

**Optimierung und Anwendung
der Beschleunigung von Elektronen
in relativistischen Laser-Plasmen**

Inaugural-Dissertation

ZUR

ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT DER
HEINRICH-HEINE-UNIVERSITÄT DÜSSELDORF



vorgelegt von

Thomas Königstein

aus Düsseldorf

Düsseldorf, Juni 2013

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
Institut für Laser- und Plasmaphysik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Korreferent: Prof. Dr. Alexander Pukhov
Institut für Theoretische Physik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Tag der mündlichen Prüfung: 12.07.2013

Zusammenfassung

Diese Dissertation beschäftigt sich mit Experimenten und Simulationen zu der Beschleunigung von Elektronen auf relativistische Energien (bis $\gamma_e \approx 10^3$) durch Strukturen in Plasmen, welche durch ultrakurze Laserpulse (Pulsdauer $< 10^{-14}$ s) erzeugt werden.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden Experimente in einem Parameterraum diskutiert, in dem quasi-monoenergetische Elektronenpakete aus unterkritischen (gasförmigen) Plasmen erzeugt und mit analytischen Skalierungen verglichen werden. Prognostiziert wurde dieses Regime 2002 von Pukhov und Meyer-ter-Vehn in [183] und experimentell erstmals demonstriert in 2004 [150]. Ein Hauptaugenmerk bei der Generierung der Elektronenpakete liegt in dieser Arbeit auf der Optimierung der Stabilität der Energie und der Strahlrichtung der Elektronen.

Im zweiten Teil beschäftigt sich diese Arbeit mit Elektronen, die durch Laser-Plasma-Wechselwirkung an Festkörpersubstraten entlang der Oberfläche beschleunigt werden. Die Messungen zeigen im Vergleich mit bestehenden analytischen Skalierungen und hierfür durchgeführten numerischen Simulationen gute Übereinstimmung.

Im dritten Teil werden zwei neue Konzepte zur mehrstufigen Beschleunigung präsentiert und durch analytische Betrachtungen und numerische Simulationen parametrisiert. Die erste Methode verwendet Elektronenpaare, deren Erzeugung im ersten Teil demonstriert wurde, um eine Plasmawelle anzuregen und um aus ihr Energie zu extrahieren. Die zweite Methode verwendet einen Laserpuls geringer Intensität, um Elektronen aus einem neutralen Gas in die beschleunigende Phase einer Plasmawelle zu injizieren.

Im letzten Kapitel wird eine erste Anwendung, die in Zusammenarbeit mit der ESA entwickelt worden ist, vorgeschlagen und demonstriert. Die Verwendung von Elektronenstrahlen mit exponentieller Energieverteilung, wie aus dem zweiten Teil der Arbeit, bietet das Potential, die Resistenz von elektronischen Komponenten gegen in der Raumfahrt auftretende Strahlenbelastung zu testen.

Abstract

This thesis describes experiments and simulations of the acceleration of electrons to relativistic energies (toward $\gamma_e \approx 10^3$) by structures in plasmas which are generated by ultrashort (pulse length $< 10^{-14}$ s) laser pulses.

The first part of this work discusses experiments in a parameter space where quasimonoenergetic electron bunches are generated in subcritical (gaseous) plasmas and compares them to analytical scalings. This regime was predicted in 2002 by Pukhov and Meyer-ter-Vehn in [183] and experimentally demonstrated for the first time in 2004 [150]. A primary concern in this work is to optimize the stability of the energy and the pointing of the electrons.

The second part deals with acceleration of electrons along the surface of solid substrates by laser-plasma interaction. The measurements show good agreement with existing analytical scalings and dedicated numerical simulations.

In the third part, two new concepts for multi-stage acceleration will be presented and parameterised by analytical considerations and numerical simulations. The first method uses electron pairs, as produced in the first part, to transfer energy from the first bunch to the second by means of a plasma wave. The second method utilizes a low intensity laser pulse in order to inject electrons from a neutral gas into the accelerating phase of a plasma wave.

The final chapter proposes and demonstrates a first application that has been developed in collaboration with ESA. The use of electron beams with exponential energy distribution, as in the second part of this work, offers the potential to investigate the resistance of electronic components against space radiation exposure.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	7
2.1	Hochintensitätslaser	7
2.1.1	Elektromagnetische Welle im Vakuum	7
2.1.2	Chirped Pulse Amplification	15
2.1.3	Arcturus Lasersystem	17
2.2	Laser-Materie-Wechselwirkungen	21
2.2.1	Ionisation	21
2.2.2	Einzelnes Elektron im Laserfeld	26
2.2.3	Laserstrahlung im Plasma	30
3	Elektronenbeschleunigung in unterkritischen Plasmen	35
3.1	Konzepte der Laser Wake Field Acceleration	37
3.1.1	Laser Wakefield Acceleration	38
3.1.2	Das nichtlineare „bubble“ Regime	48
3.2	Elektronen aus dem Gasjet	53
3.2.1	Experimenteller Aufbau	53
3.2.2	Ergebnisse	62
3.3	Elektronen aus der Gaszelle	72
3.3.1	Aufbau	72
3.3.2	Stabilität der Energie und des Pointings	73
3.3.3	Gasgemische	77
3.4	Zusammenfassung	78
4	Elektronen von Festkörperoberflächen	81
4.1	Grundlagen Festkörperplasmen	82

4.2	Beschleunigung von Elektronen parallel zur Oberfläche	84
4.3	Experiment	90
4.3.1	Aufbau	90
4.3.2	Ergebnisse	97
4.4	Numerische Simulationen	104
5	Laser-Plasma Nachbeschleunigung	107
5.1	Plasma Wake Field Acceleration	108
5.2	Hybrid-Beschleunigung	111
5.2.1	Prinzip	111
5.2.2	Hybrid-Beschleunigung als Diagnostik	114
5.3	Trojan Horse Acceleration	118
6	Strahlungstests für die Raumfahrt	123
6.1	Einführung	124
6.2	Strahlungsbelastung in planetaren Magnetfeldern	125
6.2.1	Strahlungsgürtel der Erde	126
6.2.2	Strahlungsgürtel äußerer Planeten	133
6.3	Experimentelle Realisierung	135
7	Zusammenfassung und Ausblick	141
A	Appendix	145
A.1	Hard- und Software zur Laborautomatisierung	145
	Literaturverzeichnis	149

Abbildungsverzeichnis

1.1	Thermisches und monoenergetisches Spektrum 2002, 2004	3
2.1	Winkelchirp	10
2.2	Relativistische Amplitude, E-, und B-Feld und Intensität	12
2.3	Geometrie eines fokussierten Gaußstrahls	13
2.4	Historische Entwicklung der Intensität von Laserstrahlung	16
2.5	Aufbau des Arcturus-Systems	17
2.6	Vermessung des Profils	18
2.7	Kontrast des Lasersystems	19
2.8	Adaptive Optik	20
2.9	Ionisationsmechanismen	24
2.10	Elektron im relativistischen Laserfeld	27
2.11	Figur-8 Bewegung	28
2.12	Poderomotive Verdrängung eines Elektrons	29
3.1	Lineare und nichtlineare Plasmawelle	39
3.2	Phasendiagramm mit Separatrix	43
3.3	Zyklen einer linearen Plasmawelle	44
3.4	PIC-Simulation von beamloading	48
3.5	Schema der bubble-acceleration	51
3.6	Gasjet Targetkammer Aufbau	54
3.7	Fokus des Lasers	56
3.8	Elektronenspektrometer	57
3.9	Kalibrierungskurve des Spektrometers	58
3.10	Divergenz der Elektronen	59
3.11	Ladungsmessung mit dem ICT	61
3.12	Thermisches Elektronenspektrum aus dem Gasjet und Auswertung	64

3.13	Schussreihe Gasjet	65
3.14	Minimale spektrale Breite	66
3.15	Hochenergetische Elektronen aus dem Gasjet	67
3.16	Mehrfachbunches aus dem Gasjet	68
3.17	Pulsdauerabhängigkeit der Elektronenspektren	69
3.18	Elektronenpointing Gasjet	71
3.19	Aufbau der Experimente an der Gaszelle	73
3.20	Stabilität des Elektronenpointings aus der Gaszelle	74
3.21	Niederenergetische Spektren bei Schüssen auf die Gaszelle	76
3.22	Hochenergetische Spektren bei Schüssen auf die Gaszelle	76
3.23	Elektronenspektren aus der Gaszelle mit gleichbleibender Energie	77
4.1	Schema Oberflächenplasma	84
4.2	TSPA als Vorstufe für weitere Beschleunigerstufen	85
4.3	TSPA Beschleunigung als Interferenzphänomen	87
4.4	Inertial confinement fusion via cone guiding	89
4.5	Aufbau zur Messung der TSPA-Elektronen	91
4.6	Aufbau der Image Plates	93
4.7	Abgleich Lanex-Fluoreszenz vs IP Schwärzung	94
4.8	Laserstrahlfokus bei den Festkörpermessungen	95
4.9	Intensitätsschwankungen der TSPA Elektronen	96
4.10	Rohdaten der TSPA Elektronen	98
4.11	Ladung und Temperatur der TSPA Elektronen	99
4.12	Mikrostrukturen und Divergenz der TSPA-Elektronen	101
4.13	Pointing der TSPA Elektronen	102
4.14	TSPA Elektronen Polardiagramm	103
4.15	Ladung der TSPA Elektronen aus der Aluminiumfolie	103
4.16	Simulation der TSPA Elektronen bei 45° und 70°	104
5.1	Skizze Hybridbeschleunigung	112
5.2	Phasendiagramm der Elektronenpakete in der hybriden Beschleunigung	114
5.3	Hybride Beschleunigung als Diagnostik	115
5.4	Energiespektrum Hybrid-Beschleunigung	117
5.5	Trojan Horse Beschleunigung	119
5.6	Auswertung zur Trojan Horse Beschleunigung	120
6.1	Strahlungsgürtel der Erde, NASA AE8max Modell	126

6.2	Elektronenspektren in drei relevanten Orbits	127
6.3	Fluss und Dosis von thermischen und monoenergetischen Elektronen durch Aluminium	130
6.4	Elektronenfluss in endlichem Abstand	132
6.5	Strahlungsgürtel vom Jupiter, Annäherung mit thermischen Spektren	134
6.6	Strahlenbelastungstests Aufbau	137
6.7	TSPA Temperatur vs Laserpulsenergie	137
6.8	Auswertung Belastungstests Optokoppler	138
A.1	Platine Motorregelung	147

Kapitel 1

Einleitung

Motivation

Teilchenbeschleuniger sind seit Jahrzehnten aus der grundlegenden und angewandten Forschung nicht mehr wegzudenken, sei es für die Teilchenphysik oder als Quellen von intensiver, hochenergetischer Strahlung.

Klassische Radiofrequenz- (rf-)Teilchenbeschleuniger sind durch das Kilpatrick-Kriterium [110] auf Energiegewinne von ≈ 50 MeV/m begrenzt. Aus diesem Grund besteht die einzige mögliche Strategie in der Erhöhung von der Energie der zu beschleunigenden Partikel darin, die Beschleunigungsstrecken zu verlängern. Derzeit misst der längste Linearbeschleuniger, das SLAC (Stanford Linear Accelerator) eine Strecke von 3 km und kann Elektronen und Positronen auf Energien von 50 GeV beschleunigen. Der größte Teilchenbeschleuniger der Welt, das LHC am CERN, besitzt einen Umfang von 27 km und kann Protonen ins TeV Regime beschleunigen. Zukünftig soll mit dem ILC ein 30 – 50 km langer Linearbeschleuniger entstehen, mit einem Baukostenpunkt im Bereich von 10 Mrd €. Es droht die Gefahr, dass zukünftige Beschleuniger somit nicht mehr finanzierbar sind.

Im Kontrast zu solchen Dimensionen konnte 2007 [9] in einem an einem an das SLAC angeschlossenen Plasmabeschleuniger (seit 2012 unter dem Namen FACET für die Wissenschaftsgemeinschaft zugänglich) über eine Weglänge von 85 cm ein Energiegewinn von 42 GeV demonstriert werden, also mit einer um drei Größenordnungen höheren Beschleunigung als im SLAC selbst. Diese Dimensionen sind erreichbar, da in einem Plasma enorme Felder, je nach Anregung bis zum TV/m Bereich, entstehen können. Diese Felder existieren typischerweise nur über Distanzen in der Größenordnung der Plasmawellenlänge (im obigen Beispiel < 100 μm),

welche mit steigender Plasmadichte und dadurch steigender Feldstärke sinkt. Um diese Felder also für Beschleunigungszenarien nutzbar zu machen, wird in einem Plasma durch einen driver (im Falle des FACET durch einen Elektronenstrahl) eine durch das Plasma propagierende Welle ausgelöst. Ladungsträger, die sich in Phase mit der Welle fortbewegen, können dadurch über weit längere Strecken als die Plasmawellenlänge transportiert und beschleunigt werden. In Anlehnung an das Bild eines Schiffes, welches teils strukturierte Turbulenzen auf der Wasseroberfläche hinter sich her zieht, werden die Felder hinter dem driver als *wake* (engl.: Kielwasser) bezeichnet.

Tajima und Dawson von schlugen 1979 [218] erstmals die Nutzung von Laserstrahlung vor, um Plasmawellen anzutreiben, die zur Beschleunigung von Elektronen genutzt werden können (Laser Plasma Acceleration, LPA). In den folgenden Jahren wurde dieses Konzept rege erforscht [95, 28, 105], allerdings wurden mit der damals zur Verfügung stehenden Intensität der Laserstrahlung von $I \approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$ nur Elektronenstrahlen mit wenig Ladung und niedriger Energie erzeugt [94].

Durch die Entwicklung einer revolutionären Methode der Intensitätssteigerung von Laserstrahlung (Chirped Pulse Amplification, CPA) in 1985 und darauf aufbauender Techniken zur Erzeugung ultrakurzer, relativistischer Laserstrahlung [215, 208, 197, 73] konnte die Ladung und die Energie der Elektronen stetig erhöht werden, allerdings weiterhin mit thermischen Spektren und hoher Divergenz [145]. In diesen Spektren besitzen die meisten Elektronen eine niedrige Energie, die Effizienz dieser Beschleunigungsmechanismen ist also gering (Abbildung 1.1 a)).

In 2002 wurde erstmals die Erzeugung von **quasi-monoenergetischen** Elektronen durch Laser-Plasma-Beschleunigung mit relativistischer Laserstrahlung prognostiziert [183]. Schon 2004 konnte erstmals durch ein Experiment [150] dieses Regime der Elektronenbeschleunigung demonstriert werden (Abbildung 1.1 b)). Zuvor war es so, dass die Elektronen aus dem Hintergrundplasma an beliebigen Stellen der Plasmawelle eingekoppelt wurden, während sie in diesem neuen Regime der „bubble-acceleration“ in das maximale Feld der beschleunigenden Phase injiziert werden. Diese Injektion bricht nach Aufnahme einer kritischen Ladungsmenge ab, wodurch die Elektronen im anschließenden Verlauf kollektiv den gleichen Energiegewinn erfahren.

Spätestens seit Erkundung dieser neuen Physik besteht eine wesentliche Motivation dieses Forschungszweigs darin, die Laser-Plasma-Beschleunigung so zu optimieren, dass sie in manchen Anwendungen als Alternative oder Ersatz für rf-Beschleuniger

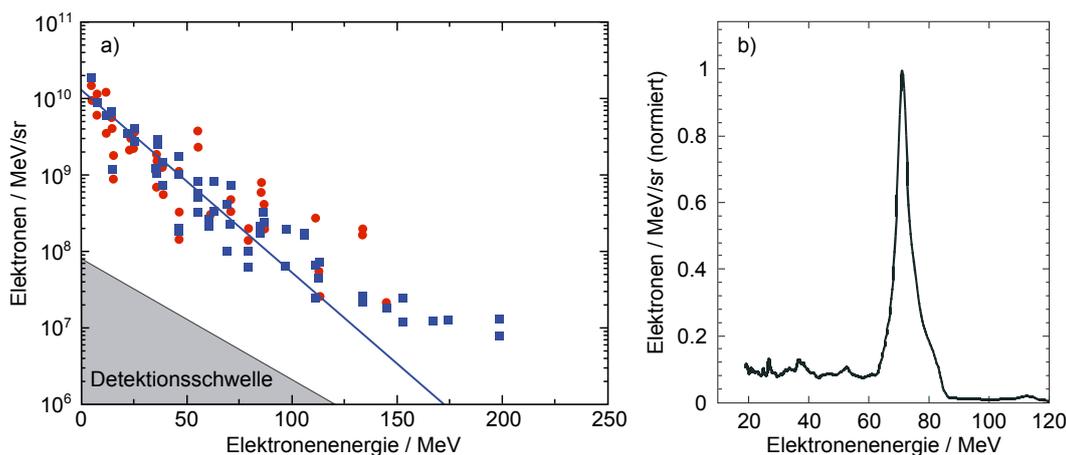


Abb. 1.1: Repräsentative Elektronenspektren aus LPAs vor und nach 2004.

a) Thermisches Elektronenspektrum, entnommen und übersetzt aus einer SCIENCE-Publikation von 2002 [145]. Die quadratischen und runden Markierung stehen für Elektronen aus einem Plasma mit der Elektronendichte $2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Es werden Elektronen mit Energien $\approx 200 \text{ MeV}$ gemessen, doch diese haben nur einen Bruchteil der gesamten Ladung (man beachte die logarithmische Achse).

b) Eines der ersten über LPA erzeugten quasimonoenergetischen Spektren, aus einer NATURE Veröffentlichung von 2004 [150].

verwendet werden kann [146, 106]. Mit diesem Grundgedanken wird durch die verhältnismäßig kostengünstige Verfügbarkeit der notwendigen Lasersysteme an vielen Forschungseinrichtungen und Universitäten weltweit intensiv an der lasergetriebenen Elektronenbeschleunigung geforscht [40, 67, 18, 126, 149, 144, 100]. Als Tendenz geht die Forschung dabei in die Richtung längerer Beschleunigungsstrecken durch die Verwendung von Gaszellen [168] oder Kapillaren [126, 104, 139] oder in Zukunft durch das *staging*, die sukzessive Aneinanderreihung von Beschleunigerstufen auf Laser-Plasma-Basis [204, 129, 36].

