fast-Electron Current-Layer Formation by Ultraintense Laser Irradiation*, Physical Review Letters **93**, 265002 (2004).

- [95] Z. L. Chen, R. Kodama, M. Nakatsutsumi, H. Nakamura, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Tsutsumi and T. Yabuuchi, *Enhancement of energetic electrons and protons by cone guiding of laser light*, Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics) **71**, 036403 (2005).
- [96] M. Tabak, D. S. Clark, S. P. Hatchett, M. H. Key, B. F. Lasinski, R. A. Snavely, S. C. Wilks, R. P. J. Town, R. Stephens, E. M. Campbell, R. Kodama, K. Mima, K. A. Tanaka, S. Atzeni and R. Freeman, *Review of progress in Fast Ignition*, Physics of Plasmas **12**, 057305 (2005).
- [97] R. J. Mason, *Heating Mechanisms in Short-Pulse Laser-Driven Cone Targets*, Physical Review Letters **96**, 035001 (2006).
- [98] Tatsufumi Nakamura, Hitoshi Sakagami, Tomoyuki Johzaki, Hideo Nagamoto and Kunioki Mima, *Generation and transport of fast electrons inside cone targets irradiated by intense laser pulses*, Laser and Particle Beams **24**, 5 (2006).
- [99] Min Chen, Zheng-Ming Sheng and Jie Zhang, *On the angular distribution of fast electrons generated in intense laser interaction with solid targets*, Physics of Plasmas **13**, 014504 (2006).
- [100] A. L. Lei, K. A. Tanaka, R. Kodama, G. R. Kumar, K. Nagai, T. Norimatsu, T. Yabuuchi and K. Mima, *Optimum Hot Electron Production with Low-Density Foams for Laser Fusion by Fast Ignition*, Physical Review Letters **96**, 255006 (2006).
- [101] H. Habara, K. Adumi, T. Yabuuchi, T. Nakamura, Z. L. Chen, M. Kashihara, R. Kodama, K. Kondo, G. R. Kumar, L. A. Lei, T. Matsuoka, K. Mima and K. A. Tanaka, *Surface Acceleration of Fast Electrons with Relativistic Self-Focusing in Preformed Plasma*, Physical Review Letters **97**, 095004 (2006).
- [102] Miaohua Xu, Yutong Li, Xiaohui Yuan, Zhiyuan Zheng, Wenxi Liang, Quanzhi Yu, Yi Zhang, Zhaohua Wang, Zhiyi Wei and Jie Zhang, *Generation of surface electrons in femtosecond laser-solid interactions*, Science in China Series G: Physics Mechanics and Astronomy **49**, 335 (2006).
- [103] K. Mima, K. A. Tanaka, R. Kodama, T. Johzaki, H. Nagatomo, H. Shiraga, N. Miyanaga, M. Murakami, H. Azechi, M. Nakai, T. Norimatsu, K. Nagai, T. Taguchi and H. Sakagami, *Recent results and future prospects of laser fusion research at ILE*, The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **44**, 259 (2007).
- [104] Min Chen, Zheng-Ming Sheng, Jun Zheng, Yan-Yun Ma, Muhammad Bari, Yu-Tong Li and Jie Zhang, *Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions*, Opt. Express **14**, 3093 (2006).

- [105] M. Nakatsutsumi, R. Kodama, P. A. Norreys, S. Awano, H. Nakamura, T. Norimatsu, A. Ooya, M. Tampo, K. A. Tanaka, T. Tanimoto, T. Tsutsumi and T. Yabuuchi, *Reentrant cone angle dependence of the energetic electron slope temperature in high-intensity laser-plasma interactions*, Physics of Plasmas **14**, 050701 (2007).
- [106] Tatsufumi Nakamura, Kunioki Mima, Hitoshi Sakagami and Tomoyuki Johzaki, *Electron surface acceleration on a solid capillary target inner wall irradiated with ultraintense laser pulses*, Physics of Plasmas **14**, 053112 (2007).
- [107] A. Pukhov, Z.-M. Sheng and J. Meyer ter Vehn, *Particle acceleration in relativistic laser channels*, Physics of Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [108] C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs and K. J. Witte, *Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
- [109] C. Gahn, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [110] David H. Whittum, *Electromagnetic instability of the ion-focused regime*, Physics of Fluids B: Plasma Physics **4**, 730 (1992).
- [111] H. Lee Buchanan, *Electron beam propagation in the ion-focused regime*, Physics of Fluids **30**, 221 (1987).
- [112] Plasma Simulation Code (PSC) von Hartmut Ruhl. Siehe H. Ruhl: Classical Particle Simulations with the PSC code, in: Introduction to Computational Methods in Many Particle Body Physics, edited by M. Bonitz and D. Semkat, Rinton Press, Paramus, New Jersey, 2006.
- [113] N. Naumova, I. Sokolov, J. Nees, A. Maksimchuk, V. Yanovsky and G. Mourou, *Attosecond Electron Bunches*, Phys. Rev. Lett. **93**, 195003 (2004).
- [114] Hannes Alfvén, *On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space*, Phys. Rev. **55**, 425 (1939).
- [115] J. R. Davies, *The Alfvén limit revisited and its relevance to laser-plasma interactions*, Laser and Particle Beams **24**, 299 (2006).
- [116] J D Lawson, *On the classification of electron streams*, Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research **1**, 31 (1959).
- [117] J. R. Davies, *Magnetic-field-limited currents*, Phys. Rev. E **68**, 037501 (2003).
- [118] J. R. Davies, *Alfvén limit in fast ignition*, Phys. Rev. E **69**, 065402 (2004).