Es gibt bereits eine Reihe erster Anwendungen für die hoch relativistischen Elektronen aus Laser-Plasma-Beschleunigern mit ihren speziellen Eigenschaften. Beispiele finden sich im Bereich der Materialuntersuchung mit submillimeter-Auflösung [187], der Produktion von Radionukliden [128, 188], Studien zur Strahltherapie [57, 98, 147], ultraschneller Untersuchung chemischer Reaktionen [13] oder der Erzeugung von kollimierter Röntgenstrahlung durch Einkopplung in Undulatoren [47, 64, 201] oder durch Comptonstreuung an einem zweiten Laserpuls [69] oder intrinsisch durch während der Beschleunigung entstehender Betatronoszillationen [111, 180, 198, 30], auch als Plasma Wiggler bezeichnet [113]. Gerade hier bieten Elektronenbeschleuniger auf Laser-Plasma-Basis die Möglichkeit, Forschungslaboratorien

oder medizinische Einrichtungen mit kostengünstigen Röntgenquellen auszurüsten, welche bisher einigen wenigen Institutionen mit Zugang zu Linearbeschleunigern mit Undulatoren oder Speicherringen zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung vorbehalten ist [8]. Als nächste Stufe, die durch die zukünftige Verbesserung der Strahleigenschaften von Elektronen aus LPAs in Frage kommt, wird ein „table-top XFEL“ (Freie-Elektron-Laser zur Erzeugung von Röntgenstrahlung für kleine Labors) in Betracht gezogen, dessen Anforderungen (idealerweise 1 nC Ladung mit 1 GeV Energie und 0.1 % spektraler Breite [148]) zwar in der Kombination noch nicht erreicht sind, aber angesichts jüngster Forschungsergebnisse erreichbar erscheinen.

Auf dem Weg zur Verwendung der wie geschildert noch jungen LPA Technologie als Instrument statt als Forschungsobjekt stellen sich der Wissenschaftsgemeinschaft noch einige bekannte Hürden. Für das staging ist ein Elektronenstrahl mit sehr hoher räumlicher Stabilität und geringer Emittanz, also kleiner Quellgröße und Divergenz, vonnöten. Auch die Erhöhung der in den Elektronenpulsen transportierten Ladung, die für alle Anwendungen wünschenswert ist, ist nicht trivial, da die in einer Plasmawelle beschleunigten Elektronen durch ihr eigenes Coulombfeld einen abschwächenden Einfluss auf die Welle besitzen („beamloading“), welcher den Energiegewinn und Monochromatizität (die spektrale Breite) des Pulses negativ beeinflusst. Nimmt man diese Verluste in Kauf, so bietet sich zur Erhöhung der Ladung die Beschleunigung von Elektronen an Festkörpern an, mit der um Größenordnungen höhere Ladungen erzeugt werden können.

Nach dem heutigen Stand der Technik erreichen Elektronenstrahlen aus unterkritischen Plasmen Energien nahe an [67, 135, 46, 112] und über [29, 126] 1 GeV mit bis zu 1 % spektraler Breite [51, 174, 231] und einer Divergenz und Stabilität im Bereich von 2 mrad [168, 126, 160]. Die Ladung liegt typischerweise im Bereich von einigen 10 pC bis 100 pC und wurde mit maximal 300 pC – 500 pC angegeben [144, 41] beziehungsweise mit 1.5 nC im Falle nicht monoenergetischer Spektren [125].

Inhalte der Arbeit

Die Ziele dieser Arbeit bestehen in der Charakterisierung und der Optimierung von Elektronenbunches aus der Laser-Plasma-Beschleunigung an Gasen und an Festkörpern, in Hinblick auf die oben genannten Bestrebungen zur Verwertung dieser Technologie.

Die Experimente fanden im Rahmen des DFG Sonderforschungsbereichs TR18 „Relativistic Laser-Plasma Dynamics“ (Projekt A1) an dem ARCTURUS Lasersystem der HHU Düsseldorf statt. Zu großen Teilen fußen die Experimente auf den Forschungsergebnissen der ersten Periode des Projekts [84, 75, 81, 76].

Im Hinblick auf die Suche nach LPA Mechanismen, die als Quellen für weitere Beschleunigerstufen hohe Ladungen mit relativistischer Energie erzeugen, werden hier Elektronen mit thermischer Energieverteilung an Festkörpern (überkritische Plasmen) untersucht. Hier analysieren und optimieren wir vor allem deren Ladung, Divergenz, Richtung und effektive Temperatur.

Bei den unterkritischen Plasmen liegt im Hinblick auf das staging der Schwerpunkt auf der Erhöhung der räumlichen Stabilität und der Wiederholbarkeit, mit der nicht-thermische Elektronen produziert werden. Hierzu werden Parameter und Geometrien eingegrenzt, wie die Laserpulsdauer und die Plasmadichte und die Interaktionslänge, bei denen stabile Produktion von quasimonoenergetischen Elektronen mit hoher Reproduzierbarkeit und geringer Divergenz stattfindet. Auch eine Überprüfung der analytischen Vorhersagen gehört zur Zielsetzung.

Eine angeknüpfte Plasmabeschleunigerstufe kann dann entweder über einen weiteren Laserpuls oder auch über die in der ersten Stufe generierten Elektronen selbst getrieben werden, ein neues Konzept dazu wird in dieser Arbeit numerisch simuliert und diskutiert.

Ein weiteres Prinzip, das im Verlauf dieser Arbeit entstanden ist, sieht die Freisetzung kalter Elektronen durch einen relativ schwachen Laserpuls in der beschleunigenden Phase einer Plasmawelle vor, die durch einen Elektronenpuls angetrieben wird. Hierdurch wird ein Elektronenstrahl mit sehr geringer Emittanz ermöglicht, dessen Ladung und Energie durch den Laserpuls justiert werden kann.

Zuletzt wird eine vollkommen neuartige Anwendung diskutiert, die in Zusammenarbeit mit dem European Space Research and Technology Centre (ESTEC) der Europäischen Weltraumorganisation ESA entstanden ist. Diese sieht die Erzeugung von Elektronenstrahlen mit thermischer Energieverteilung vor. Im Strahlungsgürtel der Erde finden sich ebenfalls Elektronen mit dieser Energieverteilung, welche eine Gefahr unter anderem für elektronische Komponenten auf Satelliten darstellen. Bisher benutzen Raumfahrtsorganisationen vergleichsweise aufwendige Methoden, um diese Strahlungsbelastung zu Testzwecken mit LINACs oder radioaktiven Proben zu reproduzieren. Mit LPAs sind diese Spektren dagegen leicht herzustellen.

Kapitel 2

Grundlagen

Unterkapitel

2.1 Hochintensitätslaser	7
2.1.1 Elektromagnetische Welle im Vakuum	7
2.1.2 Chirped Pulse Amplification	15
2.1.3 Arcturus Lasersystem	17
2.2 Laser-Materie-Wechselwirkungen	21
2.2.1 Ionisation	21
2.2.2 Einzelnes Elektron im Laserfeld	26
2.2.3 Laserstrahlung im Plasma	30

2.1 Hochintensitätslaser

2.1.1 Elektromagnetische Welle im Vakuum

Eine Grundlage für die beliebig komplexen Wechselwirkungsprozesse, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, bildet die Dynamik beziehungsweise Propagation elektromagnetischer Wellen im Vakuum und in Materie. Elektrische und magnetische Felder \mathbf{E}, \mathbf{B} im Vakuum erfüllen die Maxwellgleichungen, welche in differentieller Form in (2.1) dargestellt sind.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Diese vier Differentialgleichungen können durch Anwendung der Identität $\nabla \times \nabla \times \mathbf{v} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla^2 \mathbf{v}$ auf zwei Wellengleichungen der Form $\square u = 0$ mit dem D'Alembert-Operator $\square = c^{-2} \partial^2 / \partial t^2 - \nabla^2$ reduziert werden. Eine einfache Lösung dieser Gleichungen beschreibt die Ausbreitung einer monochromatischen, elektromagnetischen Welle im Vakuum mit der Lichtgeschwindigkeit $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ und kann mit der Kreisfrequenz ω_L und dem Wellenvektor \mathbf{k}_L formuliert werden als

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}(t, \mathbf{x}) &= \mathbf{E}_0 \cdot \exp(-\mathbf{k}_L \mathbf{x} - \omega_L t) \\
\mathbf{B}(t, \mathbf{x}) &= \mathbf{B}_0 \cdot \exp(-\mathbf{k}_L \mathbf{x} - \omega_L t)
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Das magnetische Feld \mathbf{B} steht hier senkrecht auf dem elektrischen Feld \mathbf{E} und hat einen Betrag von $|\mathbf{B}_0| = |\mathbf{E}_0|/c$. Beide Felder stehen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung. Die Richtung und die Leistungsdichte des Energietransports dieser Welle werden mit dem Poyntingvektor $1/\mu_0 \mathbf{B} \times \mathbf{E}$ beschrieben.

Da dieser Vektor senkrecht auf dem des elektrischen Feldes steht, es sich also um eine Transversalwelle handelt, folgt aus dieser einfachen Darstellung, dass die einfache Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle im Vakuum mit einem freien Elektron nicht unmittelbar zu einer effektiven Beschleunigung von Ladungsträgern in Propagationsrichtung genutzt werden kann. Eine genauere Betrachtung unter anderem dieser Problematik wird in 2.2.2 durchgeführt. Als Lösung bietet es sich dann an, die Energie des Laserpulses in ein Plasma zu übertragen, dessen Felder wiederum für Beschleunigung genutzt werden können.

In der Realität existieren mathematische Idealisierungen wie die in (2.2) beschriebene unendlich ausgedehnte, planare Welle mit einer diskreten Wellenlänge beziehungsweise Frequenz nicht. Dies folgt ganz trivial schon aus der Heisenbergschen Unschärferelation. Die zeitliche Pulsform und das Spektrum des Pulses besitzen, über eine Fouriertransformation verknüpft, eine endliche Ausdehnung.

Eine mathematische Idealisierung eines typischen Laserpulses in der TEM₀₀-

Mode ist dabei ein Puls, welcher räumlich dreidimensional einer Gaußverteilung folgt. Da die Fouriertransformation einer Gaußkurve wieder eine solche ergibt, ist auch das Spektrum eines solchen Pulses wieder gaußförmig.

Zeitlich lässt sich die elektrische Komponente eines solchen Pulses folgendermaßen beschreiben (auf eine Dimension reduziert):

$$E(t, z) = \hat{E}(t) \exp [i(\omega_L t - k_L z)] \quad (2.3)$$

Es besteht dabei für jede Einhüllende $\hat{E}(t)$, vorgegeben durch die Unschärferelation, beziehungsweise mathematisch durch die Fouriertransformation, ein festes Verhältnis zwischen der kürzesten möglichen spektralen FWHM-Breite eines Pulses $\Delta\nu$ und seiner zeitlichen Dauer $\Delta\tau$. Im Falle eines Gaußpulses lautet diese Ungleichheit:

$$\Delta\nu\Delta\tau \geq \frac{2 \ln(2)}{\pi} = 0.441$$

Dieses Verhältnis gilt als Gleichheit allerdings nur für einen in (2.3) beschriebenen Puls mit zeitlich konstanter Frequenz ω_L beziehungsweise linearer Phase $\omega_L t$. In diesem Fall spricht man von einem bandbreiten- oder beugungsbegrenzten beziehungsweise modengekoppelten Puls. Die Moden, deren Superposition den Puls dann ausmachen, stehen in einer festen Phasenbeziehung zueinander, so dass sie nur im Peak konstruktiv, und außerhalb destruktiv interferieren.

Reale Pulse weisen normalerweise eine endliche Phasenmodulation, und somit eine nichtlineare Phase $\omega_L t - \Phi(t)$ auf. Diese kann beispielsweise durch meistens unerwünschte Dispersion in optischen Elementen, aber auch gezielt zur Kompensation dieser Effekte, oder zur zeitlichen Streckung eines Pulses eingeführt werden. Ein solcher phasenmodulierter Puls lässt sich dann an einem festen Ort, beispielsweise $x = 0$, beschreiben mit

$$E(t) = \hat{E}(t) \exp [i(\omega_L t - \Phi(t))] = \exp(i\omega_L t) \tilde{E}(t) \quad (2.4)$$

mit der komplexen Amplitude $\tilde{E}(t) = \hat{E}(t) \exp(-i\Phi(t))$ und der zeitabhängigen Phasenmodulation $\Phi(t)$.

Eine zeitliche Streckung des Pulses tritt in jedem Fall auf, wenn eine solche Phasenmodulation vorhanden ist. Nutzbar wird eine solche Streckung aber nur,

wenn sie gezielt reversibel eingeführt wird, beispielsweise durch den Einsatz von Gittern oder anderen dispersiven Elementen. Dann ist es möglich, einen bereits gestreckten Puls anschließend auch wieder auf das beugungsbegrenzte Minimum zu komprimieren. Dieser Ansatz, einem Puls einen *Chirp*, also eine monotone Phasenmodulation zu verleihen, ist der Kern der CPA (Chirped Pulse Amplification), welche in Unterkapitel 2.1.2 vorgestellt wird.

Wenn die Moden des Pulses gegenüber einer perfekten Modenkopplung nicht zeitlich, sondern räumlich versetzt propagieren, im Speziellen in verschiedene räumliche Richtungen mit linearer Abhängigkeit des Winkels zur Wellenlänge der jeweiligen Mode nahe der optischen Achse, entsteht nicht eine zeitliche Streckung sondern eine räumliche Kippung des Pulses, da der Ort der konstruktiven Interferenz, der in einem modengekoppelten System das Intensitätsmaximum liefert, für verschiedene Abstände von der optischen Achse variiert. Man spricht hier von einem *winkelabhängigen Chirp* [43, 177]. Die Phasenfronten verlaufen weiterhin senkrecht zur gleich gebliebenen Ausbreitungsrichtung wie in Abbildung 2.3, und lediglich die Pulsfront, also die Ebene in der sich das Intensitätsmaximum befindet, liegt nicht mehr auf einer Phasenfront sondern ist räumlich gekippt (Abbildung 2.1). Dies führt zu einer

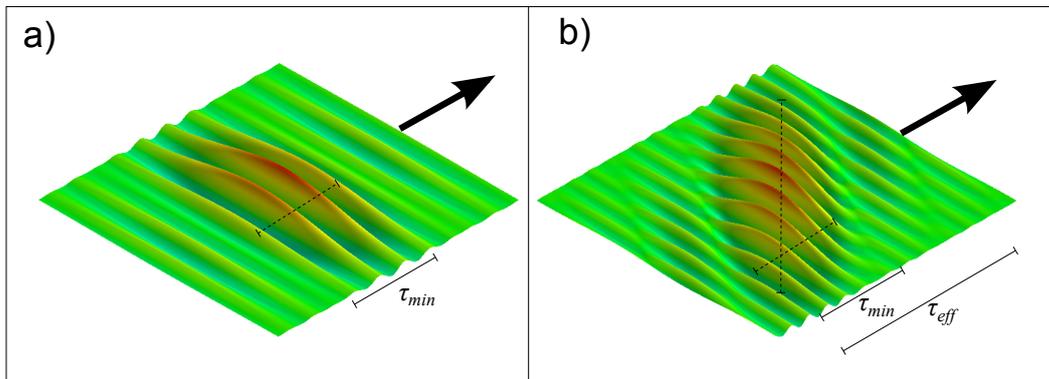


Abb. 2.1: Simulation eines Pulses a) ohne und b) mit spektralem Winkelchirp. Zu erkennen sind die gleich gebliebenen Phasenfronten, und somit die unveränderte eingezeichnete Propagationsrichtung senkrecht zu diesen. Lediglich die Pulsfront, also die Ebene in der das Intensitätsmaximum liegt, ist relativ zu den Phasenfronten verkippt. Auch zu erkennen ist, dass eine Pulsdauermessung an einem Teil des kollimierten Strahls nicht die gesamte Pulsdauer τ_{eff} sondern nur die lokale Pulsdauer τ_{min} liefern wird.

zeitlichen Verlängerung des Pulses im Fokus des Lasers, da das Intensitätsmaximum sich jetzt über mehrere Phasenfronten erstreckt, die nacheinander die fokale Ebene passieren. Messungen der zeitlichen Dauer des Pulses außerhalb des Fokus,

beispielsweise durch Auskoppelung eines Teilstrahls im aufgeweiteten Strahl und anschließender Autokorrelation beziehungsweise SPIDER-Messung [89], sind allerdings nicht aufschlussgebend beziehungsweise als Diagnostik für diesen Effekt geeignet, da die Pulsdauer an jedem Ort im aufgeweiteten Strahl immer noch beugungsbegrenzt ist, wie in Abbildung 2.1 skizziert. Außerdem werden die verschiedenen orientierten Moden auch auf verschiedene Abstände senkrecht zur optischen Achse abgebildet, was einen verbreiterten Brennpunkt verursacht.

Außerdem wurde beobachtet, dass ein Winkelchirp zur Folge haben kann, dass Elektronen, die über bestimmte Beschleunigungsmechanismen das Plasma verlassen, durch die Pulsfrontkipfung in ihrer Richtung beeinflusst werden [175, 176]. Dies wird in Unterkapitel 3.2.2.2 wieder aufgegriffen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde immer mit einem Laserpuls in der TEM₀₀-Mode gearbeitet, in allen analytischen Betrachtungen wird der Puls also als räumlich und zeitlich gaußförmig betrachtet. Die Einhüllende des elektrischen Feldes lautet dann

$$\hat{E}(r, t) = E_0 \exp\left(\left(\frac{t - t_0}{\tau}\right)^2\right) \exp\left(\left(\frac{r}{w}\right)^2\right).$$

w und τ sind dabei definiert als der Radius und die Zeit bis die Feldstärke auf $1/e$ und die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist.

Eine charakteristische Kenngröße für Laserstrahlung in dem Feld der Laser-Plasma-Physik ist die relativistische Amplitude a_0 . Sie hängt von der Intensität der Laserstrahlung im Fokus ab und erlaubt eine Abschätzung, welche Energie Elektronen erhalten werden, die mit der Strahlung interagieren. Ab $a_0 \approx 1$ erhalten Elektronen, die von dem Puls verdrängt werden, relativistische Energien. In einer nichtrelativistischen, unphysikalischen Rechnung kann man abschätzen, dass ein Elektron durch den Puls die a_0 -fache Vakuumlichtgeschwindigkeit erhalten würde.

Der Parameter ist definiert als

$$a_0 = \frac{eE_0}{\omega_L m_e c}$$

Der Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld E und der Intensität I einer elektromagnetischen gaußförmigen Welle im Vakuum lautet $I = |E|^2/(2\eta)$, mit dem Vakuumwellenwiderstand $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 1/(\epsilon_0 c)$. Dadurch, und mit $\omega_L = 2\pi/\lambda_L c$

kann man obige Gleichung von I_0 abhängig machen und erhält

$$a_0 = \sqrt{\frac{I_0}{2\varepsilon_0 c} \frac{e\lambda_L}{\pi m_e c^2}} \quad (2.5)$$

Setzt man alle Konstanten in diese Gleichung ein, so erhält man eine einfache Abschätzung für die relativistische Amplitude:

$$a_0 \approx \sqrt{7.31 \cdot 10^{-19} \lambda_L [\mu\text{m}]^2 I_0 [\text{W}/\text{cm}^2]}$$

Es kann gezeigt werden, dass die elektrische und magnetische Feldstärke sowie die Intensität der Laserstrahlung zu der relativistischen Amplitude folgendermaßen ausgedrückt werden können:

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{a_0}{\lambda_L [\mu\text{m}]} \times 3.23 \text{ TVm}^{-1} \\ B_0 = \frac{E_0}{c} &= \frac{a_0}{\lambda_L [\mu\text{m}]} \times 10.7 \text{ kT} \\ I_0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 &= \frac{a_0^2}{\lambda_L^2 [\mu\text{m}^2]} \times 1.37 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

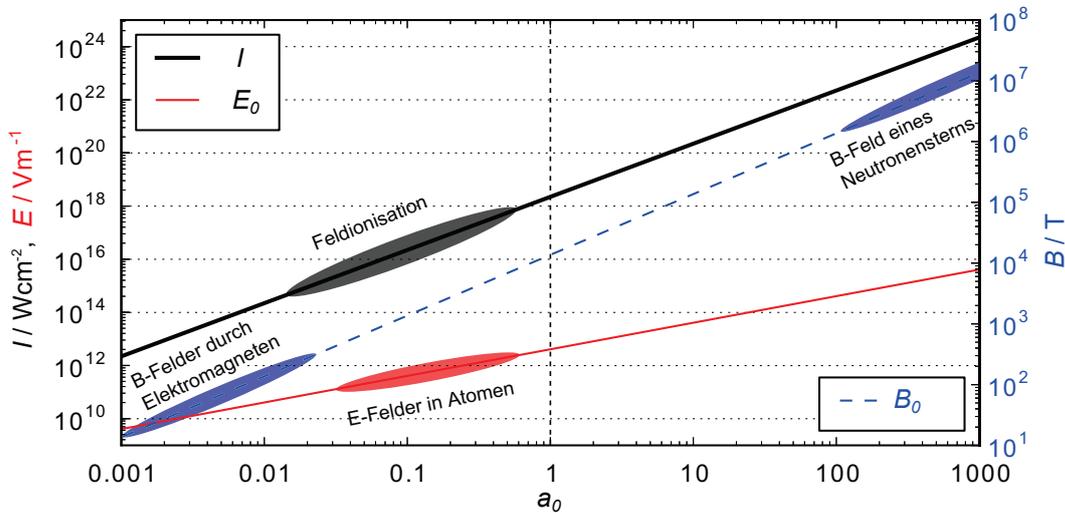


Abb. 2.2: Relativistische Amplitude a_0 , E -, und B -Feld und Intensität I von nichtrelativistischer bis ultrarelativistischer Laserstrahlung.

Die Strahlgeometrie eines räumlich beugungsbegrenzten gebündelten Gaußstrahls ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Um eine solche Fokussierung zu erreichen, wird ein parallel verlaufender, kollimierter Strahl über einen Parabolspiegel mit der Brennweite f und dem Durchmesser D , also der f-Zahl D/f abgebildet. Der Öffnungswinkel

Θ beträgt dann $\Theta = 2 \arctan(D/2f)$. Das elektrische Feld wird dann abgesehen von einer festen Phase durch die Funktion

$$E(z, r, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \cos\left(-zk_L + \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) - \frac{r^2 k_L}{2w(z)} - k_L ct\right)$$

beschrieben, mit der Wellenzahl $k_L = 2\pi/\lambda_L$. Die Kenngrößen eines so fokussier-

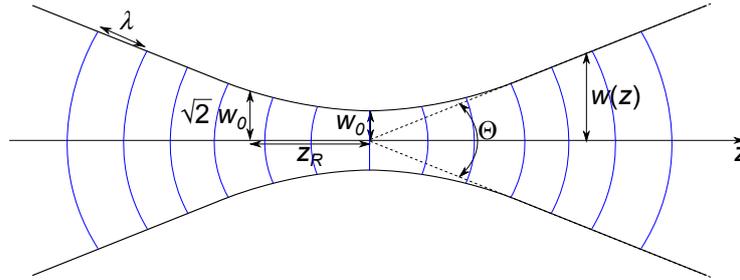


Abb. 2.3: Geometrie eines fokussierten Gaußstrahls. Der Strahl wird mit dem Öffnungswinkel Θ auf eine Fläche πw_0^2 fokussiert, und misst in einem Abstand z_R wieder die doppelte Fläche dieses beugungsbegrenzten Minimums. Zu erkennen ist auch der Gouy-Phasensprung über π auf der optischen Achse.

ten Gaußstrahls sind in erster Linie der Radius in der Strahltaile w_0 und die Rayleighlänge z_R , die ein Maß für die Ausdehnung des Fokusbereichs entlang der Propagationsrichtung darstellt. $w(z)$ beziehungsweise w_0 in der Fokusebene ist der Radius, der die Fläche einschließt, innerhalb der 86.5% der Energie und Leistung des Laserpulses liegen. In einem Radius $2w(z)$ befinden sich bereits 99.9% der Energie. $z_R = \pi w_0^2/\lambda_L$ ist der Abstand, ab dem der Strahl hinter der Taille sich auf die doppelte Fläche aufgeweitet hat, beziehungsweise ab der sich die Intensität der Strahlung halbiert hat. Da die Größe der beugungsbegrenzten Taille in einem inversen Verhältnis zum Öffnungswinkel steht mit

$$w_0 = 2 \frac{\lambda_L}{\pi \Theta} \quad (2.7)$$

ist ersichtlich, dass eine Verlängerung der Rayleighlänge, beispielsweise durch Wahl einer größeren Brennweite f , einhergeht mit einer Verringerung der Intensität im Fokus.

Mit Hilfe dieser Größen lässt sich unter Kenntnis der Pulsdauer und der im Puls enthaltenen Energie W eine Abschätzung für die Intensität im Laserfokus

bestimmen. Als hypothetische Intensität wird oft der Quotient

$$\frac{W}{A\tau}$$

angegeben, mit der Fläche über den FWHM Radius $A = \pi\Delta w^2$, dem FWHM Durchmesser $\Delta w = 2\sqrt{\ln(2)}w_0$ und der FWHM Pulsbreite τ . Diese Abschätzung ist höher als die tatsächlich physikalisch auftretende maximale Intensität I_0 , welche sich zu

$$I_0 = \sqrt{\ln 2} \frac{W}{\pi w_0^2 \tau} \quad (2.8)$$

ergibt indem man die Energie statt auf den oben genannten „Zylinder“ $A\tau$ auf eine Gaußlocke der Amplitude I_0 verteilt. Als weiteres Maß für die Intensität kann man auch die über den Bereich mit $I > I_0/e^2$ gemittelte Intensität I_e angeben, die sich mit $I_e \approx 0.25 \cdot I_0$ berechnet.

Der Krümmungsradius der in Abbildung 2.3 eingezeichneten Phasenfronten berechnet sich mit $R(z) = z(1 + z_R^2/z^2)$. Hier kann man erkennen, dass die Phasenfronten in großen Abständen vom Fokus nahezu ungekrümmt sind ($\lim_{z \rightarrow \infty} R = R(0) = \infty$).

Das Umklappen der Krümmungsrichtung von der linken zur rechten Seite kann in einem einfachen Bild als Grund dafür angesehen werden, dass die Phasengeschwindigkeit im Fokus in der Nähe der optischen Achse höher und weiter davon entfernt niedriger ist als die Lichtgeschwindigkeit. Laserstrahlen höherer transversaler Moden TEM_{nm} (gezeigt ist die TEM_{00} -Konfiguration) besitzen sogar einen um einen Faktor $(1 + n + m)$ höheren Phasensprung über den Fokus.

Die Varianz der Phasengeschwindigkeit dient auch für einen Ansatz zur Elektronenbeschleunigung direkt durch die Felder des Pulses. Da die Phasengeschwindigkeit weiter von der optischen Achse entfernt kleiner als c ist und da sich im Bereich gekrümmter Phasenfronten auch Komponenten des elektrischen Feldes (welches senkrecht auf den Fronten steht) parallel zur optischen Achse entstehen, existieren Zonen, in denen die Phasengeschwindigkeit kleiner oder gleich c ist und in denen eine nach vorne Beschleunigende Komponente existiert. Hier können also theoretisch relativistische Elektronen mit der Geschwindigkeit $v \lesssim c$ sich in Phase mit einem beschleunigenden Feld nach vorne bewegen und dadurch Energie aufnehmen. Das Ausnutzen dieser Zonen zur Beschleunigung von Elektronen (*Capture and Acceleration Scenario*, CAS [170]), ist jedoch in der Praxis aufgrund der Schwierigkeit der Einkopplung in das geeignete räumliche Volumen und die kurzen Beschleunigungs-

strecken nicht praktikabel.

2.1.2 Chirped Pulse Amplification

Seit der Erfindung des Lasers 1965 [199, 142] hat sich die Lasertechnologie in Bezug auf die verfügbare Leistung, Energie und Pulsdauer mit einem teils exponentiellen Anstieg weiterentwickelt, welches an das Moor'sche Gesetz der Halbleitertechnologie in einem vergleichbaren Zeitrahmen erinnert. Ein Graph, der die Entwicklung der verfügbaren Laserstrahlleistung skizziert, ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die technologischen Fortschritte betreffen dabei sämtliche Eigenschaften der Laserstrahlung, die in verschiedenen Einsatzgebieten eine Rolle spielen.

Ein Hauptaugenmerk dieser Entwicklung betraf die Erzeugung zeitlich möglichst kurzer Pulse. Durch die passive Modenkopplung ist es möglich geworden, Laserpulse mit bandbreitenbegrenzten Pulsdauern zu erzeugen, also mit Pulsdauern nahe dem Fourierlimit. In Verbindung mit aktiven Medien mit sehr breiten Verstärkungsprofilen, wie beim häufig eingesetzte Titan-Saphir-Kristall, ergeben sich so ultrakurze Pulse im Bereich weniger Femtosekunden. Die Zweckmäßigkeit solcher Pulse ist naheliegend. Zum einen erhält man durch die Belichtung mit kurzen Lichtpulsen die Möglichkeit, schnelle oder kurzlebige Prozesse zeitlich aufzulösen und sichtbar zu machen. Zum anderen bedeutet eine Verkürzung der Pulsdauer bei gleichbleibender Pulsenergie auch eine Steigerung der Intensität, was die Erforschung und Nutzung physikalisch neuer Gebiete ermöglicht. Dieser Steigerung führt allerdings auch intrinsisch zu unerwünschten Effekten, da zum einen nichtlineare Effekte ab kritischen Intensitäten auftreten können, die Strahleigenschaften unerwünscht beeinflussen, und da viele optische Komponenten, unter anderem die Verstärkerkristalle und deren Beschichtung, durch zu intensive Lichtstrahlung beschädigt werden können.

Erst durch die Entwicklung der *Chirped Pulse Amplification* (CPA) ab 1985 [215, 143] wurde es möglich, Pulse auch jenseits der Zerstörschwelle optischer Komponenten zu generieren. Das grundlegende Prinzip ist hierbei relativ einfach. Ein kurzer, modengekoppelter Laserpuls geringer Energie wird durch einen Stretcher, also ein dispersives Element, wie ein Prisma oder Gitter oder eine Glasfaserleitung, zeitlich gestreckt. Das spektrale Profil bleibt hierbei grundlegend erhalten, es wird lediglich ein Chirp auf den Puls aufgeprägt, also die Modenkopplung durch eine Phasenmodulation $\Phi(t)$ systematisch aufgehoben. Dadurch ist diese Streckung reversibel, da der beispielsweise durch dispersive Elemente eingeführte up-chirp später in einem Kompressor durch einen down-chirp wieder ausgeglichen werden kann. Zwischen

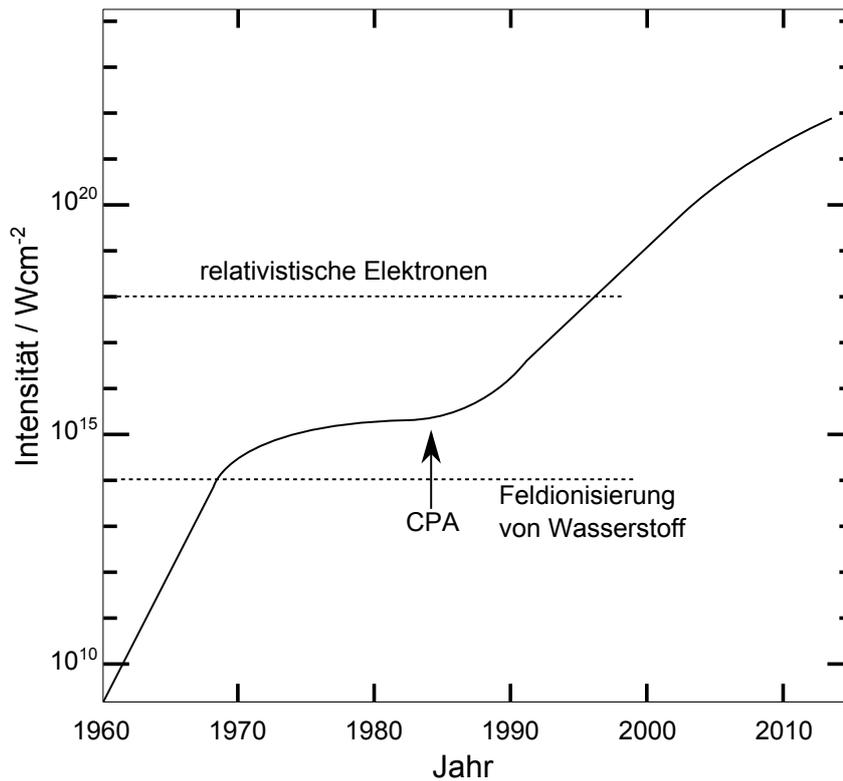


Abb. 2.4: Die Entwicklung der Intensität von Laserstrahlung seit der Erfindung des Lasers, deutlich zu erkennen ist der signifikante Einfluss der Erfindung der CPA.

Strecker und Kompressor kann der Puls nun durch mehrere Verstärkungsstufen wie multipass-Verstärker und regenerative Verstärker weiter an Energie beziehungsweise Leistung gewinnen, ohne die Verstärkerkristalle oder andere Komponenten zu beschädigen. Im Kompressor wird die Modenkopplung dann wiederhergestellt, und der Puls erhält wieder eine ultrakurze Pulsdauer. Dadurch wird nun auch die für die Laser-Plasma-Beschleunigung interessante relativistische Intensität durch Fokussierung auf beugungsbegrenzte Ausmaße ermöglicht. Zum Schutz von Optiken im Strahlengang ist der Strahl bis zur Interaktion mit einem Target stark aufgeweitet, bei den Leistungen im Bereich von 100 TW wie im Falle dieser Arbeit auf mehrere Zentimeter (vergleiche Abbildung 3.7).

Ein exemplarisches CPA-System wird in Abschnitt 2.1.3 vorgestellt.

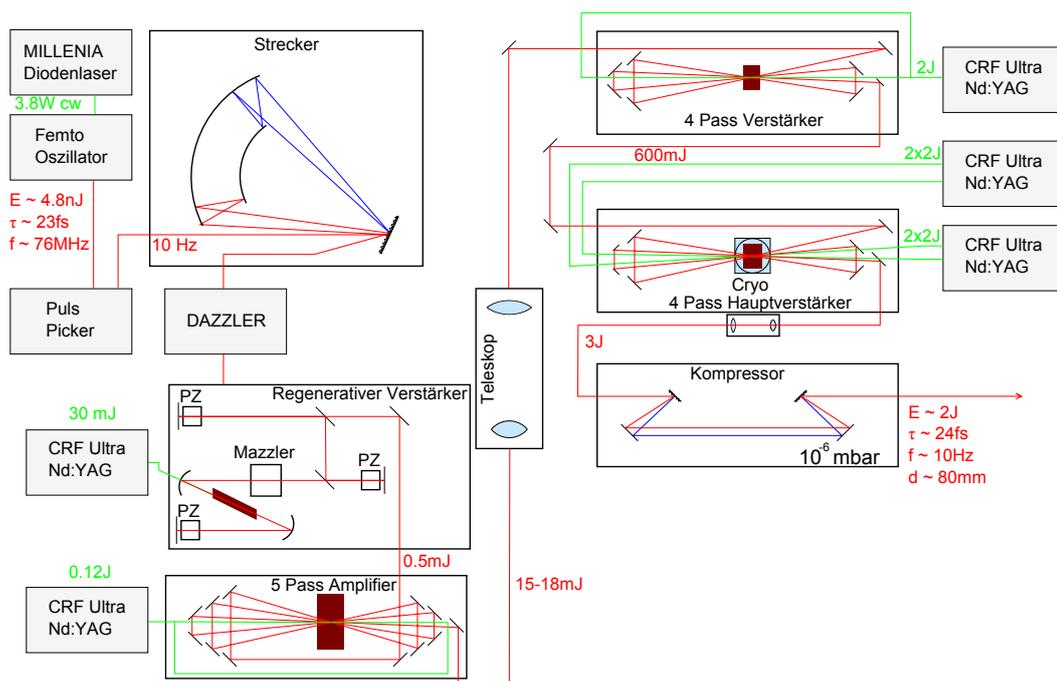


Abb. 2.5: Skizzierter Aufbau des Lasersystems ARCTURUS an der Heinrich-Heine Universität. Der Oszillator generiert Pulse von wenigen nJ Energie, welche dann mittels CPA gestreckt und in mehreren Stufen auf bis etwa 3 J verstärkt werden. Die Komprimierung auf bis 24 fs besitzt eine Transmission von bis zu 70 %, somit erhält man die in den meisten Experimenten eingesetzten 10 Hz Pulse mit 2 J Energie.