- [119] I. Y. Dodin and N. J. Fisch, *Correction to the Alfvén-Lawson criterion for relativistic electron beams*, *Physics of Plasmas* **13**, 103104 (2006).
- [120] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton and S. C. Wilks, in *The 39th annual meeting of division of plasma physics of APS* (AIP, Pittsburgh, Pennsylvania (USA), 1998), No. 5, pp. 1966–1972.
- [121] S Guerin A R Bell, J R Davies and H Ruhl, *Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser - solid experiments*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **39**, 653 (1997).
- [122] Roger G Evans, *Modelling electron transport for fast ignition*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **49**, B87 (2007).
- [123] Y. Sentoku, K. Mima, Z. M. Sheng, P. Kaw, K. Nishihara and K. Nishikawa, *Three-dimensional particle-in-cell simulations of energetic electron generation and transport with relativistic laser pulses in overdense plasmas*, *Phys. Rev. E* **65**, 046408 (2002).
- [124] Y. Sentoku, K. Mima, P. Kaw and K. Nishikawa, *Anomalous Resistivity Resulting from MeV-Electron Transport in Overdense Plasma*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 155001 (2003).
- [125] J. R. Davies, *Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons*, *Phys. Rev. E* **68**, 056404 (2003).
- [126] D. J. Bond, J. D. Hares and J. D. Kilkenny, *Demonstration of Resistive Inhibition of Fast Electrons from Laser-Produced Plasmas in Low-Density Gold Targets*, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 252 (1980).
- [127] A. P. L. Robinson, A. R. Bell and R. J. Kingham, *Fast electron transport and ionization in a target irradiated by a high power laser*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **48**, 1063 (2006).
- [128] Erich S. Weibel, *Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution*, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 83 (1959).
- [129] Roswell Lee and Martin Lampe, *Electromagnetic Instabilities, Filamentation, and Focusing of Relativistic Electron Beams*, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1390 (1973).
- [130] M. Honda, J. Meyer ter Vehn and A. Pukhov, *Two-dimensional particle-in-cell simulation for magnetized transport of ultra-high relativistic currents in plasma*, *Physics of Plasmas* **7**, 1302 (2000).

- [131] M. Honda, J. Meyer-ter Vehn and A. Pukhov, *Collective Stopping and Ion Heating in Relativistic-Electron-Beam Transport for Fast Ignition*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2128 (2000).
- [132] R. Jung, J. Osterholz, K. Löwenbrück, S. Kiselev, G. Pretzler, A. Pukhov, O. Willi, S. Kar, M. Borghesi, W. Nazarov, S. Karsch, R. Clarke and D. Neely, *Study of Electron-Beam Propagation through Preionized Dense Foam Plasmas*, Physical Review Letters **94**, 195001 (2005).
- [133] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard, O. Willi, A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Large Quasistatic Magnetic Fields Generated by a Relativistically Intense Laser Pulse Propagating in a Preionized Plasma*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5137 (1998).
- [134] M. Borghesi, A. J. MacKinnon, A. R. Bell, R. Gaillard and O. Willi, *Megagauss Magnetic Field Generation and Plasma Jet Formation on Solid Targets Irradiated by an Ultraintense Picosecond Laser Pulse*, Phys. Rev. Lett. **81**, 112 (1998).
- [135] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, A. R. Bell, G. Malka, C. Vickers, O. Willi, J. R. Davies, A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Observations of Collimated Ionization Channels in Aluminum-Coated Glass Targets Irradiated by Ultraintense Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4309 (1999).
- [136] M. Tatarakis, I. Watts, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, A. Gopal, M. G. Haines, P. A. Norreys, U. Wagner, M.-S. Wei, M. Zepf and K. Krushelnick, *Laser technology: Measuring huge magnetic fields*, Nature **415**, 280 (2002).
- [137] A. S. Sandhu, A. K. Dharmadhikari, P. P. Rajeev, G. R. Kumar, S. Sengupta, A. Das and P. K. Kaw, *Laser-Generated Ultrashort Multimegagauss Magnetic Pulses in Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **89**, 225002 (2002).
- [138] A. S. Sandhu, G. Ravindra Kumar, S. Sengupta, A. Das and P. K. Kaw, *Real-time study of fast-electron transport inside dense hot plasmas*, Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics) **73**, 036409 (2006).
- [139] Y. Maron, E. Sarid, E. Nahshoni and O. Zahavi, *Time-dependent spectroscopic observation of the magnetic field in a high-power-diode plasma*, Phys. Rev. A **39**, 5856 (1989).
- [140] M. Sarfaty, R. Shpitalnik, R. Arad, A. Weingarten, Ya. E. Krasik, A. Fruchtman and Y. Maron, *Spectroscopic investigation of fast (ns) magnetic field penetration in a plasma*, Physics of Plasmas **2**, 2583 (1995).
- [141] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry and H. Powell,

- Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams*, Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001).
- [142] <http://www.ibsmagnet.de/>.
- [143] www.projekt-elektronik.com/.
- [144] D. W. Forslund, J. M. Kindel and K. Lee, *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity*, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977).
- [145] Robert J. Harrach and Ray E. Kidder, *Simple model of energy deposition by suprathermal electrons in laser-irradiated targets*, Phys. Rev. A **23**, 887 (1981).
- [146] P. Gibbon and E. Förster, *Short-pulse laser - plasma interactions*, Plasma Physics and Controlled Fusion **38**, 769 (1996).
- [147] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon, *Absorption of ultra-intense laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
- [148] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys and M. Tatarakis, *A study of picosecond laser-solid interactions up to 10¹⁹ W cm⁻²*, Physics of Plasmas **4**, 447 (1997).
- [149] B. Hidding, G. Pretzler, M. Clever, F. Brandl, F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, U. Schramm, R. Sauerbrey, E. Kroupp, L. Veisz, K. Schmid, S. Benavides and S. Karsch, *Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment*, Review of Scientific Instruments **78**, 083301 (2007).
- [150] N. Jora, Fujifilm Corp. Japan., Private Communication.
- [151] A. Taniyama, D. Shindo and T. Oikawa, *Sensitivity and fading characteristics of the 25 μ m pixel size imaging plate for transmission electron microscopes*, Journal of Electron Microscopy **45**, 232 (1996).
- [152] Stefan Butterwegge, <http://www.raytest.com>, private communication.
- [153] Akira Taniyama, Daisuke Shindo and Tetsuo Oikawa, *Detective quantum efficiency of the 25 microm pixel size Imaging Plate for transmission electron microscopes*, J. Electron Microsc. (Tokyo) **46**, 303 (1997).
- [154] F. Lei, R.R. Truscott, C.S. Dyer, B. Quaghebeur, D. Henderickx, R. Nieminen, H. Evans and E. Daly, *MULASSIS: a Geant4-based multilayered shielding simulation tool*, IEEE Transactions on Nuclear Science **49**, 2788 (2002).
- [155] <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/>.