2.1.3 Arcturus Lasersystem

Im Folgenden wird das für die Experimente eingesetzte Lasersystem ARCTURUS der HHU Düsseldorf vorgestellt. Es handelt sich im Kern um ein kommerziell erwerbliches System von Amplitude Technologies (siehe Abbildung 2.5).

Ein Oszillator liefert mit einer Wiederholfrequenz von 76 MHz Pulse mit wenigen nJ Energie und Pulsdauern von 23 fs. Hiervon werden mit 10 Hz Pulse herausgepickt und in einem Stretcher auf 850 ps gestreckt. In einem akustoptischen Modulator (*Dazzler*) wird dann die Phase des Pulses angepasst, während die Pulsdauer hinter den folgenden Verstärkerstufen und dem Kompressor beobachtet wird. Hierdurch werden durch Dispersion und andere Effekte verursachte Phasenmodulationen ausgeglichen, die in den folgenden Stufen auftreten, und die durch den Kompressor allein nicht zu kompensieren sind. Außerdem kann durch absichtliche Fehleinstellung des Dazzlers eine Verlängerung des Pulses erzwungen werden, wodurch die Intensität der Laserstrahlung abnimmt. Allerdings hat dies sich im Experiment teilweise als begünstigend für die Stabilität der produzierten Elektronen erwiesen.

Im Folgenden durchläuft der Puls einen regenerativen und mehrere Multipass-Verstärkerstufen, welche im Grunde je aus mehreren frequenzverdoppelten Nd:Yag Pumplaser und einem Ti:Sa Kristall bestehen. Hierdurch wird ein Puls von wenigen nJ auf bis zu 3.2 J verstärkt. Ein Gitterkompressor verkürzt durch Aufhebung des ursprünglich aufgelegten Chirps nun die Pulslänge wieder auf die im Experiment verwendeten minimal 24 fs. Bei der Beugung an den Gittern entsteht ein Energieverlust von etwa 30 %, welcher über längere Zeiträume auch aufgrund von Verunreinigungen weiter zunehmen kann. Dadurch beträgt die Energie des Pulses bei der Wechselwirkung mit dem Target etwa 2 J. Mit der gemessenen Pulsdauer von minimal 24 fs erhält man somit eine effektive maximale Leistung von 80 TW.

Die relativistische Amplitude der Laserstrahlung auf dem Target hängt wie in Abschnitt 2.1.1 dargelegt von der Intensität ab, und diese wiederum von der Brennweite der eingesetzten Parabel. In den hier referierten Experimenten an unterkritischen Plasmen wurde eine Parabel mit $f = 45$ cm Brennweite eingesetzt. Der e^{-1} Durchmesser des aufgeweiteten, kollimierten Strahls, der vom Kompressor auf die Parabel geleitet wird, beträgt immer $w \approx 6.5$ cm (siehe Abbildung 2.6).

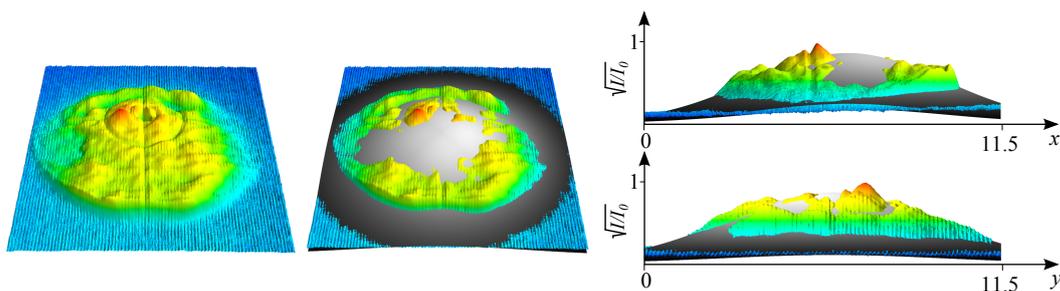


Abb. 2.6: Vermessung des Profils. Zu sehen ist die gemittelte Aufnahme von 56 aufeinanderfolgenden Schüssen auf einen Justageschirm, das Fadenkreuz des Schirms ist zu erkennen, ist aber nicht Bestandteil des eigentlichen Profils. Das Abschneiden des Strahls und Unregelmäßigkeiten im Profil sind zu erkennen, das fitting an eine Gaußglocke mit $E(x, y) = E_0 \exp(-x^2/w_x^2) \exp(-y^2/w_y^2)$ lässt trotzdem eine Abschätzung für den Strahldurchmesser mit $2w_x = 6.74$ cm und $2w_y = 6.24$ cm zu.

Mit der Abhängigkeit der Strahltaile vom Öffnungswinkel (2.7) und der Abhängigkeit der maximalen Intensität I_0 von der Strahltaile (2.8) lässt sich jetzt eine Abschätzung für die erreichbare Intensität und relativistische Amplitude angeben. Man erhält einen Durchmesser $2w_0 = 7.1 \mu\text{m}$, eine Rayleighlänge $z_R = 49.0 \mu\text{m}$ und eine Intensität $I_0 = 1.7 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ mit der relativistischen Amplitude $a_0 = 8.9$. Messungen (Unterabschnitt 3.2.1.1) bestätigen diese Abschätzung, liegen aber aufgrund von Imperfektionen im Strahlengang wie zu erwarten insgesamt unter diesem

Schätzwert. In der Praxis nimmt der Fokus eher Halbwertsbreiten von um die $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser an, dafür ergibt sich dann eine Intensität von $I \approx 8.4 \cdot 10^{19}\ \text{W}/\text{cm}^2$ und eine relativistische Amplitude von $a_0 \approx 6.2$. Auch in diesem Fall ist die Wechselwirkung zwischen der Laserstrahlung und Materie immer noch stark relativistisch.

Der Kontrast des Lasersystems ist über einen Autokorrelator 3. Ordnung vermessen und in Abbildung 2.7 dargestellt. Unter Verwendung eines sättigbaren Absorbers erhält man typische Kontrastwerte von 5×10^{-8} für $-10\ \text{ps}$, 1×10^{-9} für $-30\ \text{ps}$, 5×10^{-10} für $-100\ \text{ps}$ und $< 1 \times 10^{-10}$ für $-450\ \text{ps}$ [235].

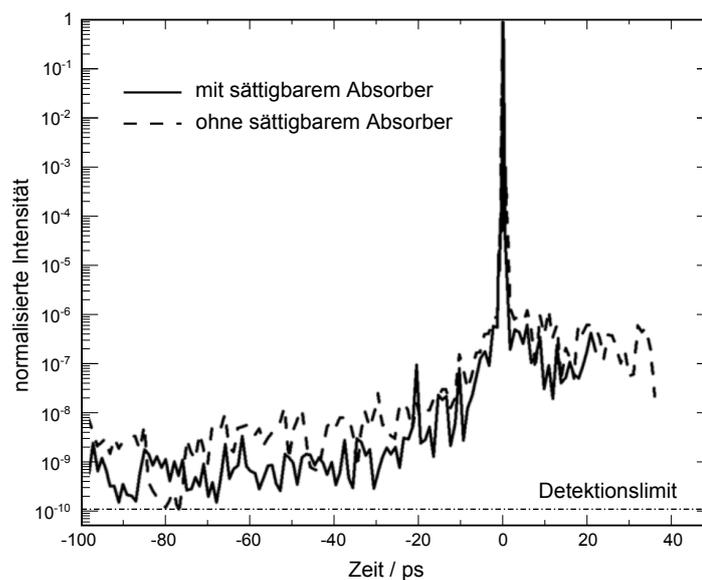


Abb. 2.7: Kontrast des Arcturus Systems, vermessen mit einem Autokorrelator 3. Ordnung (Amplitude Technologies Sequoia). Unter Verwendung eines Plasmaspiegels steigt der Kontrast je nach Substrat und Beschichtung um einen Faktor von 20-750. Abbildung aus [235].

Der Kontrast des Lasersystems kann durch den Einsatz eines Plasmaspiegels um Größenordnungen erhöht werden. Hierbei wird der Laserstrahl auf ein Substrat fokussiert, durch welches der Vorpuls, der idealerweise eliminiert werden sollte, transmittiert wird. Anschließend zündet die ansteigende Flanke des Hauptpulses auf der Oberfläche ein Plasma. An diesem Plasma, beziehungsweise an der expandierenden Schicht überkritischer Dichte, wird dann der Hauptpuls reflektiert (siehe 4.1) und durch eine Parabel, in deren Brennpunkt genau diese Interaktionsregion liegt, wieder parallel ausgerichtet und in die Experimentierkammer weitergeleitet. Je nach Wahl des Materials für das Plasmaspiegeltarget lässt sich so eine weitere errechnete Ver-

besserung des Kontrastes um den Faktor 20 im Falle von Borosilikatglas, BK7, oder den Faktor 750, wenn noch eine Antireflexbeschichtung auf dem Target verwendet wird, erreichen [3].

Während ein hoher Kontrast bei vielen Wechselwirkungen wünschenswert sein kann, um sicherzustellen, dass der Hauptpuls, der die relativistischen Intensitäten und Felder im $> \text{TV/m}$ -Bereich trägt, direkt mit dem Target interagiert, und nicht von einem Vorplasma reflektiert wird, kann er sich auch kontraproduktiv auswirken, wenn eine gewisse Vorionisierung des Targets erwünscht ist. Dies ist beispielsweise der Fall bei der Beschleunigung von Elektronen parallel zur Oberfläche eines Festkörpertargets (Experimente dazu in Unterkapitel 4.2) oder auch bei der Beschleunigung von Elektronen in einem unterkritischen Gas, welches dann nicht mehr aufwändig beispielsweise durch eine Kathodenentladung vorionisiert werden muss.

Adaptive Optik

Zur Modulation der Phasenfronten des Laserstrahls und dadurch der Ausdehnung und Qualität des Fokus wurde optional hinter dem Kompressor, also unmittelbar vor der Fokussierung auf das Target, eine adaptive Optik eingesetzt. Der Aufbau dieses Instruments ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

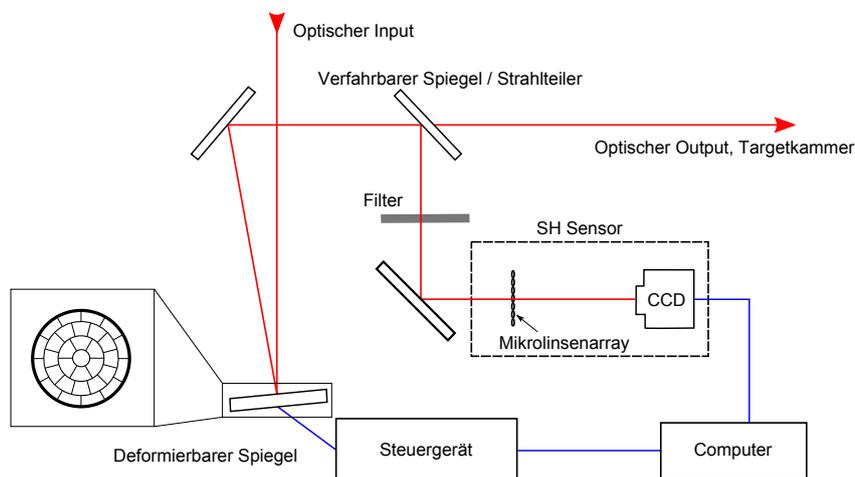


Abb. 2.8: Schema der adaptiven Optik mit dem deformierbaren Spiegel und dem Shack-Hartmann Sensor. In dem im Experiment verwendeten Aufbau wurde ein verfahrbarer Spiegel statt eines Strahlteilers verwendet.

Der einfallende Strahl wird über einen deformierbaren Spiegel geleitet, welcher aus 31 radialsymmetrisch angeordneten Segmenten besteht, die einzeln über Piezoele-

mente verstellt werden können. Ein geringer Teil des modulierten Strahls wird dann durch einen Strahlteiler oder einen Filter auf einen Shack-Hartmann-Sensor geführt. Dieser besteht aus einem zweidimensionalen Array aus Mikrolinsen und einem im Abstand der Brennweite dieser Linsen angeordneten CCD-Chip, auf welchem also im Falle paralleler Wellenfronten ein Punktgitter äquidistanter Foki entsteht. Wenn die Wellenfront lokal auf der Fläche einer Linse verkippt ist, so wird dieser Teil des Strahls mit einem zum Verkipfungswinkel proportionalen räumlichen Versatz auf dem Chip abgebildet. Prinzipiell macht der Shack-Hartmann-Sensor so Aussagen über die sonst nur interferometrisch verfügbare Phase der Welle möglich. Danach lassen sich über eine rechnerische Auswertung der Phaseninformation entweder online während des Experiments oder wie in der hier durchgeführten Variante einmalig zu Beginn einer Messreihe Fehler in dem Strahl kompensieren oder einführen. Einen im Strahl vorkommenden Winkelchirp kann man mit der adaptiven Optik allerdings nicht kompensieren.

Eine Kompensation zielt meist auf die Verbesserung der Strahlqualität beziehungsweise auf eine Verkleinerung des M^2 -Faktors des Fokus ab, während die Einführung von Fehlern, wie in Abschnitt 3.2.2 aufgegriffen wird, eine Erhöhung der Rayleighlänge und der Beschleunigungsstrecken erzeugen kann.

2.2 Laser-Materie-Wechselwirkungen

2.2.1 Ionisation

Im Folgenden wird erläutert, durch welche Prozesse Laserstrahlung Materie ionisiert und die Plasmen generiert, die im Umfang dieser Arbeit in Simulationen und Experimenten verwendet werden.

Zu einer ersten naiven Betrachtung der Ionisation von Atomen ohne Berücksichtigung nichtlinearer Effekte bietet sich die Betrachtung eines klassischen Systems an, in dem ein Elektron in einem Potentialtopf gefangen ist, in welchem es die Feldstärke E_{Atom} verspürt. Das dazugehörige physikalische Modell des Atoms ist das Bohr'sche Atommodell, in dem sich jedes Elektron auf einer Kreisbahn um den Atomkern befindet und ein dem jeweiligen Radius entsprechendes Energieniveau im Coulombpotential des Kerns besitzt.

Als erste Überlegung und obere Abschätzung kann man das Feld betrachten, mit der das Elektron von dem Atomkern angezogen wird, und die Intensität der Laserstrahlung berechnen, die nötig wäre, damit die Feldstärke des Lasers jenes

überschreitet. Am Beispiel eines Wasserstoffatoms, welches aufgrund der Präsenz von nur einem Elektron in der Elektronenhülle einfach analytisch als Zweikörpersystem behandelbar ist, lässt sich eine solche Abschätzung wie folgt durchführen. Wie oben beschrieben, hängt das vom Elektron verspürte Feld beziehungsweise mit $F = -Ee$ die Kraft in diesem Modell vom Abstand des Elektrons von dem Kern ab. Bei einem Wasserstoffatom handelt es sich in der klassischen Beschreibung um den Bohr-Radius, welcher über

$$\begin{aligned} a_{Bohr} &= 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \\ &\approx 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m} \end{aligned} \quad (2.9)$$

definiert ist. In dieser Entfernung vom Kern beträgt die elektrische Feldstärke also

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{a_{Bohr}^2} \\ &\approx 5.1 \cdot 10^{-11} \text{ V/m} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Die Intensität der Laserstrahlung von bis um die 10^{20} Wcm^{-2} , die uns durch die CPA-Technik zur Verfügung steht, übersetzt sich mit $E = \sqrt{2I/(c\epsilon_0)}$ zu einer Amplitude des elektrischen Felds von $2.7 \cdot 10^{13} \text{ V/m}$ und liegt also Größenordnungen über der Feldstärke, die ein an ein Wasserstoffatom gebundenes Elektron verspürt.

Anders gerechnet kann man die atomare Intensität bestimmen, welche die Intensität angibt, die ein Laserstrahl besitzt, welcher gerade die Feldstärke überschreitet, die das Elektron im Wasserstoffatom verspürt. Es ergibt sich ein Wert von $I_a = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E^2 \approx 3.51 \cdot 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$, weit unter den durch CPA inzwischen kommerziell standardmäßig verfügbaren Intensitäten. Wie im Folgenden gezeigt wird, liegt die tatsächliche Schwelle zur Ionisierung eines Atoms sogar noch um zwei Größenordnungen unter diesem Wert.

Als erste Erkenntnis erlaubt dieser Vergleich die Abschätzung, dass ein Gas durch die ansteigende Flanke eines entsprechenden Laserpulses, oder bei schwachem Kontrast wie durch eine signifikante ASE bereits durch einen Vorpuls, direkt ionisiert wird und somit der Laserpuls selbst mit einem vorgefertigten Plasma wechselwirkt.

Physikalisch sinnvoller als wie oben der Vergleich der Feldstärken ist jedoch die Betrachtung der Energie, die ein Photon aus dem Laserpuls in dem Elektron deponiert, und die Verformung des Potentials, welches das Elektron gefangen hält.

Bereits unterhalb der kritischen atomaren Intensität I_a , oberhalb derer Ionisation

in jedem Fall eintreten wird, kann es zur Ionisation kommen, wenn der Effekt der *Multiphotonenionisation* (MPI) eintritt. Klassisch wird bei der Photoionisation, für dessen Deutung Einstein 1921 den Nobelpreis erhielt, immer ein Elektron durch je ein Photon ausgelöst, solange die Energie des Photons $\hbar\omega_L$ größer ist als die Bindeenergie beziehungsweise Auslösearbeit des Elektrons. Ein Energieüberschuss wird dabei in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt, allerdings isotrop beziehungsweise mit einem zufällig orientierten Impuls. Mit optischer Strahlung, deren Photonen eine Energie von unter 3 eV tragen, ist dieses Szenario aber nicht möglich.

Oberhalb einer Intensität von etwa 10^{10} Wcm^{-2} , welche bereits kurz nach Erfindung des Lasers zur Verfügung stand (Abbildung 2.4) kann es allerdings auch zur Ionisierung kommen, wenn die Photonenenergie geringer als die Auslösearbeit ist, indem mehrere Photonen quasi gleichzeitig absorbiert werden, deren Energie sich dann aufaddiert. Für eine Ionisierung durch n Photonen gilt dabei die Rate $\Gamma_n \sim \sigma_n(I_L)^n$. σ_n ist der Wirkungsquerschnitt für die gleichzeitige Ionisation durch n Photonen, welcher mit steigender Photonenanzahl stark abnimmt, so ist die Wahrscheinlichkeit der Ionisation durch ein Photon beispielsweise immer sehr viel höher als die durch zwei. I_L , also die Intensität beziehungsweise in erster Linie der Photonenfluss geht in der n -ten Potenz in die Gleichung ein, also kann die Rate Γ_n im Falle hoher Intensitäten ab 10^{10} Wcm^{-2} relevant werden. So kann beispielsweise die Ionisation von Helium durch 22 Photonen aus dem infraroten Spektralbereich bei einer Intensität von 10^{15} Wcm^{-2} herbeigeführt werden [137].

Ein auf die MPI aufbauender Effekt ist die *Above Threshold Ionization* (ATI), bei der mehr Photonen als notwendig (above threshold) vom Elektron absorbiert werden und das Elektron, wie bei der Photoionisation durch ein einzelnes Photon mit überschüssiger Energie, das Ion mit der entsprechenden kinetischen Energie verlässt, also $E_{kin} = \hbar\omega_L(n + s) - E_{Ion}$ mit der Ionisierungsenergie E_{Ion} und der nötigen und überschüssigen Photonenanzahl n, s . Diese Wechselwirkung kann allerdings nur eintreten, solange das Elektron noch an das Ion gebunden ist. Die vollständige Absorption eines Photons durch ein freies Elektron ist aus Gründen der Impulserhaltung nicht möglich, erlaubt sind dann nur die elastische Thomson- oder die inelastische Comptonstreuung, bei denen ein Photon im optischen Bereich kaum Energie verliert. In Abbildung 2.9 a) und b) sind beide Effekte schematisch dargestellt.

Wenn die Intensität der Laserstrahlung sich im Bereich der atomaren Intensität

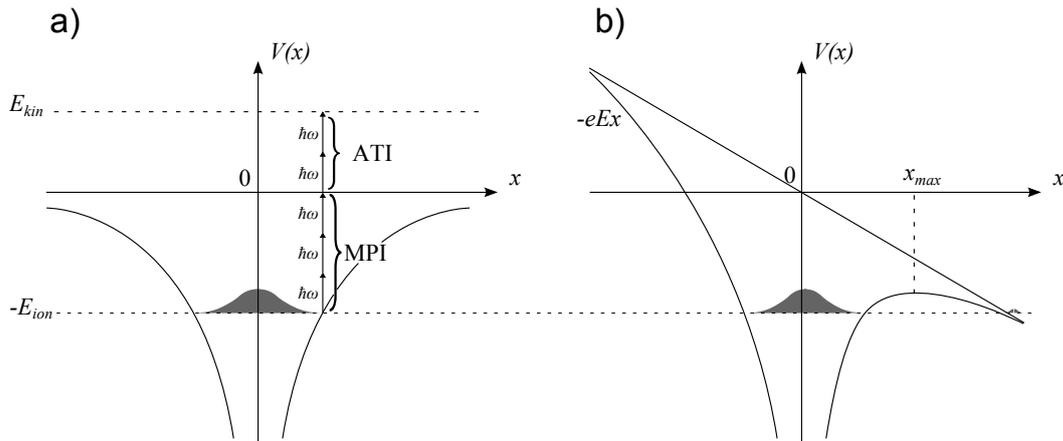


Abb. 2.9: Verschiedene durch Laserstrahlung erreichbare Ionisationsmechanismen.

a) n Photonen mit der Energie $n\hbar\omega_L \geq E_{ion}$ werden gleichzeitig absorbiert und setzen das Elektron mit minimaler kinetischer Energie frei. Ist $n\hbar\omega_L > E_{ion}$, so erhält das Elektron zusätzliche kinetische Energie durch überschüssige Photonen, die noch absorbiert werden, während das Elektron sich im Potential des Ions befindet. Auf dieses wird dann der Großteil des Impulses der Photonen übertragen.

b) Das oszillierende Feld des Laserstrahls kann in diesem Mechanismus als statisch angesehen werden und verzerrt das Potential ($\nabla\Phi = -\mathbf{E}$). Bei einem ausreichend starken Feld wird dabei ermöglicht, dass das Elektron durch den Potentialwall endlicher Breite bei x_{max} tunnelt. Noch höhere Felder führen dazu, dass dieser Wall unter das Potential des gefangenen Elektrons gedrückt wird (BSI). Dies ist bei den hier verwendeten relativistischen Intensitäten der dominierende Effekt.

befindet, wird das Potential des Atoms durch das elektrische Feld der Laserstrahlung beeinflusst. Dies kann bis zu einem Ausmaß geschehen, dass die Ionisationsschwelle unter das Potential des Elektrons gedrückt wird, wie in Abbildung 2.9 b) schematisch dargestellt. Hier wird ein externes elektrisches Feld angenommen, welches das Potential linear verzerrt, so dass das Elektron ein Gesamtpotential $\phi(x) = -Ze/x - Ex$ spürt. Ab einer ausreichenden Verzerrung des Potentials entsteht eine relevante Wahrscheinlichkeit, mit der das Elektron unter dem verbleibenden Potentialwall (in der Abbildung bei $x = x_{max}$) durchtunnelt und somit vom Ion gelöst werden kann. Intuitiv ist ersichtlich, dass diese Wahrscheinlichkeit für starke und quasistatische, lange anhaltende elektrische Felder höher ist als für schwache und schnell oszillierende, bei welchen dann die Ionisierung durch den Photoeffekt einschließlich MPI und ATI

überhand nimmt. Um beide Regimes zu trennen, kann man den Keldysh-Parameter

$$\gamma = \omega_L \frac{\sqrt{2m_e E_{ion}}}{eE_0} \approx \sqrt{\frac{E_{ion}}{U_{pond}}}$$

mit der Ionisationsenergie E_{ion} und der maximalen Amplitude E_0 des elektrischen Feldes des Lasers und dem ponderomotorischen Potential des Lasers $U_{pond} = e^2 E_0^2 / (4m\omega_L^2)$ zu einer Abschätzung heranziehen. Hierbei kann für geringe Kernladungszahlen [122] der Bereich um $\gamma = 1$ für die Trennung zwischen dem Regime der Tunnelionisierung ($\gamma < 1$) und dem der Ionisierung durch den Photoeffekt ($\gamma > 1$) als Schwellwert dienen.

Bei Pulsen mit geringem Kontrast beziehungsweise langer Anstiegszeit kann es aber auch bei Intensitäten, die durch einen Keldyshparameter $\gamma < 1$ eigentlich bevorzugt Ionisierung durch Tunnelionisierung auslösen sollten, zu einer kompletten Ionisierung durch ATI kommen, wenn der Vorpuls beziehungsweise die Anstiegszeit des Laserpulses länger ist als die Lebensdauer der angeregten Elektronen [23].

Ab einer kritischen externen elektrischen Feldstärke wird das Coulombpotential derart verformt, dass das resultierende Feld unter die Ionisationsenergie des Elektrons sinkt und dieses dadurch spontan von dem Ion getrennt wird. Unterhalb dieser Feldstärke ist die Rede von Tunnelionisierung, darüber von *Barrier Suppression Ionization* (BSI). Der benötigten kritischen Feldstärke $E_{BSI} = E_{ion}^2 / (4Ze^3)$ lässt sich eine Intensität einer entsprechenden Laserstrahlung zuordnen, es ergibt sich $I_{BSI} = c / (8\pi) E_{BSI}^2 = cE_{ion}^4 / (128\pi Z^2 e^6)$. Diese analytische Vereinfachung gilt nur exakt für ein Atom beziehungsweise Ion mit einem Elektron im untersten (1s) Orbital. Am Beispiel von Wasserstoff erhält man eine kritische Intensität von $I_{BSI} = I_a / 256 \approx 1.37 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$, also zwei Größenordnungen unterhalb der atomaren Intensität. Daher ist es so, dass ein Gas bereits in der ansteigenden Flanke eines kurzen, energiereichen Laserpulses ionisiert wird und der Hauptpuls nur noch mit einem vollständig ionisierten Plasma interagiert. Die meisten der Experimente dieser Arbeit an unterkritischen Plasmen fanden an Heliumtargets statt. Die Intensität, ab der He^{++} ($E_{ion} = 54.42 \text{ eV}$) durch BSI entsteht, ist mit $I_{BSI} = 8.8 \cdot 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ immer noch zwei Größenordnungen unter relativistischen Intensitäten und mehr als vier unter der Intensität der uns zur Verfügung stehenden Laserstrahlung.

Als Konsequenz kann man also davon ausgehen, dass die hier verwendeten Pulse ein Gas bereits mit der ansteigenden Flanke vollständig ionisieren und dass der

Hauptpuls nur noch mit dem dabei entstandenen Plasma interagiert.

2.2.2 Einzelnes Elektron im Laserfeld

Im Folgenden wird, als Grundlage für die Dynamiken der Ladungsverteilungen und der kollektiven Felder im Plasma, die Wechselwirkung eines Laserpulses auf ein freies Elektron erläutert.

Eine direkte Beschleunigung von Elektronen durch die Felder des Laserpulses wird dabei nicht unmittelbar als eigenständiger Beschleunigungsmechanismus verfolgt. Bei der zuvor erwähnten CAS Beschleunigung, und bei dem TSPA Mechanismus (Abschnitt 4.2), wird dieser Gedanke jedoch aufgegriffen. Auch dort interagieren die die Felder des Lasers direkt mit den Ladungsträgern, statt, wie bei den anderen Beschleunigungsmechanismen, in erster Linie über die kollektiven Felder eines Plasmas.

Ein simples Modell, welches beschreibt, wie Elektronen durch einen Laserpuls beschleunigt werden, besteht in der Wechselwirkung zwischen einer ebenen elektromagnetischen Welle und einem darin oszillierenden Elektron.

Die maßgebliche Bewegungsgleichung besteht aus der Superposition der elektrischen und der Lorentzkraft und lautet im allgemeinen, relativistischen Fall

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = m_e c \frac{d\gamma\boldsymbol{\beta}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.11)$$

mit dem Impuls \mathbf{p} , der Geschwindigkeit $\mathbf{v} = \beta c$ und dem Gammafaktor $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$.

Das Elektron wird von dem oszillierenden E - und B -Feld zu einer Zitterbewegung angeregt, allerdings erhält dieses dadurch keinen Impuls, wenn der Laserpuls zeitlich begrenzt ist und die Wechselwirkung mit dem Elektron endet. Diese grundlegende Einschränkung wird als Lawson-Woodward-Theorem bezeichnet [38]. In Abbildung 2.10 sind die Elektronentrajektorien im Orts- und Impulsraum aufgezeichnet, die bei der Wechselwirkung eines räumlich, also transversal, unendlich ausgedehnten und zeitlich gaußförmigen Laserpulses mit einem Elektron entstehen. Parallel zur Propagationsrichtung des Lasers führt das Elektron aufgrund des magnetischen Feldes mit der doppelten Laserfrequenz $2\omega_L$ eine Oszillation durch, durch die netto eine Vorwärtsdrift mit maximal

$$v_D = c \frac{a_0^2}{4 + a_0^2}$$

entsteht, deren genauer Betrag von der Phase der Welle bei der Einkopplung des

ruhenden Elektrons abhängt [6].

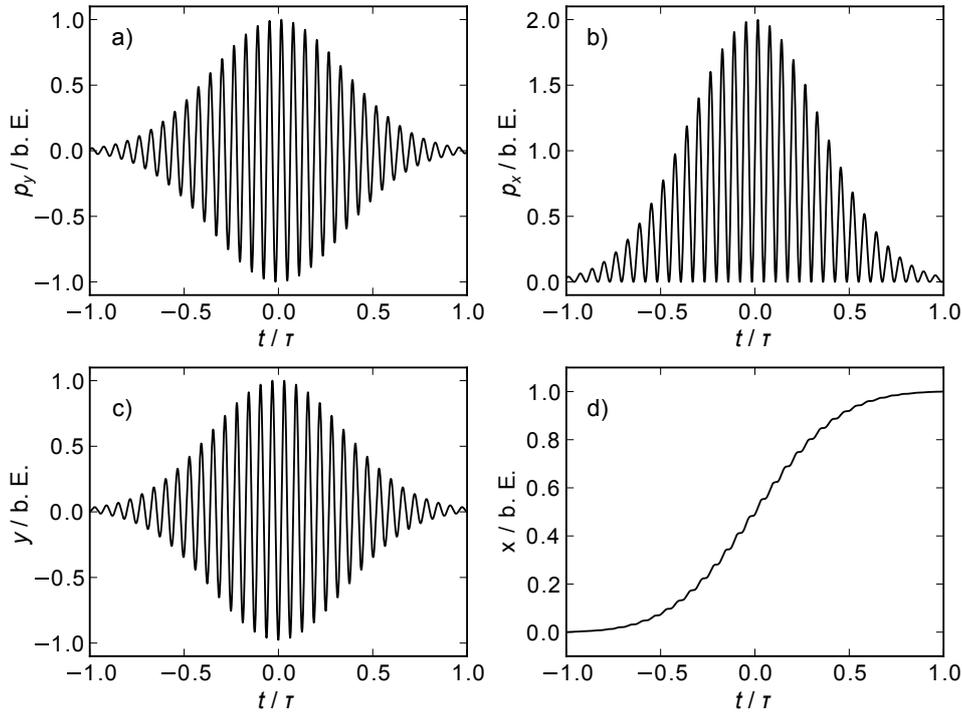


Abb. 2.10: Analytische Simulation der Bewegung eines Elektrons in einer transversal unendlich ausgedehnten y -polarisierten Welle mit zeitlicher Begrenzung τ . Wie in a) und b) zu sehen ist, hat das Elektron nach Passieren des Laserpulses durch die Wirkung des \vec{E} -Feldes keinen Impuls gewonnen, und sich lediglich, wie in c) und d) zu erkennen, durch die Lorentzkraft $\vec{v} \times \vec{B}$ und die daraus resultierende Figur-8-Bewegung in Propagationsrichtung des Lasers fortbewegt.

Das Elektron führt nun eine „Figur-8“-Bewegung aus, wie in Abbildung 2.11 dargestellt. Dies ist die Folge der periodisch aufeinanderfolgenden Phasen der transversal gerichteten elektrischen Kraft und der longitudinal (beziehungsweise zumindest mit einer longitudinalen Komponente) gerichteten Lorentzkraft.

Für Laserstrahlung geringer Intensität erfährt das Elektron auch nur eine geringe Beschleunigung durch das elektrische Feld und besitzt somit eine Geschwindigkeit $\beta \ll 1$, man spricht dann von nichtrelativistischen Intensitäten.

Mit $\mathbf{B} = \mathbf{E}/c$ und $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ lässt sich die rechte Seite von (2.11) als $-e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E})$ darstellen, wenn $\beta \ll 1$ kann man den $\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}$ Summanden vernachlässigen, und die Bewegungsgleichung reduziert sich auf

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E}.$$

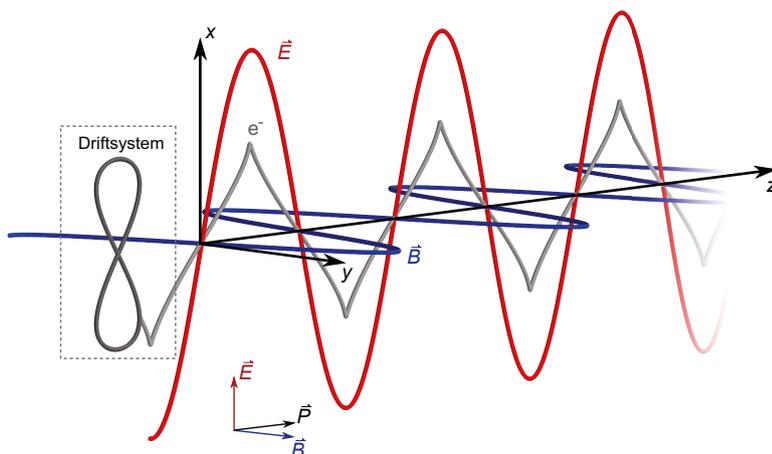


Abb. 2.11: Bewegung eines Elektrons in einer elektromagnetischen Welle mit einer Intensität von mehr als 10^{18} Wcm^{-2} , in dem der $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -Term der Bewegungsgleichung relevant wird. Links die Bewegung in einem System, welches sich mit der mittleren Geschwindigkeit des Elektrons bewegt, rechts die Bewegung aus der Perspektive eines ruhenden Laborsystems. Zu sehen ist hier ein Schnappschuss zu einem festen Zeitpunkt, bei dem die graue Linie einen Elektronenstrahl darstellt. Betrachtet man stattdessen ein einzelnes Elektron, so folgt dieses einem Pfad, der mit wachsenden Abständen die z -Achse schneidet. Dieser Abstand skaliert mit $a_0^2 c / (4 + a_0^2)$ [6], wächst also mit a_0 . Für sehr schwache, nichtrelativistische Strahlung, läuft die Geschwindigkeit der Drift in z -Richtung gegen Null. Über den Effekt der relativistischen Thomsonstreuung strahlt das Elektron $2\omega_L$ und weitere Harmonische der Eingangsstrahlung in Kegeln ab, deren Orientierung von der jeweiligen Ordnungszahl der Harmonischen abhängt [25].