- [156] N. Izumi, R. Snavely, G. Gregori, J. A. Koch, H.-S. Park and B. A. Remington, *Application of imaging plates to x-ray imaging and spectroscopy in laser plasma experiments (invited)* (AIP, Maryland, 2006), No. 10, S. 10E325.
- [157] M. Mori, M. Kando, I. Daito, H. Kotaki, Y. Hayashi, A. Yamazaki, K. Ogura, A. Sagisaka, J. Koga, K. Nakajima, H. Daido, S.V. Bulanov and T. Kimuraa, *Transverse dynamics and energy tuning of fast electrons generated in sub-relativistic intensity laser pulse interaction with plasmas*, Physics Letters A **356**, 146 (2006).
- [158] D. A. Hammer and N. Rostoker, *Propagation of High Current Relativistic Electron Beams*, Physics of Fluids **13**, 1831 (1970).
- [159] J. S. Green, V. M. Ovchinnikov, R. G. Evans, K. U. Akli, H. Azechi, F. N. Beg, C. Bellei, R. R. Freeman, H. Habara, R. Heathcote, M. H. Key, J. A. King, K. L. Lancaster, N. C. Lopes, T. Ma, A. J. MacKinnon, K. Markey, A. McPhee, Z. Najmudin, P. Nilson, R. Onofrei, R. Stephens, K. Takeda, K. A. Tanaka, W. Theobald, T. Tanimoto, J. Waugh, L. Van Woerkom, N. C. Woolsey, M. Zepf, J. R. Davies and P. A. Norreys, *Effect of Laser Intensity on Fast-Electron-Beam Divergence in Solid-Density Plasmas*, Physical Review Letters **100**, 015003 (2008).
- [160] R. B. Stephens, R. A. Snavely, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S. D. Baton, T. Cowan, R. R. Freeman, T. Hall, S. P. Hatchett, J. M. Hill, M. H. Key, J. A. King, J. A. Koch, M. Koenig, A. J. MacKinnon, K. L. Lancaster, E. Martinolli, P. Norreys, E. Perelli-Cippo, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, J. J. Santos and F. Scianitti, *K_α fluorescence measurement of relativistic electron transport in the context of fast ignition*, Phys. Rev. E **69**, 066414 (2004).
- [161] J. J. Santos, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, D. Batani, A. Bernardinello, G. Greison and T. Hall, *Fast Electron Transport in Ultraintense Laser Pulse Interaction with Solid Targets by Rear-Side Self-Radiation Diagnostics*, Phys. Rev. Lett. **89**, 025001 (2002).
- [162] K. L. Lancaster, J. S. Green, D. S. Hey, K. U. Akli, J. R. Davies, R. J. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, M. H. Key, R. Kodama, K. Krushelnick, C. D. Murphy, M. Nakatsutsumi, P. Simpson, R. Stephens, C. Stoeckl, T. Yabuuchi, M. Zepf and P. A. Norreys, *Measurements of Energy Transport Patterns in Solid Density Laser Plasma Interactions at Intensities of $5 \times 10^{20} \text{ W cm}^{-2}$* , Physical Review Letters **98**, 125002 (2007).
- [163] V.I. Veksler, in *Proceedings of CERN Symposium on High-Energy Physics* (AIP, Geneva, 1956), Vol. 1, S. 80.
- [164] G.I. Budker, in *Proceedings of CERN Symposium on High-Energy Physics* (AIP, Geneva, 1956), Vol. 1, S. 68.

- [165] Ya. B. Fainberg, in *Proceedings of CERN Symposium on High-Energy Physics* (AIP, Geneva, 1956), Vol. 1, S. 84.
- [166] Ya. B. Fainberg, *Acceleration of Charged Particles in Plasma*, Plasma Physics Reports **23**, 275 (1997).
- [167] J. M. Dawson, in *CP569, Proceedings of the Advanced Accelerator Concepts: Ninth Workshop*, edited by P. L. Colestock and S. Kelley (AIP, Maryland, 2001).
- [168] John M. Dawson, *Nonlinear Electron Oscillations in a Cold Plasma*, Phys. Rev. **113**, 383 (1959).
- [169] John Dawson, *One-Dimensional Plasma Model*, Physics of Fluids **5**, 445 (1962).
- [170] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, *Theory of wave motion of an electron plasma*, JETP **3**, 696 (1956).
- [171] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall and A. Ting, *Overview of plasma-based accelerator concepts*, IEEE Transactions on Plasma Science **24**, 252 (1996).
- [172] R. Bingham, *Basic Concepts in Plasma Accelerators*, Philosophical Transactions of the Royal Society A **364**, 559 (2006).
- [173] R. M. G. M. Trines and P. A. Norreys, *Wave-breaking limits for relativistic electrostatic waves in a one-dimensional warm plasma*, Physics of Plasmas **13**, 123102 (2006).
- [174] Yau Wa Chan, *Ultra-intense laser radiation as a possible energy booster for relativistic charged particle*, Physics Letters A **35**, 305 (1971).
- [175] Robert B. Palmer, *Interaction of Relativistic Particles and Free Electromagnetic Waves in the Presence of a Static Helical Magnet*, Journal of Applied Physics **43**, 3014 (1972).
- [176] Eric Esarey, Phillip Sprangle and Jonathan Krall, *Laser acceleration of electrons in vacuum*, Phys. Rev. E **52**, 5443 (1995).
- [177] W. D. Kimura, G. H. Kim, R. D. Romea, L. C. Steinhauer, I. V. Pogorelsky, K. P. Kusche, R. C. Fernow, X. Wang and Y. Liu, *Laser Acceleration of Relativistic Electrons Using the Inverse Cherenkov Effect*, Phys. Rev. Lett. **74**, 546 (1995).
- [178] L. J. Zhu, Y. K. Ho, J. X. Wang and Q. Kong, *Violent acceleration of electrons by an ultra-intense pulsed laser beam*, Physics Letters A **248**, 319 (1998).

- [179] P. X. Wang, Y. K. Ho, X. Q. Yuan, Q. Kong, N. Cao, A. M. Sessler, E. Esarey and Y. Nishida, *Vacuum electron acceleration by an intense laser*, Applied Physics Letters **78**, 2253 (2001).
- [180] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser Electron-Accelerator*, Physical Review Letters **43**, 267 (1979).
- [181] R. D. Ruth, A. Chao, P. L. Morton and P. B. Wilson, , Particle Accelerators **117**, (1985).
- [182] Pisin Chen, J. M. Dawson, Robert W. Huff and T. Katsouleas, *Acceleration of Electrons by the Interaction of a Bunched Electron Beam with a Plasma*, Phys. Rev. Lett. **54**, 693 (1985).
- [183] Eric Esarey, A. Ting, Phillip Sprangle and G. Joyce, *The Laser Wakefield Accelerator*, Comments Plasma Physics Controlled Fusion **12**, 191 (1988).
- [184] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, *Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet*, Soviet Physics - JETP **66**, 290 (1987).
- [185] E. Esarey and C. B. Schroeder, *Physics of Laser-Driven Plasma-Based Accelerators*, LBNL Report, LBNL-53510 (2003).
- [186] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, *Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas*, Phys. Rev. A **41**, 4463 (1990).
- [187] W. K. H. Panofsky and W. A. Wenzel, *Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-Frequency Fields*, Review of Scientific Instruments **27**, 967 (1956).
- [188] Rhon Keinigs and Michael E. Jones, *Two-dimensional dynamics of the plasma wakefield accelerator*, Physics of Fluids **30**, 252 (1987).
- [189] T. Katsouleas and J. M. Dawson, *Unlimited Electron Acceleration in Laser-Driven Plasma Waves*, Phys. Rev. Lett. **51**, 392 (1983).
- [190] T. Katsouleas and J. M. Dawson, *A Plasma-Wave Accelerator - Surfatron I*, IEEE Transactions On Nuclear Science **30**, 3241 (1983).
- [191] W. Mori, C. Joshi and J. M. Dawson, *A Plasma-Wave Accelerator - Surfatron II*, IEEE Transactions On Nuclear Science **30**, 3244 (1983).
- [192] K. G. McClements, M. E. Dieckmann, A. Ynnerman, S. C. Chapman and R. O. Dendy, *Surfatron and Stochastic Acceleration of Electrons at Supernova Remnant Shocks*, Phys. Rev. Lett. **87**, 255002 (2001).
- [193] J T Mendonça R Bingham and P K Shukla, *Plasma based charged-particle accelerators*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46**, R1 (2004).

- [194] W. B. Mori, C. Joshi, J. M. Dawson, D. W. Forslund and J. M. Kindel, *Evolution of self-focusing of intense electromagnetic waves in plasma*, Phys. Rev. Lett. **60**, 1298 (1988).
- [195] C Joshi, *The nonlinear optics of plasmas*, Physica Scripta **T30**, 90 (1990).
- [196] F. W. Perkins and E. J. Valeo, *Thermal Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **32**, 1234 (1974).
- [197] O. Willi and P. H. Y. Lee, *Filamentation of an annular laser beam in a short wavelength laser produced plasma*, Optics Communications **55**, 120 (1985).
- [198] Claire Ellen Max, Jonathan Arons and A. Bruce Langdon, *Self-Modulation and Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **33**, 209 (1974).
- [199] P. Sprangle, C. M. Tang and E. Esarey, *Relativistic Self-Focusing Of Short-Pulse Radiation Beams In Plasmas*, IEEE Transactions On Plasma Science **15**, 145 (1987).
- [200] Guo-Zheng Sun, Edward Ott, Y. C. Lee and Parvez Guzdar, *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Physics of Fluids **30**, 526 (1987).
- [201] W. B. Mori, *The physics of the nonlinear optics of plasmas at relativistic intensities for short-pulse lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **33**, 1942 (1997).
- [202] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (Imperial College Press, London, 2005).
- [203] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall and A. Ting, *Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas*, IEEE Journal of Quantum Electronics **33**, 1879 (1997).
- [204] C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow and D. Umstadter, *Relativistic Plasma-Wave Excitation by Collinear Optical Mixing*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2343 (1985).
- [205] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams and C. Joshi, *Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves*, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- [206] C. Joshi, *The development of laser- and beam-driven plasma accelerators as an experimental field*, Physics of Plasmas **14**, 055501 (2007).
- [207] T. Tajima, in *CP569, Proceedings of the Advanced Accelerator Concepts: Ninth Workshop*, edited by P. L. Colestock and S. Kelley (AIP, Maryland, 2001).

- [208] C. Joshi, in *CP569, Proceedings of the Advanced Accelerator Concepts: Ninth Workshop*, edited by P. L. Colestock and S. Kelley (AIP, Maryland, 2001).
- [209] D. Umstadter, *Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers*, *Physics of Plasmas* **8**, 1774 (2001).
- [210] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M. M. Aleonard, F. Burgy, J. P. Chambaret, J. F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J. P. Rousseau, J. N. Scheurer, B. Walton and A. E. Dangor, *Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse*, *Science* **298**, 1596 (2002).
- [211] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*, *Applied Physics B-Lasers and Optics* **74**, 355 (2002).
- [212] M. Geissler, Dissertation, TU Wien, 2000.
- [213] Simulationen durchgeführt von Michael Geissler mit dem 3D-PIC-Code ILLUMINATION.
- [214] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwilder, C. Nieter, J. Cary and W. P. Leemans, *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, *Nature* **431**, 538 (2004).
- [215] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J. P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka, *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, *Nature* **431**, 541 (2004).
- [216] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton and K. Krushelnick, *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, *Nature* **431**, 535 (2004).
- [217] S. P. D. Mangles, Dissertation, Plasma Physics Group, Imperial College London, 2005.
- [218] <http://www.parker.com/>.
- [219] D. Umstadter, S. Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou and R. Wagner, *Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons*, *Science* **273**, 472 (1996).
- [220] K.-U. Amthor, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Institut für Optik und Quantenelektronik, 2006.