In dem analytisch simplen Fall einer planen, unendlich ausgedehnten elektrischen Welle der Form $\mathbf{E}(t, \mathbf{z}) = \mathbf{E}_0 \sin(\omega_L t - \mathbf{kz})$ wird das Elektron zu einer harmonischen, phasenversetzten Schwingung angeregt mit einer maximalen Geschwindigkeit von $v = eE_0 / (m_e \omega_L)$ und einer Amplitude von $\hat{x} = eE_0 / (m_e \omega_L^2)$.

Die kinetische Energie $U = 1/2 m \overline{v^2}$, die gemittelt in der Zitterbewegung des Elektrons steckt, wird als ponderomotorisches Potential des Lasers bezeichnet. Mit $\int_0^{2\pi} \sin^2(\omega_L t) dt / 2\pi = 1/2$ erhält man

$$U_{\text{pond}} = \frac{e^2 E_0^2}{4 m_e \omega_L^2}$$

oder, für relativistische Intensitäten [1, 186, 97]

$$U_{\text{pond,rel}} \approx \frac{m_e c^2 a_0^2}{4} \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}^{-1}. \quad (2.12)$$

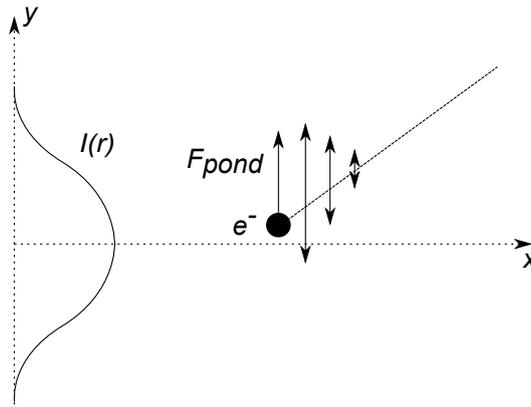


Abb. 2.12: Schematische Darstellung der ponderomotorischen Verdrängung eines Elektrons durch einen Laserpuls mit nach außen abfallender Intensität und Feldstärke. Das Elektron wird innerhalb einer Periode des Feldes asymmetrisch von der Achse verdrängt, sofern das Elektron weit ausgelenkt wird die Intensität einen hohen Gradienten besitzt. Beides ist bei hart fokussierten, relativistischen Laserpulsen der Fall.

Im Bezug auf einen dauerhaften Energiegewinn eines Elektrons spielt das ponderomotorische Potential erst dann eine Rolle, wenn die Welle eine räumliche Intensitätsverteilung besitzt, beispielsweise eine Gaußverteilung. In diesem Fall erfährt das Elektron in der Nähe der optischen Achse immer eine größere Beschleunigung als weiter außen, da das E -Feld nun einen Gradienten besitzt. Das Elektron verspürt dann über die Oszillation des Feldes gemittelt die ponderomotorische Kraft $F_P = -\nabla U_{pond}$. Dies führt dazu, dass sich ein Elektron über mehrere Perioden der Oszillation von der optischen Achse wegbewegt. Bei nichtrelativistischen Intensitäten besitzt der übertragene Impuls dabei ausschließlich eine Komponente senkrecht zur Propagationsrichtung des Laserpulses. Aber auch bei relativistischen Intensitäten, in denen aufgrund des $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -Terms eine Komponente in Propagationsrichtung ermöglicht wird, ist dieser Effekt nicht effektiv als Beschleunigungsmechanismus nutzbar. Die erreichbaren Energien über ponderomotorische Streuung von Elektronen befinden sich bei derzeitigen Lasersystemen im Bereich von $\ll 10$ MeV [170] beziehungsweise in dem Bereich des relativistischen ponderomotorischen Potentials des Laserpulses (2.12), also für $a_0 = 5$ etwa $E_{kin} \approx 0.8$ MeV. In Abbildung 2.12 ist die ponderomotorische Verdrängung eines Ladungsträgers von der optischen Achse schematisch dargestellt.

Die ponderomotorische Streuung von Elektronen scheidet als effektiver Beschleunigungsmechanismus also ebenfalls aus. Als Ausweg, um sich dennoch die hohen

Leistungsdichten von Laserstrahlung zunutze machen zu können, verwendet man daher die kollektiven Felder, die in einer Plasmawelle entstehen, welche durch den Laserpuls angetrieben wird. Durch diese Welle wird das ponderomotorische Potential des Laserpulses in eine nach vorne gerichtete Kraft transformiert, welche sich unter bestimmten Bedingungen sehr zur Beschleunigung geladener Teilchen eignen kann. Hintergründe dieser Beschleunigungsmechanismen werden in Abschnitt 3.1.1 beschrieben.

2.2.3 Laserstrahlung im Plasma

Da die Vakuumbeschleunigung von Elektronen aufgrund der Lawson-Woodward-Theorems, der Instabilität der direkten Beschleunigung (CAS) und der geringen Energieausbeute der ponderomotorischen Streuung ausscheiden, betrachten wir nun die Physik eines Laserpulses in einem Plasma. Dieses kann sowohl zur Erzeugung von effektiven beschleunigenden Strukturen als auch als Lieferant von Hintergrundelektronen dienen, welche in diesen Strukturen Energie aufnehmen.

Wenn der Laserpuls, oder wie beschrieben, bereits dessen ansteigende Flanke oder der Vorpuls, eine signifikante Anzahl von Elektronen von den Atomen ionisiert hat, spricht man von einem Plasma. Der Definition nach ist das der Fall, wenn die Eigenschaften der Materie maßgeblich durch die freien Ladungsträger bestimmt werden.

Die Propagation von Laserpulsen in einem Plasma, insbesondere die von relativistischen Pulsen, unterliegt besonderen Mechanismen, von denen einige relevante im Folgenden vorgestellt werden.

Viele wesentliche Eigenschaften eines Plasmas und seiner Wechselwirkung auf elektromagnetische Anregung hängen ab von seiner Plasmafrequenz, also der Frequenz, mit der das Plasma (beziehungsweise in erster Linie die leichten, beweglichen Elektronen) auf äußere Störungen antworten und oszillieren. Da die unbeweglichen Ionen einen homogenen, unendlich ausgedehnten Hintergrund darstellen, erzeugen sie netto kein Feld und können bei der Betrachtung ignoriert werden. Dann berechnet sich die Plasmafrequenz ω_P allein über die Rückstellkraft der verdrängten Elektronen und damit deren Dichte zu

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.13)$$

mit der Elektronendichte n_e , der Elementarladung e , der elektrischen Feldkon-

stante ε_0 und der Masse eines Elektrons m_e .

Im Falle eines Laserpulses, der die Oszillation der Elektronen mit relativistischen Geschwindigkeiten anregt, entsteht die relativistische Plasmafrequenz

$$\omega_{P,rel} = \omega_P / \bar{\gamma}_e \quad (2.14)$$

mit dem zeitlichen Mittel des Gammafaktors der Elektronen

$$\bar{\gamma}_e = \tau^{-1} \int_0^\tau \sqrt{1 - \left(\frac{v_e(t)}{c}\right)^2}^{-1} dt \approx \sqrt{1 + a_0^2/2}$$

und der Elektronengeschwindigkeit $v_e(t)$. Die Verringerung der Plasmafrequenz für relativistische Laserstrahlung kann als Folge der Massezunahme der oszillierenden Elektronen gedeutet werden, die somit eine höhere Trägheit besitzen.

In Abhängigkeit von der Frequenz einer von außen auf das Plasma treffenden elektromagnetischen Welle unterscheidet man anhand der Plasmafrequenz zwischen zwei grundlegenden Regimes. Ist die Frequenz der Strahlung kleiner als die Plasmafrequenz, so können die Elektronen an der Plasma-Vakuum-Grenze mit der anregenden Frequenz schwingen und die Welle somit phasenversetzt reflektieren. Ist die Frequenz der Strahlung größer, so können die Elektronen nicht mehr phasengekoppelt auf das eingehende Signal antworten und das Plasma wird für die Strahlung transparent, diese kann es also durchqueren.

Dieser unterkritische Fall ist für optische Strahlung, wie die in den Experimenten dieser Arbeit verwendete Ti:Sa-Laserstrahlung mit $\lambda_L \approx 800 \mu\text{m}$ bei gasförmigen Plasmen gegeben. Hier dringt der Laserstrahl in das Plasma ein und bildet Strukturen innerhalb des Plasmas, welche für diese Arbeit relevante Beschleunigungsmechanismen ermöglichen. Hingegen entstehen bei der Ionisierung von Festkörpern für optische elektromagnetische Wellen überkritische Plasmen. Ein in den Experimenten aus Kapitel 4.2 relevanter Mechanismus baut darauf auf, dass an der Festkörperoberfläche die Laserstrahlung durch die schnelle Bewegung der Elektronen reflektiert wird. Hier kommt es dann zu Interferenzen des einfallenden und reflektierten Strahls nahe der Oberfläche, welche ebenfalls als Beschleunigungsmechanismus genutzt werden können.

In diesem Zusammenhang definiert man auch die Größe der kritischen Dichte

n_c , bei der die Plasmafrequenz (2.13) der Laserfrequenz entspricht

$$n_c = \omega_L^2 \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2} \quad (2.15)$$

und welche überkritische von unterkritischen Plasmen trennt.

Für ein Verständnis der Propagation von Laserstrahlung in unterkritischen Plasmen ist neben der Wirkung des Laserpulses auf das Plasma, also in erster Linie die ponderomotorische Verdrängung entlang der optischen Achse, auch die wechselseitige Wirkung des Plasmas auf den Laserpuls relevant.

Grundlegend für die Propagation von Laserpulsen in Materie ist deren Dispersionsrelation, also die Abhängigkeit der Kreisfrequenz von der Wellenzahl. Diese lässt sich grundlegend aus den Maxwell-Gleichungen herleiten und lautet

$$\omega_L^2 = \omega_P^2 + k_L^2 c^2 \quad (2.16)$$

mit der Kreisfrequenz und der Wellenzahl ω_L, k_L der elektromagnetischen Welle und der Plasmafrequenz ω_P . Hieraus lässt sich die Phasengeschwindigkeit des Lasers im Plasma $v_{ph,L}$ und der Brechungsindex des Plasmas $\eta := c/v_{ph,L}$ bestimmen mit

$$v_{ph,L} = \frac{\omega_L}{k_L} \stackrel{(2.16)}{=} \frac{c\omega_L}{\sqrt{\omega_L^2 - \omega_P^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_P^2/\omega_L^2}} \quad (2.17)$$

hieraus folgt $\eta = \sqrt{1 - \omega_P^2/\omega_L^2}$ und mit (2.13) und (2.15)

$$\eta = \sqrt{1 - n_e/n_c} \quad (2.18)$$

welcher für $n_e < n_c$ im Intervall $[0 \dots 1]$ liegt und für $n_e > n_c$ imaginäre Werte annimmt, was analytisch gerade der exponentiellen Extinktion der evaneszenten Welle in diesem Fall entspricht.

Im Fall $n_e < n_c$ dringt die Strahlung in das Plasma ein und besitzt dort eine von der lokalen Elektronendichte abhängige Phasengeschwindigkeit.

Die Gruppengeschwindigkeit eines Laserpulses im Plasma berechnet sich [33] mit

$$\begin{aligned} v_{g,L} &= \frac{d\omega_L}{dk_L} = c \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_L^2} \right)^{1/2} \\ &= c\eta \end{aligned} \quad (2.19)$$

und ist somit immer kleiner c .

In einem Szenario, in dem ein Laserpuls eine Plasmawelle antreibt, ist die Gruppengeschwindigkeit des Pulses identisch zur Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle $v_{g,L} = v_{ph,P}$. Dies kann Beschleunigungsmechanismen mit Laserpulsen grundlegend verkomplizieren, da hinreichend beschleunigte Elektronen sich mit nahezu c durch das Plasma bewegen und somit nicht mehr synchron beziehungsweise phasenangepasst einem Laserpuls folgen können, siehe Abschnitt 3.1.1.

Erkennbar ist durch (2.18) rein qualitativ, dass eine verringerte Elektronendichte zu einer ebenfalls verringerten Phasengeschwindigkeit führt. Dies ist unter anderem relevant für den Effekt der ponderomotorischen Selbstfokussierung.

Wenn ein hinreichend intensiver Laserpuls in ein Plasma eintritt und dort ponderomotorisch die Elektronendichte auf der optischen Achse verringert, verringert sich dort also dementsprechend auch die Phasengeschwindigkeit. Die anfangs (im idealisierten Falle eines parallel verlaufenden, nicht fokussierten Strahls) parallelen Phasenfronten fallen im Bereich des Intensitätsmaximums also zurück, wodurch, da die Propagationsrichtung immer senkrecht auf den Phasenfronten steht, eine Fokussierung des Strahls eingeführt wird.

Eine solche Selbstfokussierung bedeutet unter anderem, dass der Laserpuls in einem Plasma über längere Distanzen als die Rayleighlänge fokussiert bleiben kann. Prinzipiell wird der Strahl erst durch Filamentierung oder durch Deponierung seiner Energie in die Ionisierung und Aufheizung des Plasmas so weit abgeschwächt, dass diese Fokussierung nicht mehr effektiv aufrechterhalten werden kann.

Für Laserpulse mit normalisierten Amplituden $a_0 > 1$, die die achsennahen Elektronen ponderomotorisch auf relativistische Energien beschleunigen können, kommt ein weiterer Mechanismus der Selbstfokussierung hinzu [216]. Die Elektronen in der Nähe der optischen Achse, beziehungsweise des Intensitätsmaximums, erfahren aufgrund der Beschleunigung zu relativistischen Geschwindigkeiten eine Massezunahme um den relativistischen Lorentzfaktor γ , aufgrund derer sich auch der Brechindex im entsprechenden Bereich verringert. Dieser lautet im relativistischen Falle

$$\eta_{rel} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma} \frac{n_e}{n_c}}.$$

Die relative Verlangsamung der Phasengeschwindigkeit im Zentrum zu den Flanken des Pulses führt auch hier wieder zu einer Fokussierung. Maßgeblich wird dieser

Effekt erst ab einer kritischen Leistung von

$$P_{cr} = 2 \frac{c^5 m_e^2 \omega_L^2}{e^2 \omega_P^2}$$

, oder in gebräuchlichen Einheiten [36]

$$P_{cr} = 17.4 \text{ GW} \cdot \left(\frac{\omega_L}{\omega_P} \right)^2 . \quad (2.20)$$

Unterhalb dieser Leistung wird der Laserpuls defokussiert, für $P \approx P_{cr}$ bleibt der Puls über längere Wege mit konstantem Radius erhalten, für $P > P_{cr}$ tritt eine Fokussierung ein, die zwar mit steigender Leistung P zunimmt, aber aufgrund höherer Nichtlinearitäten nicht beliebig stark werden kann [214]. Für Laserpulse mit $P > P_{cr}$ tritt also ein relativistisches self-guiding im Plasma ein. Für Plasmadichten im unterkritischen Bereich um die 10^{19} cm^{-3} liegt der Schwellwert bei etwa 3 TW, also in einem Bereich der heute leicht von kommerziell erhältlichen Lasersystemen, im Speziellen von dem 100 TW ARCTURUS-System der Universität Düsseldorf, überschritten werden kann.

Kapitel 3

Elektronenbeschleunigung in unterkritischen Plasmen

Unterkapitel

3.1	Konzepte der Laser Wake Field Acceleration	37
3.1.1	Laser Wakefield Acceleration	38
3.1.2	Das nichtlineare „bubble“ Regime	48
3.2	Elektronen aus dem Gasjet	53
3.2.1	Experimenteller Aufbau	53
3.2.2	Ergebnisse	62
3.3	Elektronen aus der Gaszelle	72
3.3.1	Aufbau	72
3.3.2	Stabilität der Energie und des Pointings	73
3.3.3	Gasgemische	77
3.4	Zusammenfassung	78

Die Beschleunigung von Ladungsträgern mit Hilfe von Wellen in unterkritischen Plasmen, welche durch gepulste Laserstrahlung angeregt werden, wurde erstmals vorgeschlagen und analytisch sowie numerisch untersucht in [218]. Die grundlegende Motivation besteht in den um Größenordnungen überlegenen elektrischen Feldstärken, die in Plasmen aufgebaut und zur Beschleunigung genutzt werden können. Während die elektrischen Felder in klassischen Beschleunigern wegen Vakuumdurchschlag (Kilpatrick-Kriterium, [110]) auf etwa 50 MV/m begrenzt sind, können in einem Plasma der Elektronendichte n_e Feldstärken bis zu dem wavebreaking-Limit E_{wb}

erreicht werden. Oberhalb des Limits kollabiert die Plasmawelle, die erzeugenden Elektronen dringen also in die Wellenstruktur ein. Das Limit lautet in einem kalten Plasma, in dem keine Hintergrundelektronen durch rein thermische Bewegung in die beschleunigende Phase der Welle eindringen:

$$E_{wb} = \frac{cm_e\omega_P}{e} \quad (3.1)$$

oder in gebräuchlichen Einheiten

$$E_{wb} = 96 \text{ V/m} \cdot \sqrt{n_e[\text{cm}^{-3}]}$$

[36, 224]. In einem Plasma mit einer Elektronendichte von 10^{18} cm^{-3} bis 10^{19} cm^{-3} erhält man Feldstärken im 100 GV/m bis 300 GV/m-Bereich, also um vier Größenordnungen höher als bei klassischen Beschleunigern.

Die Felder im Fokus aus derzeit kommerziell erwerblichen Lasersystemen liegen noch weitere zwei Größenordnungen über diesem Limit. So erreicht beispielsweise das ARCTURUS-System der Universität Düsseldorf während der Dauer der hier dargelegten Messkampagnen mit Pulsenergien von 2 J, Pulsdauern von 24 fs je nach Fokussierung Intensitäten von $I_0 \approx 10^{20} \text{ W/cm}^2$ und somit Feldstärken von $E_0 = \sqrt{I_0/(c\varepsilon_0)} \approx 20 \text{ TV/m}$. Verschiedene Gründe, die die Ausnutzung dieser rechnerisch attraktiven Felder und darauf aufbauende Beschleunigungsmethoden jedoch unpraktikabel für eine direkte Beschleunigung machen, wurden in Abschnitt 2.2.2 erläutert.