- [221] R. Jung, Wechselwirkung ultrakurzer, superintensiver Laserstrahlung mit Materie, 2003.
- [222] R. Jung, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, 2007.
- [223] Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter and R. Kowalczyk, *Nonlinear Thomson scattering: A tutorial*, Physics of Plasmas **10**, 2155 (2003).
- [224] T. Auguste, P. Monot, G. Mainfray, C. Manus, S. Gary and M. Louis-Jacquet, *Focusing behavior of multiterawatt laser pulse in a H₂ gas jet*, Optics Communications **105**, 292 (1994).
- [225] <http://www.kodak.com/>.
- [226] G. Pretzler, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001.
- [227] <http://www.evertz-solingen.de/>.
- [228] Düse angefertigt von Stefan Karsch.
- [229] A. Pukhov, S. Gordienko, S. Kiselev and I. Kostyukov, *The bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46**, B179 (2004).
- [230] S. Gordienko and A. Pukhov, *Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons*, Physics of Plasmas **12**, 043109 (2005).
- [231] A. Pukhov and S. Gordienko, *Bubble regime of wake field acceleration: similarity theory and optimal scalings*, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences **364**, 623 (2006).
- [232] Z. Najmudin, K. Krushelnick, M. Tatarakis, E. L. Clark, C. N. Danson, V. Malka, D. Neely, M. I. K. Santala and A. E. Dangor, *The effect of high intensity laser propagation instabilities on channel formation in underdense plasmas*, Physics of Plasmas **10**, 438 (2003).
- [233] D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. L. Lindman, *Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas*, Physics of Fluids **18**, 1002 (1975).
- [234] C. Joshi, T. Tajima, J. M. Dawson, H. A. Baldis and N. A. Ebrahim, *Forward Raman Instability and Electron Acceleration*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1285 (1981).
- [235] Kent Estabrook and W. L. Kruer, *Theory and simulation of one-dimensional Raman backward and forward scattering*, Physics of Fluids **26**, 1892 (1983).
- [236] D. W. Forslund, J. M. Kindel, W. B. Mori, C. Joshi and J. M. Dawson, *Two-Dimensional Simulations of Single-Frequency and Beat-Wave Laser-Plasma Heating*, Phys. Rev. Lett. **54**, 558 (1985).

- [237] T. M. Antonsen and P. Mora, *Self-focusing and Raman-Scattering of laser-pulses in tenuous plasmas*, Physical Review Letters **69**, 2204 (1992).
- [238] Jr. T. M. Antonsen and P. Mora, *Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas*, Physics of Fluids B: Plasma Physics **5**, 1440 (1993).
- [239] C. D. Decker, W. B. Mori and T. Katsouleas, *Particle-in-cell simulations of Raman forward scattering from short-pulse high-intensity lasers*, Physical Review E **50**, R3338 (1994).
- [240] W. B. Mori, C. D. Decker, D. E. Hinkel and T. Katsouleas, *Raman forward scattering of short-pulse high-intensity lasers*, Physical Review Letters **72**, 1482 (1994).
- [241] C. D. Decker, W. B. Mori, T. Katsouleas and D. E. Hinkel, *Spatial temporal theory of Raman forward scattering*, Physics of Plasmas **3**, 1360 (1996).
- [242] C. D. Decker, W. B. Mori, K.-C. Tzeng and T. Katsouleas, *The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas*, Physics of Plasmas **3**, 2047 (1996).
- [243] D. F. Gordon, B. Hafizi, P. Sprangle, R. F. Hubbard, J. R. Penano and W. B. Mori, *Seeding of the forward Raman instability by ionization fronts and Raman backscatter*, Physical Review E **6404**, 046404 (2001).
- [244] C. D. Decker, W. B. Mori, K. C. Tzeng and T. C. Katsouleas, *Modeling single-frequency laser-plasma acceleration using particle-in-cell simulations: The physics of beam breakup*, IEEE Transactions on Plasma Science **24**, 379 (1996).
- [245] C. J. McKinstrie and R. Bingham, *Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma*, Physics of Fluids B: Plasma Physics **4**, 2626 (1992).
- [246] C. B. Schroeder, E. Esarey, B. A. Shadwick and W. P. Leemans, *Raman forward scattering of chirped laser pulses*, Physics of Plasmas **10**, 285 (2003).
- [247] T. M. Antonsen and P. Mora, *Self-focusing and Raman-Scattering of laser-pulses in tenuous plasmas*, Physical Review Letters **69**, 2204 (1992).
- [248] J. Krall, A. Ting, E. Esarey and P. Sprangle, *Enhanced acceleration in a self-modulated-laser wake-field accelerator*, Phys. Rev. E **48**, 2157 (1993).
- [249] C. D. Decker, W. B. Mori and T. Katsouleas, *Particle-in-cell simulations of Raman forward scattering from short-pulse high-intensity lasers*, Physical Review E **50**, R3338 (1994).

- [250] W. B. Mori, C. D. Decker, D. E. Hinkel and T. Katsouleas, *Raman forward scattering of short-pulse high-intensity lasers*, Physical Review Letters **72**, 1482 (1994).
- [251] V I Kirsanov A A Pogosova N E Andreev, L M Gorbunov and R R Ramazashvili, *The theory of laser self-resonant wake field excitation*, Physica Scripta **49**, 101 (1994).
- [252] C. A. Coverdale, C. B. Darrow, C. D. Decker, W. B. Mori, K-C. Tzeng, K. A. Marsh, C. E. Clayton and C. Joshi, *Propagation of Intense Subpicosecond Laser Pulses through Underdense Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4659 (1995).
- [253] K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Mima, H. Shiraga, K. Suzuki, K. Yamakawa, T. Zhang, Y. Sakawa, T. Shoji, Y. Nishida, N. Yugami, M. Downer and T. Tajima, *Observation of Ultrahigh Gradient Electron Acceleration by a Self-Modulated Intense Short Laser Pulse*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4428 (1995).
- [254] A. Modena, Z. Najmudin, A. Dangor, C. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. Darrow, C. Danson, D. Neely and F. Walsh, *Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves*, Nature **377**, 606 (1995).
- [255] S. P. Le Blanc, M. C. Downer, R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou and D. Umstadter, *Temporal Characterization of a Self-Modulated Laser Wakefield*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5381 (1996).
- [256] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson and C. Joshi, *Observation of Electron Energies Beyond the Linear Dephasing Limit from a Laser-Excited Relativistic Plasma Wave*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998).
- [257] Phillip Sprangle, Jonathan Krall and Eric Esarey, *Hose-Modulation Instability of Laser Pulses in Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3544 (1994).
- [258] G. Shvets and J. S. Wurtele, *Instabilities of Short-Pulse Laser Propagation through Plasma Channels*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3540 (1994).
- [259] C. Ren and W. B. Mori, *Physical picture for the laser hosing instability in a plasma*, Physics of Plasmas **8**, 3118 (2001).
- [260] I. Kostyukov, A. Pukhov and S. Kiselev, *Phenomenological theory of laser-plasma interaction in "bubble" regime*, Physics of Plasmas **11**, 5256 (2004).
- [261] Alexander Pukhov, private communication.
- [262] B. Hidding, K. U. Amthor, B. Liesfeld, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. G. Gallacher, S. P. Jamison, D. Jaroszynski, G. Pretzler and R. Sauerbrey, *Quasi-Monoenergetic Electron Acceleration: The Self-Modulated*

- Multi-Bubble Regime*, 33rd EPS Conference on Plasma Physics **ECA Vol. 30I**, D (2006).
- [263] Y. Glinec, J. Faure, A. Norlin, A. Pukhov and V. Malka, *Observation of Fine Structures in Laser-Driven Electron Beams Using Coherent Transition Radiation*, Physical Review Letters **98**, 194801 (2007).
- [264] Yannick Glinec, private communication.
- [265] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, M. C. Kaluza, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, F. S. Tsung, Z. Najmudin, W. B. Mori, C.-G. Wahlström and K. Krushelnick, *Laser-Wakefield Acceleration of Monoenergetic Electron Beams in the First Plasma-Wave Period*, Physical Review Letters **96**, 215001 (2006).
- [266] Károly Németh, Baifei Shen, Yuelin Li, Hairong Shang, Robert Crowell, Katherine C. Harkay and John R. Cary, *Laser-Driven Coherent Betatron Oscillation in a Laser-Wakefield Cavity*, Physical Review Letters **100**, 095002 (2008).
- [267] K. Nakamura, B. Nagler, Cs. Tóth, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, E. Esarey, W. P. Leemans, A. J. Gonsalves and S. M. Hooker, *GeV electron beams from a centimeter-scale channel guided laser wakefield accelerator*, Physics of Plasmas **14**, 056708 (2007).
- [268] W. P. Leemans *et al.*, *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, Nature Physics **2**, 696 (2006).
- [269] S. Karsch, J. Osterhoff, A. Popp, T. P. Rowlands-Rees, Z. Major, M. Fuchs, B. Marx, R. Horlein, K. Schmid, L. Veisz, S. Becker, U. Schramm, B. Hidding, G. Pretzler, D. Habs, F. Gruner, F. Krausz and S. M. Hooker, *GeV-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide*, New Journal Of Physics **9**, 415 (2007).
- [270] J. Osterhoff, A. Popp, Zs. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, L. Veisz, B. Hidding, E. A. Peralta, G. Pretzler, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker and S. Karsch, *Laser Acceleration of Stable, Low-Divergence Electron Beams in a Steady-State-Flow Gas Cell*, submitted to Physical Review Letters (2008).
- [271] J. Osterhoff, Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, to be completed.
- [272] A. Popp, Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, to be completed.
- [273] Ulrich Schramm, private communication.

- [274] F. Grüner, S. Becker, U. Schramm, T. Eichner, M. Fuchs, R. Weingartner, D. Habs, J. Meyer-ter Vehn, M. Geissler, M. Ferrario, L. Serafini, B. van der Geer, H. Backe, W. Lauth and S. Reiche, *Design considerations for table-top, laser-based VUV and X-ray free electron lasers*, Applied Physics B: Lasers and Optics **86**, 431 (2007).
- [275] R. Ischebeck, M. Berry, I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, R. Iverson, C. Joshi, T. Katsouleas, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, E. Oz, R. H. Siemann, D. Walz and M. Zhou, in *Advanced Accelerator Concepts: 12th Advanced Accelerator Concepts Workshop*, Vol. 877 of *American Institute of Physics Conference Series*, edited by M. Conde and C. Eyberger (American Institute of Physics, Maryland, 2006), pp. 3–7.
- [276] Rasmus Ischebeck, private communication.
- [277] <http://www.mbmicrotec.com/>.
- [278] L. Veisz, K. Schmid, S. Benavides, F. Tavella, R. Tautz, D. Herrmann, A. Marcinkevicius, M. Geissler, U. Schramm, B. Hidding, J. Meyer-ter Vehn, D. Habs and F. Krausz, *Monoenergetic Electron Acceleration Driven by a sub-10-fs OPCPA System*, to be submitted to Nature Photonics (2008).
- [279] K. Schmid, Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 2008.
- [280] A. Pistelok, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [281] F. Tavella, Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 2008.
- [282] J. Faure, Y. Glinec, J. J. Santos, F. Ewald, J.-P. Rousseau, S. Kiselev, A. Pukhov, T. Hosokai and V. Malka, *Observation of Laser-Pulse Shortening in Nonlinear Plasma Waves*, Physical Review Letters **95**, 205003 (2005).
- [283] U. Schramm, S. Becker, M. Geissler, F. Grüner, D. Habs, S. Karsch, F. Krausz, J. Meyer-ter Vehn, K. Schmid, J. Schreiber, G. Tsakiris, L. Veisz and K. Witte, *Acceleration of charged particles by high intensity few cycle laser pulses*, PAC2005 Proceedings (JACoW) TPAE056 (2005).
- [284] S. Benavides, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 2007.
- [285] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, H. Monard, J. P. Larbre, V. De Waele, J. L. Marignier and M. Mostafavi, *Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **77**, 103301 (2006).
- [286] <http://www.bergoz.com/>.
- [287] <http://www.fzd.de>.
- [288] <http://tesla-new.desy.de/>.