Im Falle von relativistischer Laserstrahlung mit $a_0 > 1$ können aufgrund relativistischer Effekte höhere Felder entstehen, bevor Wellenbrechen eintritt [183]

$$E_{wb,rel} = E_{wb} \sqrt{2(\gamma_{ph,P} - 1)} = \frac{cm_e\omega_P}{e} \sqrt{2 \left(\frac{\omega_L}{\omega_P} - 1 \right)} \quad (3.2)$$

mit dem Lorentzfaktor der Phasengeschwindigkeit $\gamma_{ph,P} = \sqrt{1 - v_{ph,P}^2/c^2}^{-1} = \omega_L/\omega_P$ [185] und der Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle aus (2.19).

Zur Nutzung dieser Felder existieren verschiedene Ansätze zur Anregung und Aufrechterhaltung einer Plasmawelle, so wie auch zur Injektion von Elektronen in die beschleunigende Phase. Wünschenswert sind hier neben hohen Energien und Ladungen auch Aspekte wie die Wiederholbarkeit, das räumliche Pointing und die energetische Stabilität.

Die wesentlichen in dieser Arbeit verwendeten Konzepte werden im Folgenden

vorgestellt. In Kapitel 5 werden weitere neue, im Rahmen dieser Arbeit entworfene, aber experimentell noch nicht durchgeführte Ansätze erläutert.

3.1 Konzepte der Laser Wake Field Acceleration

Wake field acceleration bezeichnet die Idee, Ladungsträger nicht direkt über einen Laserpuls, sondern indirekt über die Felder eines Plasmas zu beschleunigen, die hinter dem Puls entstehen. Der antreibende Puls wird im Folgenden *driver* genannt. Die Elektronen, die in der Welle beschleunigt werden, werden auch als *witness* bezeichnet.

Weltweit werden verschiedene Methoden erprobt und untersucht, die dazu dienen sollen, Elektronen in den enormen Feldern von Plasmen auf hohe Energien zu beschleunigen. Hier soll ein kurzer Überblick über die Ansätze und Probleme der jeweiligen Techniken gegeben werden.

Grundlegend ist immer ein driver vonnöten, der eine Plasmawelle in einem Gas oder einem vorgefertigten Plasma auslöst. Hierbei handelt es sich entweder um linear oder zirkular polarisierte Laserpulse, oder um unipolare Pakete von Ladungsträgern. Bewährt und routiniert eingesetzt werden hier Elektronendriver [9] und Protonendriver [24], aber auch Positronendriver werden in Betracht gezogen [16, 124]. Das Auslösen der Welle geschieht dabei über die ponderomotorische Verdrängung der Hintergrundelektronen von der optischen Achse durch den driver. Diese Verdrängung bewirkt das Entstehen eines Bereiches mit positiver Ladung, in deren Spitze der driver liegt. Die verdrängten Elektronen bilden eine Hülle um den die Ionensäule hinter dem driver. Dort verspüren sie das Potential des von außen nach innen drückenden Plasmas und werden hinter dem driver wieder zurück auf die Achse beschleunigt, wobei die meisten Elektronen durch ihren transversalen Impuls über die Achse hinausschießen und in die entgegengesetzte Richtung ausgelenkt werden. Der Grad der Ionisierung der Kavität und die Stärke der Auslenkung (also des Impulsübertrags) auf die Elektronen ist dabei von der Stärke des drivers abhängig, im Falle eines Laserpulses also von dessen relativistischer Amplitude.

Die zweite elementare Komponente in einem Plasmabeschleuniger besteht aus einem Injektionsmechanismus, durch den entweder ein externer, bereits vorbeschleunigter Ladungsträgerbunch in die beschleunigende Phase der Plasmawelle eingekoppelt wird, oder ein Mechanismus, bei dem die zu beschleunigenden Partikel aus dem Plasma selbst extrahiert werden. Elektronen können dann aus dem Hintergrundplas-

ma in der wake des drivers aufgenommen werden, oder, falls die Säule hinter dem driver komplett von Elektronen befreit ist, aus der Elektronenhülle die sich hinter der Säule wieder schließt. Für eine Einkopplung in die beschleunigende Phase ist es dann notwendig, dass Elektronen aus dieser Hülle eine höhere Geschwindigkeit erreichen als die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle. Durch ein solches dephasing kommt es dann zum wavebreaking, also dazu, dass einige Elektronen aus der Plasmawelle in Propagationsrichtung herausbrechen.

3.1.1 Laser Wakefield Acceleration

Die Grundidee der *Laser Wakefield Acceleration* (LWFA) besteht in der Auslösung einer linearen, oder im Falle relativistischer Laserstrahlung, nichtlinearen Plasmawelle durch einen Laserpuls. Im Folgenden werden beide Szenarien unterschieden.

Im nichtrelativistischen Fall, mit einem Laserpuls einer normalisierten Amplitude $a_0 \ll 1$, lässt sich die Antwort des Plasmas auf die Störung aus der Poissongleichung, der Kontinuitätsgleichung und der Impulsgleichung herleiten. Es wird dann in einem anfangs uniformen Plasma eine lineare Welle ausgelöst, die den Gleichungen

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_P^2\right) \frac{n - n_e}{n_e} = c^2 \nabla^2 a_0^2 / 2 \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_P^2\right) \Phi = \omega_P^2 a_0^2 / 2 \quad (3.4)$$

gehört [36, 211], mit dem elektrostatischen Potential Φ und der ursprünglichen Plasmadichte n_e beziehungsweise dessen normalisierter Störung $\Delta n/n_e = (n - n_e)/n_e$. Im Falle kleiner Störungen, $\Delta n/n_e \ll 1$, die durch Laserpulse $a_0^2 \ll 1$ ausgelöst werden, lauten mögliche Lösungen für das elektrische Feld und die Dichteverteilung im Plasma:

$$\Delta n/n_e = (c^2/\omega_P) \int_0^t dt' \sin[\omega_P(t - t')] \nabla^2 a_0^2(\mathbf{r}, t') / 2 \quad (3.5)$$

$$\mathbf{E}/E_{wb} = -c \int_0^t dt' \sin[\omega_P(t - t')] \nabla a_0^2(\mathbf{r}, t') / 2 \quad (3.6)$$

Diese Wellengleichungen beschreiben Plasmawellen mit der Frequenz ω_P im Falle kleiner Dichteveränderungen $\Delta n/n_e \ll 1$ und Felder E mit $E \ll E_{wb}$, also weit unterhalb der Grenze für das Wellenbrechen in kalten Plasmen (3.1). Die Lösungen in (3.5) sind Faltungen des Gradienten der quadrierten normalisierten Amplitude a_0^2 und der Funktion $\sin[\omega_P(t - t')]$ mit der Periodizität $2\pi/\omega_P$. Hieraus lässt sich

entnehmen, dass die Erzeugung dieser Plasmawellen dann möglichst effektiv abläuft, wenn die zeitliche beziehungsweise axiale Ausdehnung des Fokus, also der Bereich in dem $\nabla a_0^2(t) > 0$, in etwa der halben Plasmawellenlänge $\lambda_P = 2\pi c/\omega_P$ entspricht [60, 36]. Eine schematische Darstellung einer solchen linearen Welle ist in Abbildung 3.1 a) dargestellt.

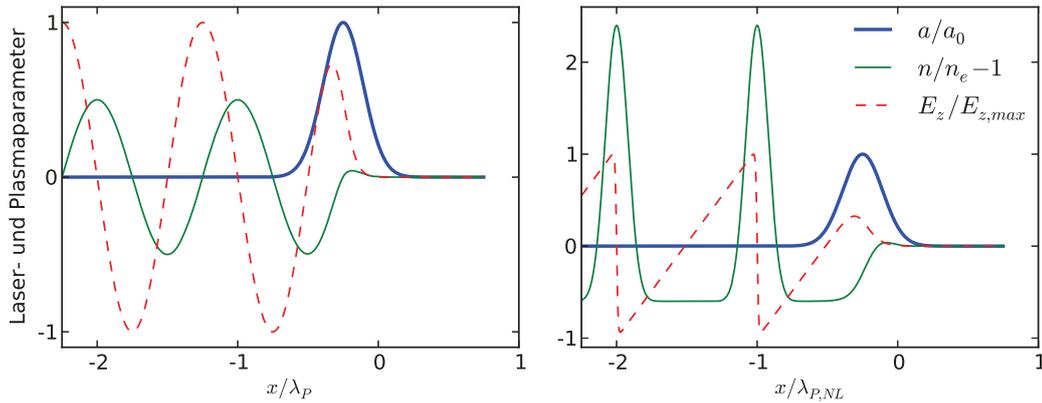


Abb. 3.1: Schematischer Vergleich der Felder und Elektronendichte einer linearen und einer nichtlinearen Plasmawelle entlang der optischen Achse.

Links: Eine lineare Plasmawelle wird durch einen Laserpuls mit geringer relativistischer Amplitude a_0 ausgelöst. Die Phase der Plasmawelle (nicht dargestellt) ist linear und die Auslenkung folgt einer harmonischen Oszillation.

Rechts: Ein Laserpuls mit erhöhtem $a_0 \gg 1$ bewirkt eine nichtlineare, „Z-förmige“ Plasmawelle. Die Elektronen werden von der optischen Achse ponderomotorisch verdrängt und bilden eine Hülle um die sich bildende Kavität. Im Abstand $\lambda_{P,NL}$ fallen sie auf die Achse zurück und bewirken die hohen Dichteausschläge.

Ist $a_0 > 1$, so wird aufgrund der relativistisch erhöhten Massen der ponderomotorisch verdrängten Elektronen eine nichtlineare Welle mit veränderter Plasmawellenlänge $\lambda_{P,NL}$ hervorgerufen, nach [36] mit

$$\lambda_{P,NL} = \lambda_P \cdot \begin{cases} 1 + 3 \left(\frac{E_{max}}{4E_0} \right)^2 \approx 1 & \text{für } E_{max} \ll E_0 \\ \frac{2}{\pi} \left(\frac{E_{max}}{E_0} + \frac{E_0}{E_{max}} \right) \approx \frac{2}{\pi} \frac{E_{max}}{E_0} & \text{für } E_{max} \gg E_0 \end{cases} \quad (3.7)$$

mit der maximalen Feldstärke E_{max} der Plasmawelle. Im Falle eines stark relativistischen und kurzen Laserpulses mit $a_0 \gg 1$, im sogenannten „bubble regime“ (siehe Unterkapitel 3.1.2) beträgt die Plasmawellenverlängerung [131]

$$\lambda_{P,NL} = \lambda_P \sqrt{\gamma_{ph,P}} = \lambda_P \sqrt{\frac{\omega_L}{\omega_P}}. \quad (3.8)$$

Neben dem axialen, also beschleunigenden oder abbremsenden Feld E_z , sind auch das radiale Feld E_r und das azimuthale Feld B_θ interessant, da beide über die Coulomb- beziehungsweise Lorentzwechselwirkung eine Fokussierung oder Defokussierung eines Ladungsträgerpaketes bewirken würden, welches innerhalb der wake in axialer Richtung propagiert.

Aus einer ursprünglichen Betrachtung der radialen Ablenkung von Elektronen in einem rf-Beschleuniger folgend [171] lässt sich ein festes Verhältnis der axialen und radialen Felder in einem solchen Beschleuniger und einem LPA feststellen. Dieses Panofsky-Wenzel-Theorem besagt, dass die Ableitung des longitudinalen Feldes nach außen der Ableitung des radialen Feldes (für relativistische Ladungsträger aufgrund der Lorentzkraft zusammengesetzt aus dem radialen E-Feld und dem azimuthalen B-Feld) in Propagationsrichtung entspricht, also $\partial E_z / \partial r = \partial(E_r - B_\theta) / \partial(z - ct)$.

Es lässt sich zeigen [36, 108], dass die radialen Felder bei relativistischen Partikeln mit $v_z \approx c$ auf der optischen Achse verschwinden, während sie für $r > 0$ mit z zwischen fokussierenden und defokussierenden Phasen oszillieren, mit der gleichen Wellenzahl, aber um 90° beziehungsweise $k_P |\Delta(z - ct)| = \pi/2$ phasenverschoben, wie das beschleunigende und abbremsende Feld in z -Richtung.

Für ein axiales Feld von $E_z \sim \exp(-2r^2/w_0^2) \cdot \cos[k_P(z - ct)]$ mit der Ausdehnung des Laserfokus w_0 und der Plasmawellenzahl k_P ergibt sich ein radiales Feld $E_r - B_\theta \sim 4r/(k_P w_0^2) \exp(-2r^2/w_0^2) \sin[k_P(z - ct)]$ mit den oben beschriebenen Eigenschaften. Durch die phasenverschobene Anordnung der beiden Felder erhält die Welle insgesamt aufeinanderfolgende Zyklen der $\pi/2$ (s. o.) entsprechenden Breite $\lambda_P/4$, in denen gleichzeitig axial beschleunigt und radial fokussiert wird, wie in Abbildung 3.3 schematisiert.

Self Modulated Laser Wakefield Acceleration

Durch die in 2.2.3 erwähnte Selbstfokussierung des Laserstrahls kann es bei Pulsen, welche länger sind als die Plasmawellenlänge, und welche die kritische Leistung für Selbstfokussierung P_{cr} überschreiten, dazu kommen, dass der Puls sich in periodischen Abständen einschnürt und in Teilstücke mit Abständen von etwa λ_P zerfällt [127, 26, 75, 84]. Dieses Regime kann als Folge von einer longitudinalen und einer

transversalen Selbstmodulation gesehen werden, letztere wurde als relativistische Selbstfokussierung in 2.2.3 eingeführt.

In einer anschaulichen Interpretation ist die longitudinale Modulation eine Folge der Abhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit $v_{g,L} = c\eta = \sqrt{1 - n_e/n_c}$ von der Plasmadichte. In Bereichen hoher Intensität wird das Plasma stärker ionisiert und der Puls dadurch verlangsamt, wodurch der Puls verkürzt wird und somit an Intensität gewinnt.

Dieser Effekt lässt sich ebenfalls über Vorwärts-Ramanstreuung der Laserstrahlung mit ω_L, k_L an einer Plasmawelle mit ω_P, k_P erklären. Die elektromagnetische Strahlung streut dabei in die (anti-) Stokes-Seitenbänder $\omega_L \pm \omega_P, k_L \pm k_P$, wodurch das Spektrum der Strahlung verbreitert und die Pulsdauer verkürzt wird. Gleichzeitig investiert der Laserpuls weitere Energie in die Plasmawelle [95, 156], wodurch die Instabilität verstärkt wird. Die Verbreiterung des Spektrums der Strahlung auf neue Komponenten bei $\pm\omega_P$ im Frequenzraum entspricht durch eine Fouriertransformation der Modulation des Laserpulses mit einer Periodizität von λ_P im Ortsraum.

Begrenzende Mechanismen der Plasmabeschleunigung

Für einen maximalen Energiegewinn $\Delta W = e \int_0^{\Delta z} E_z(z) dz$ sind möglichst lange Beschleunigungsstrecken Δz in der beschleunigenden Phase $E(z) < 0$ wünschenswert. In einem Vakuum entspricht die axiale Ausdehnung des Fokus wegen des endlichen Öffnungswinkels nur etwa zwei Rayleighlängen (Abbildung 2.3), was eine Interaktion auf Längen von wenigen hundert Mikrometern, oder weniger bei starker Fokussierung, beschränken würde. In einem Plasma existieren jedoch, wie in Unterkapitel 2.2.3 beschrieben, mehrere Effekte der Selbstfokussierung, wodurch dieses unterste Limit effektiv aufgehoben wird. In dem Regime, in dem Selbstfokussierung zu längeren Plasmakanälen im 1 cm-Bereich führt [139], werden dementsprechend Gasdüsen mit Durchmessern oder Längen bis zu etwa einem Zentimeter verwendet, [67, 50] oder darüber hinaus auch Gaszellen mit längeren Distanzen von mehreren Zentimetern [168, 29]. In Abschnitt 3.3 werden unsere Versuche mit einer 5 mm langen Zellen präsentiert.

Ferner existieren Aufbauten, in denen das Plasma und der Laserpuls in einer passiven oder aktiven Kapillaren (in dieser wird das Gas vor Eintritt des Laserpulses durch eine getriggerte Gasentladung ionisiert) geführt werden, wodurch die Kollimierung des Strahls über weitere Strecken ermöglicht wird. Heute sind durch solche

Kapillare mit und Durchmessern von $200\ \mu\text{m} - 300\ \mu\text{m}$ über cm-Strecken Energiegewinne von 1 GeV erreichbar [104, 159, 130]. Bei höheren Radien der Kapillare finden im Vergleich Beschleunigungen über derart lange Strecken nicht mehr statt, was eine Führung des Laserpulses durch die Innenwände der Kapillare nachweist, die beispielsweise bei Gaszellen mit identischen Längen ausbleibt [53].

Im Folgenden werden Mechanismen aufgeführt, die die Strecken begrenzen, über die effektiv beschleunigt werden kann.

Befindet sich ein Elektron in einer beschleunigenden Phase, und hat es bereits einen hinreichenden nach vorne gerichteten Impuls, so kann es von der Welle erfasst und über einen definierten Bereich von der Welle transportiert werden. Ein zu geringer oder zu hoher Impuls, in Abhängigkeit von der Position innerhalb des beschleunigenden Zyklus, führt zu einer Verschiebung des Elektrons in die abbremsende Phase beziehungsweise in die folgende Oszillation der Welle. Das Elektron gewinnt netto nicht wesentlich an Energie, die Bewegung ist ähnlich der in Abbildung 2.10 skizzierten.