- [289] Ulf Lehnert, private communication.
- [290] <http://www.amplitude-technologies.com/>.
- [291] S. Karsch, Zs. Major, R. Hörlein, L. Veisz, K. Schmid, J. Schreiber, K. Witte, S. Jamison, J. Gallacher, DA. Jaroszynski, CD Murphy, MC Kaluza, A. Debus, H. Schwoerer, R. Sauerbrey, U. Schramm, B. Hidding, S. Kiselev, R. Heathcote, PS Foster, D. Neely, EJ Divall, CJ. Hooker, JM Smith, KG Ertel, AJ. Langley and JL. Collier, *Time-resolved THz emission from laser-accelerated electron bunches*, RAL Technical Report RAL (2006).
- [292] N. M. Naumova, J. A. Nees, I. V. Sokolov, B. Hou and G. A. Mourou, *Relativistic Generation of Isolated Attosecond Pulses in a λ^3 Focal Volume*, Phys. Rev. Lett. **92**, 063902 (2004).
- [293] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec and V. Malka, *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*, Nature **444**, 737 (2006).
- [294] Ian Blumenfeld, Christopher E. Clayton, Franz-Josef Decker, Mark J. Hogan, Chengkun Huang, Rasmus Ischebeck, Richard Iverson, Chandrashekhhar Joshi, Thomas Katsouleas, Neil Kirby, Wei Lu, Kenneth A. Marsh, Warren B. Mori, Patric Muggli, Erdem Oz, Robert H. Siemann, Dieter Walz and Miaomiao Zhou, *Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator*, Nature **445**, 741 (2007).
- [295] <http://clic-study.web.cern.ch/clic>
- [296] P. vom Stein, Dissertation, Forschungszentrum Rossendorf, 1998.
- [297] S. Lee, T. Katsouleas, P. Muggli, W. B. Mori, C. Joshi, R. Hemker, E. S. Dodd, C. E. Clayton, K. A. Marsh, B. Blue, S. Wang, R. Assmann, F. J. Decker, M. Hogan, R. Iverson and D. Walz, *Energy doubler for a linear collider*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 011001 (2002).
- [298] Y. Glinec, J. Faure, V. Malka, T. Fuchs, H. Szymanowski and U. Oelfke, *Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoeenergetic electron beam*, Medical Physics **33**, 155 (2006).

List of Publications

Published (peer-reviewed) Papers

- B. Hidding, K. U. Amthor, B. Liesfeld, H. Schworer, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. G. Gallacher, S. P. Jamison, D. Jaroszynski, G. Pretzler and R. Sauerbrey, *Generation of quasimonoenergetic electron bunches with 80-fs laser pulses*, Physical Review Letters **96**, 105004 (2006). Also selected for and published in Virtual Journal of Ultrafast Science, Volume 5, Issue 4, (2006).
- B. Hidding, G. Pretzler, M. Clever, F. Brandl, F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, U. Schramm, R. Sauerbrey, E. Kroupp, L. Veisz, K. Schmid, S. Benavides and S. Karsch, *Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment*, Review of Scientific Instruments **78**, 083301 (2007). Also selected for and published in Virtual Journal of Ultrafast Science, Volume 6, Issue 9 (2007)
- F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, R. Sauerbrey, B. Hidding, M. Clever, G. Pretzler, E. Kroupp, E. Stambulchik, D. Fisher, Y. Maron, R. Sharon and M. Deutsch, *X-ray polarization-dependent measurements of solid-density plasmas generated by fs laser pulses*, High Energy Density Physics **3**, 297 (2007).
- S. Karsch, J. Osterhoff, A. Popp, T. P. Rowlands-Rees, Z. Major, M. Fuchs, B. Marx, R. Hörlein, K. Schmid, L. Veisz, S. Becker, U. Schramm, B. Hidding, G. Pretzler, D. Habs, F. Grüner, F. Krausz and S. M. Hooker, *GeV-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide*, New Journal Of Physics **9**, 415 (2007).
- B. Hidding and M. Pfitzner, *Rocket Propellant Characteristics of Silanes/O₂*, Journal of Propulsion and Power **22**, 4 (July-August 2006).
- D. Simone, C. Bruno and B. Hidding, *Silanes as Fuels for Scramjets*, Journal of Propulsion and Power **22**, 5 (September-October 2006).
- B. Hidding, M. Pfitzner, D. Simone and C. Bruno, *Silanes/H₂O₂ - A High-Performance Synthetic Bipropellant for Chemical Space Propulsion*, Journal of Propulsion and Power **24**, 1 (January-February 2008).
- B. Hidding, M. Pfitzner, D. Simone and C. Bruno, *Review of the Potential of Silanes as Rocket/Scramjet Fuels*, Acta Astronautica (invited), in press, 2008.

Selected Published Conference Papers and Reports

- B. Hidding, K. U. Amthor, B. Liesfeld, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. G. Gallacher, S. P. Jamison, D. Jaroszynski, G. Pretzler and R.

Sauerbrey, *Quasi-Monoenergetic Electron Acceleration: The Self-Modulated Multi-Bubble Regime*, 33rd EPS Conference on Plasma Physics ECA Vol. 30I, D (2006).

- S. Karsch, Zs. Major, R. Hörlein, L. Veisz, K. Schmid, J. Schreiber, K. Witte, S. Jamison, J. Gallacher, DA. Jaroszynski, CD Murphy, MC Kaluza, A. Debus, H. Schwoerer, R Sauerbrey, U. Schramm, B. Hidding, S. Kiselev, R. Heathcote, PS Foster, D. Neely, EJ Divall, CJ. Hooker, JM Smith, KG Ertel, AJ. Langley and JL. Collier, *Time-resolved THz emission from laser-accelerated electron bunches*, RAL Technical Report RAL (2006).
- B. Hidding, M. Pfitzner, D. Simone and C. Bruno, *Silanes/H₂O₂ Bipropellant System and Spin-Off Applications*, ESA Special Publication SP-635, (2006), 3rd Int. Conference on Green Propellants, Poitiers, France (2006).
- B. Hidding, M. Pfitzner, D. Simone and C. Bruno, *Silicon Hydrides as High-Energy Fuels: Facts and Perspectives*, AIAA paper 2700-5600, 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Cincinnati, OH, (2007).
- B. Hidding, M. Pfitzner, D. Simone and C. Bruno, *High-Energy-Density Silicon Hydrides*, 10th International Seminar New Trends in Research of Energetic Materials, Pardubice, Czech Republic (2007).
- B. Hidding, M. Pfitzner, D. Simone, C. Bruno, *Review of the Potential of Silanes as Rocket/Scramjet Fuels*, 58th International Astronautical Congress, Hyderabad, India (2007).

Submitted Papers

- F. Brandl, B. Hidding, J. Osterholz, D. Hemmers, A. Karmakar, A. Pukhov and G. Pretzler, *Directed Acceleration of Electrons from Solid Surface by sub-10-fs Laser Pulses*, submitted to Physical Review Letters (2007).
- F. Zamponi, A. Lübcke, T. Kämpfer, I. Uschmann, E. Förster, H. Schwoerer, R. Sauerbrey, E. Kroupp, E. Stambulchik, D. Fisher, Y. Maron, B. Hidding, M. Clever, G. Pretzler, R. Sharon, and M. Deutsch, *Zeeman effect in the X-ray regime*, submitted to Physical Review Letters (2008).
- J. Osterhoff, A. Popp, Zs. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, L. Veisz, B. Hidding, E. A. Peralta, G. Pretzler, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker and S. Karsch, *Laser Acceleration of Stable, Low-Divergence Electron Beams in a Steady-State-Flow Gas Cell*, submitted to Physical Review Letters (2008).

In Preparation

- B. Hidding, G. Pretzler *et al.*, *Quasimonoenergetic Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration*, to be submitted.

- B. Hidding, G. Pretzler *et al.*, *Target Surface Parallel Acceleration of Electrons*, in preparation.
- L. Veisz, K. Schmid, S. Benavides, F. Tavella, R. Tautz, D. Herrmann, A. Marcinkevicius, M. Geissler, U. Schramm, B. Hidding, J. Meyer-ter Vehn, D. Habs and F. Krausz, *Monoenergetic Electron Acceleration Driven by a sub-10-fs OPCPA System*, to be submitted to Nature Photonics (2008).

Projects

- B. Hidding, *Prediction of Performance of (Higher) Silanes in Rocket/Scramjet Engines*, Final Report, ESA Innovation Triangle Initiative, Project No. 18691, one-year-project funded by European Space Agency (2005).
- G. Pretzler and B. Hidding, *Laser-induced Ignition of Fuel Mixtures by femto-second laser Pulses for Flame-holding in Ramjets and Scramjets*, submitted to European Space Agency.
- B. Hidding *et al.*, *Silicon Hydride Kinetics*, submitted to European Space Agency. Negotiation/Kick-off-Meeting scheduled for May 2008.
- B. Hidding was involved in preparation of *GRASP: Green Advanced Space Propulsion*, C. Scharlemann *et al.*, submitted to EU 7th Framework programme (currently in negotiation phase). B. Hidding acknowledges the funding by Forschungs- und Technologietransfer, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.

Patents

- B. Hidding, *Silane/Wasserstoffperoxid - Grüner Raketentreibstoff mit hohem spezifischen Impuls und niedrigen Verbrennungstemperaturen*, Deutsche Patentanmeldung AZ. 10 2006 020 916.8.
- B. Hidding, J. Pretterebner, T. Pardal, *Produktion von Halbleiterschichten mit flüssigen Silanen*, Deutsche Patentanmeldung AZ. 10 2006 039 995.1.
- B. Hidding, J. Pretterebner, T. Pardal, *Indirekte und direkte Brennstoffzelle mit Silanen als Wasserstoffspeicher und Wärmequelle*, Deutsche Patentanmeldung AZ. 10 2006 024 583.0.

Die hier vorgelegte Dissertation habe ich eigenständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, 26.4.2008

(Bernhard Hidding)

Danksagung

Ich danke meinem Doktorvater Prof. Dr. Georg Pretzler für die hervorragende Betreuung während meiner Promotion, für seine beeindruckende und äußerst hilfreiche Kompetenz in allen diskutierten Themen, sowie für seine vorbildliche Einstellung der Forschung gegenüber. In diesem Sinne danke ich auch Prof. Dr. Alexander Pukhov, der durch seine wegweisenden, atemberaubenden theoretischen Arbeiten diese Arbeit in vielfacher Hinsicht erst möglich gemacht hat. Prof. Dr. Oswald Willi danke ich außerordentlich für die vielen wissenschaftlichen Diskussionen und für seine immer fördernd und inspirierend ausgeübten Funktionen als Leiter des Instituts für Laser- und Plasmaphysik, als Sprecher des DFG-Sonderforschungsbereiches Transregio 18 sowie des Graduiertenkollegs GRK 1203.

Ebenso danke ich Prof. Dr. Roland Sauerbrey, der einerseits durch seine wissenschaftlichen Anregungen sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, andererseits aber auch sowohl als Institutsleiter am Institut für Quantenoptik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena, als Wissenschaftlicher Direktor des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf, als auch in seiner Funktion innerhalb des Transregio 18 Rahmenbedingungen geschaffen hat, unter denen ich Forschung zu dieser Dissertation durchführen konnte.

Prof. Dr. Hartmut Ruhl danke ich für das zur Verfügung stellen seines Plasma Simulation Codes und für Hinweise zur Benutzung sowie zu wissenschaftlichen Diskussionen.

Diese Arbeit wurde durch die DFG in Form des Sonderforschungsbereiches Transregio 18 „Relativistic Laser-Plasma Dynamics“ sowie des Graduiertenkollegs GRK 1203 „Dynamics of Hot Plasmas“ (in Kooperation mit dem FZ Jülich) finanziert, wofür ich meine Dankbarkeit zum Ausdruck bringen möchte.

Im Zuge der Kooperation innerhalb des TR18 und des GRK1203 danke ich allen weiteren Projektpartnern, insbesondere Prof. Dr. Heiner Schwörer, Prof. Dr. Eckhart Förster und Dr. Ingo Uschmann am IOQ Jena, Prof. Dr. Ferenc Krausz, Dr. Stefan Karsch und Dr. Laszlo Veisz am MPQ Garching, Prof. Dr. Dieter Habs an der LMU München, sowie Dr. Ulrich Schramm am FZ Dresden. Ich danke besonders auch allen beteiligten Personen, mit denen ich im Zuge dieser Projekte zusammenarbeiten durfte und die zu zahlreich sind, um sie hier aufzulisten.

Last but not least danke ich darüber hinaus allen Mitgliedern des Instituts für Laser- und Plasmaphysik, sowie den Mitgliedern der Institute für Theoretische Physik und für Angewandte Mathematik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.

Ich bedanke mich auch bei der Abteilung für Forschungs- und Technologietransfer der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf für die Förderung in Bezug auf die Antragstellung zum 7. EU-Rahmenprogramm, sowie meinen Projektpartnern im Bereich der Luft- und Raumfahrt, insbesondere hier Prof. Dr. Michael Pfitzner an der UniBw München, Prof. Dr. Claudio Bruno und Dr. Domenico Simone an der „La Sapienza“ Rom, sowie ganz besonders bei Martin Lang bei der ESTEC.