Für einen geeigneten ursprünglichen Impuls aber wird das Elektron auf die Phasengeschwindigkeit der Welle beschleunigt, bevor der beschleunigende Zyklus überholt wird. In diesem Fall wird es von der Welle eingefangen und pendelt zwischen dem beschleunigenden und dem abbremsenden Teil der Welle, bewegt sich im Mittel aber mit der Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle. Dadurch kann man eine Separatrix im durch z-Koordinate und Impuls der Elektronen aufgespannten Phasenraum definieren, innerhalb derer geschlossene Bahnen im Phasenraum ausgeführt werden, ab der also das Elektron von der Welle eingefangen wird [37], siehe Abbildung 3.2.

Vereinfacht ist der grundlegende Ausdruck für den Energiegewinn der beschleunigten Ladungsträger, wie in klassischen rf-Beschleunigern oder allgemein in konstanten elektrostatischen Feldern, $\Delta W = q \cdot \Delta x \cdot E$. Idealerweise ist es also so, dass die zu beschleunigenden Ladungsträger sich möglichst lange, beziehungsweise über möglichst weite Strecken Δx in diesem Teil der Plasmawelle befinden. Auf Dauer ist ein Aufenthalt von Partikeln in einer festen Phase der Welle aber nicht erreichbar, zumindest wenn ein Laserpuls als treibende Kraft und Auslöser der Welle fungiert. Nimmt man an, dass die Elektronen tatsächlich kontinuierlich an Energie gewinnen, so läuft ihre Geschwindigkeit gegen $c > v_{g,L} = v_{ph,P}$, während die Energie in die relativistische Massezunahme investiert wird.

Während sich solche hoch relativistischen Elektronen mit $E \gg m_e c^2 \approx 511\ \text{keV}$ dann nahezu mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit $v_e \approx c$ durch das Plasma bewegen,

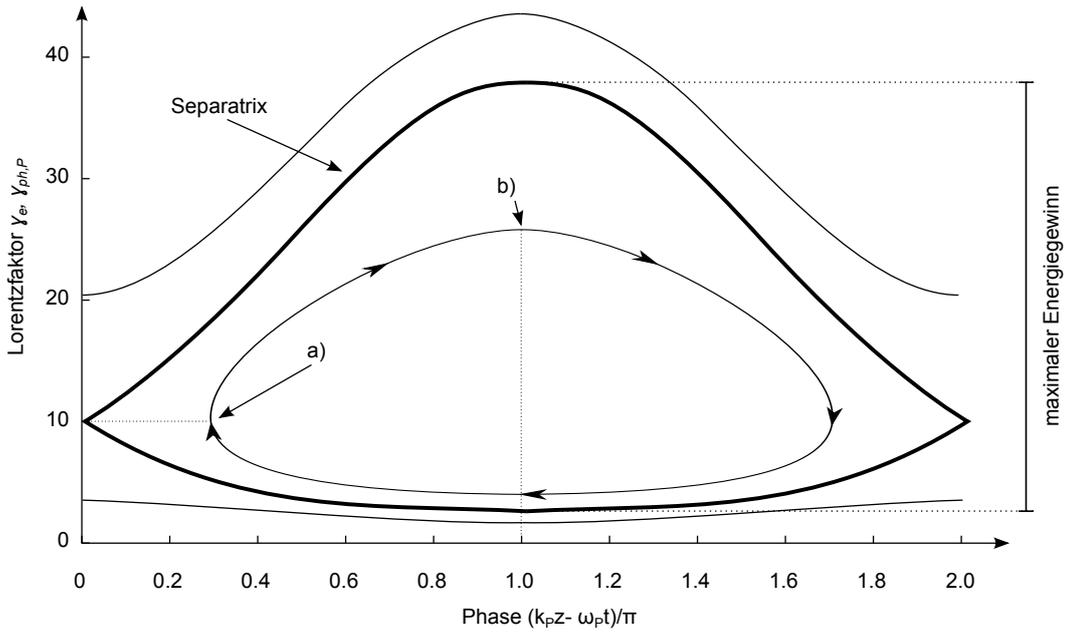


Abb. 3.2: Phasendiagramm der möglichen offenen und geschlossenen Bahnen eines Elektrons in einer Plasmawelle mit $\gamma_{ph,P} = 10$, ähnliche Abbildungen in [60, 36]. Die Markierungen a), b) entsprechen den in 3.3 markierten Zeitpunkten. In a) besitzt das Elektron die gleiche Geschwindigkeit wie die Plasmawelle, dieser Zustand existiert nur wenn es in der Plasmawelle gefangen ist. Das Elektron wird nun zyklisch zwischen zwei Maxima des Potentials der Plasmawelle oszillieren. In b) besitzt das Elektron seine maximale Geschwindigkeit und tritt aus der beschleunigenden Phase aus, idealerweise sollte es hier aus dem Plasma ausgekoppelt werden. Für die Elektronen ist bei geeigneter Einkopplung auf die hervorgehobene Linie der hier eingezeichnete maximale Energiegewinn erreichbar. Berechnet wird der Energiegewinn unter Berücksichtigung der fokussierenden Phase der Plasmawelle in (3.11).

Diese Linie markiert die Separatrix, welche die eingefangenen Elektronen von denen trennt, die von der Plasmawelle überholt werden (die untere Trajektorie, $\gamma_e < \gamma_{ph,P}$) und von denen, die selbst die Welle überholen ($\gamma_e > \gamma_{ph,P}$).

entspricht die Phasengeschwindigkeit der Welle, also auch die Geschwindigkeit des zur Beschleunigung genutzten Intervalls, aber nur der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses. Dieser letzte Zusammenhang $v_{g,L} = v_{ph,Plasma}$ lässt sich leicht einsehen, da die Bugwelle des Plasmas, welche in einer festen räumlichen Beziehung zu der restlichen Welle steht, durch den Laserpuls, dessen Energie und ponderomotorisches Potential mit dessen Gruppengeschwindigkeit propagiert, getrieben wird. Die Gruppengeschwindigkeit des treibenden Pulses ist aber außerhalb eines Vakuums und in einem Plasma nach (2.19) immer kleiner c .

Weicht die Geschwindigkeit der Elektronen von dieser Geschwindigkeit ab, und

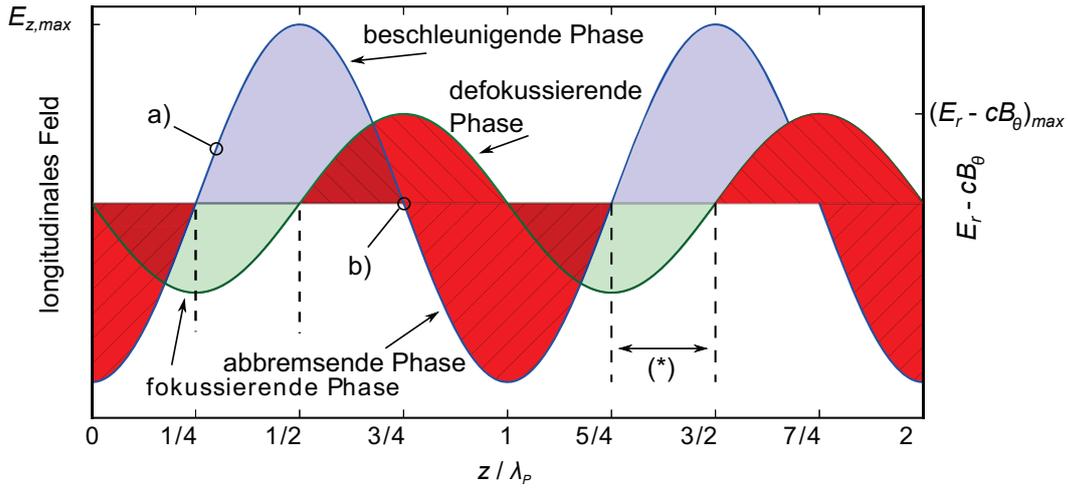


Abb. 3.3: Zyklische Abfolge der fokussierenden und defokussierenden, sowie der beschleunigenden und abbremsenden Phasen einer linearen Plasmawelle. Der mit (*) gekennzeichnete Bereich der Breite $\lambda_P/4$ ist geeignet, ein Ladungsträgerpaket gleichzeitig zu fokussieren und zu beschleunigen. Hierdurch wird eine dephasing-Länge L_{deph} , die sich nur auf die Länge der beschleunigenden Phase bezieht, wie (3.10), nochmal halbiert. Die gestreiften (rot gefärbten) Bereiche sind die jeweils defokussierende und abbremsende Phase. Mit a) und b) sind die in Abbildung 3.2 hervorgehobenen Zustände hervorgehoben.

zwar über Strecken, die dazu führen, dass sie aus der beschleunigenden in eine abbremsende Phase geraten, so wird dies als *dephasing*, *detuning* oder *phase slippage* bezeichnet, welches eine der fundamentalen Begrenzungen bei der Laser-Plasma-Beschleunigung darstellt. Als dephasing-Länge wird demnach die Distanz definiert, die vom Ladungsträger im Laborsystem zurückgelegt wird, bis er im System des Laserpulses eine halbe Plasmawellenlänge zurückgelegt hat.

Dies lässt sich in wenigen Schritten folgendermaßen herleiten. t_{deph} sei die Zeit bis das dephasing eintritt. Dann ist

$$\Delta z = t_{deph}(v_e - v_{ph,p}) \quad (3.9)$$

die Strecke, die die Elektronen im Laborsystem gegenüber dem Laserpuls aufholen (für eine Elektronengeschwindigkeit $v_e > v_{ph,p} = v_{gr,L}$). Nun soll laut der obigen Erläuterung $\Delta z = \lambda_P/2$ und dann $L_{deph} = t_{deph}v_e$ sein. Damit ergibt sich für stark relativistische Elektronen mit $E_{kin,e} \gg m_e c^2 \approx 511 \text{ keV}$ und $v_e \approx c$ die [36, 185]

dephasing-Länge

$$L_{deph} = \frac{\lambda_P}{2} \left(\frac{v_e - v_{ph,p}}{c} \right)^{-1} \approx \frac{1}{2} \lambda_P \gamma_{ph,P}^2 = \lambda_P \frac{n_c}{2n_e} = \lambda_P \frac{\omega_L^2}{2\omega_P^2} \quad (3.10)$$

Als oberes Limit kann man die Energie, die über diese Distanz gewonnen werden kann, einfach abschätzen indem man annimmt, dass die Elektronen über den gesamten Weg die maximale Amplitude der E_{max} Plasmawelle verspüren. Dann erhält man einen maximalen Energiezuwachs $\Delta E_{kin} = eE_{max}L_{deph}$, vorausgesetzt, dass das dephasing die einzige oder die am ehesten eintretende Ursache für das Beenden des Beschleunigungsvorgangs ist. E_{max} entspricht in dieser Näherung dem maximalen Feld, das in einem Plasma aufrecht erhalten werden kann, bevor Wellenbrechen eintritt, nach (3.1) $E_{max} = cm_e\omega_P/e$. Dann erhält man einen maximalen Energiegewinn von

$$\Delta E_{kin} = eE_{max}L_{deph} = \pi \frac{n_c}{n_e} m_e c^2 \quad (3.11)$$

Bei den hier besprochenen Experimenten mit Elektronendichten im Bereich $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Laserzentralwellenlänge $\lambda_L \approx 800 \text{ nm}$ beziehungsweise der Laser- und Plasmafrequenz $\omega_L \approx 2.35 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ und $\omega_P \approx 1.8 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, der kritischen Dichte $n_c \approx 1.74 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ und der Plasmawellenlänge $\lambda_P \approx 11 \mu\text{m}$ erhält man auf diese Weise gerechnet dephasing-Längen im Bereich von $920 \mu\text{m}$. Allerdings gilt dieser Wert, wie in der Herleitung beschrieben, lediglich für lineare Plasmawellen.

Ab einer relativistischen Intensität $a_0 > 1$ des Lasers, wie sie im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt, muss eine modifizierte Theorie angewendet werden, die längere Beschleunigungsstrecken und somit höhere Energien zulässt. Zum einen erhöht sich die Plasmawellenlänge $\lambda_{P,NL}$ mit dem charakteristischen Z-Profil nach (3.8). Zum anderen ist das maximale elektrostatische Feld in Beschleunigungsrichtung nicht mehr E_{wb} , sondern im Falle eines linear polarisierten Pulses $E_{max} = E_{wb}a_0^2/2$. Durch dieses erhöhte maximale Feld und die verlängerte Plasmawellenlänge können mit einem relativistischen Laserpuls auch höhere Energiegewinne erzielt werden, es ergibt sich

$$L_{deph,rel} = L_{deph} \cdot 2a_0^2/\pi \quad (3.12)$$

Für einen beugungsbegrenzt fokussierten Laserpuls mit einer Leistung um die 70 TW

ergeben sich somit dephasing-Längen im mm bis cm Bereich.

Als Randnotiz und unter Anmerkung der Relevanz in einem späteren Kapitel 5 sei noch hinzugefügt, dass kein dephasing auftritt, wenn statt einer elektromagnetischen Welle ein relativistischer Teilchenstrahl als Treiber verwendet wird. Während die LWFA-Szenarien in Größenordnungen von Millimetern bis Zentimetern durchgeführt werden, können Teilchenstrahl-getriebene (*beam-driven*) Plasmawellen über Entfernungen in der Größenordnung von Metern für Beschleunigungsszenarien genutzt werden, wie beispielsweise eindrucksvoll in [9] demonstriert, bis ein signifikanter Teil der Energie des drivers an das Plasma abgegeben wurde und sich seine Geschwindigkeit dadurch zu verringern beginnt. Bei Elektronen (als driver und witness) im $\gg 1$ GeV-Bereich tritt über eine meterlange Beschleunigungsstrecke beispielsweise nur ein dephasing von unter einem μm auf [157], allerdings sind solche Energien zumindest für Elektronen aus Laser-Plasma-Wechselwirkungen noch nicht Stand der Technik. Wenn ein Teilchenstrahl statt eines Laserpulses zum Anregen der Plasmawelle verwendet wird, spricht man von *Plasma Wake Field Acceleration* (PWFA).

In [105, 212] wird vorgeschlagen, das dephasing in der LWFA zu vermeiden, indem die Elektronendichte einem nichtlinearen Profil folgend angehoben wird. So wird das Verlassen der beschleunigenden Phase der Plasmawelle durch die unvermeidliche Geschwindigkeitszunahme der Elektronen durch eine Verkürzung der Plasmawellenlänge verhindert.

Eine Steigerung dieser Dichte bewirkt allerdings ein früheres Aufbrauchen der Energie des Laserpulses, da dieser mit einer höheren Rate Ionisationsvorgänge auslöst und eine höhere Menge an Elektronen ponderomotorisch verdrängen muss. Neben einer dadurch erzwungenen verfrühten Absorption des Laserstrahls im Medium ist auch spätestens das Erreichen der kritischen Dichte, ab der die Laserstrahlung von dem Plasma reflektiert werden würde, eine obere Schranke für die Anwendbarkeit dieses Ansatzes.

Eine theoretische Lösung für dieses Problem wird in [179, 185] besprochen. In diesem Ansatz wird ein Elektronenbunch nicht in der ersten Oszillation hinter dem Laserpuls, sondern erst in dem n -ten darauf folgenden Zyklus eingefangen und beschleunigt. Entsprechend dem oben beschriebenen Prinzip wird die Plasmadichte dann stetig angehoben, was eine Verkürzung der Plasmawellenlänge und eine Anpassung der Phase an die Position der Elektronen bewirkt. Nach einer Strecke, deren Länge durch eine Betrachtung der Effizienz der Beschleunigung und des Ener-

gieverlustes des Laserpulses bestimmt wird, wird die Dichte idealerweise unstetig beziehungsweise über einen möglichst hohen Gradienten wieder soweit herabgesenkt, dass die Elektronen sich unmittelbar in der beschleunigenden Phase der $n - 1$ -ten Oszillation befinden. Dieser Vorgang kann in diesem experimentell noch nicht verwirklichten Konzept theoretisch bis zur ersten Oszillation hinter dem Laserpuls fortgesetzt werden, ab der dann ein dephasing und ein Auskoppeln der Elektronen aus dem Plasma endgültig stattfinden muss.

Ein grundlegender Faktor, der neben dem dephasing die Reichweite der Beschleunigung in einem LWFA-Beschleuniger begrenzt, ist die im Laserpuls enthaltene Energie beziehungsweise die Strecke oder Dauer, bis diese aufgebraucht ist (*pump depletion*). Der Energieverlust begründet sich dabei durch die Verdrängung von Plasmaelektronen und durch die Ionisierung des Gases, sofern dies nicht schon wie in Aufbauten mit aktiven Kapillaren vorionisiert ist. Eine simple Abschätzung für die durch die pump depletion ermöglichte Interaktionslänge erhält man, indem man den vom Laserpuls erfahrenen Energieverlust gleichsetzt mit der Energie, die vom Puls in der durch seine Propagation im Plasma definierten Säule deponiert wird [222]. Für Pulse mit $a_0 \gg 1$ erhält man

$$L_{depl,rel} \approx \frac{a_0}{3\pi} \frac{\omega_L^2}{\omega_P^2} \lambda_P \quad (3.13)$$

Da die Erosion des Strahls, welche primär durch Investition der Energie in die ponderomotorische Verdrängung der Elektronen entsteht, am vorderen Teil des Laserpulses eintritt, kann ein kurzer Puls eher als ein langer komplett erschöpft werden. Die Geschwindigkeit der Erosion skaliert dabei antiproportional mit der Rayleigh-Länge des Laserpulses [210, 209], so dass gerade kurze und stark fokussierte Pulse bei gleicher Energie eher komplett durch die Erosion aufgebraucht werden.

Eine solche head erosion ist auch bei Szenarien mit Elektronepaketen als Treibern (PWFA) bekannt [238].

Andere Abschätzungen [34, 140] berechnen den maximalen Weg bis zur Erschöpfung der Energie über das graduelle Aufbrauchen der Front (etching) des Laserpulses mit einer Geschwindigkeit $v_{etch} = c\omega_P^2/\omega_L^2$ und einer daraus resultierenden Zeit bis zum Verschwinden des Pulses $t_{depl} = L_{laser}/v_{etch} = \tau_L\omega_L^2/\omega_P^2$.

Ein weiterer Effekt, der für die Effektivität der Plasmabeschleunigung relevant ist, ist das beamloading. Damit wird die Abschwächung des beschleunigenden Feldes einer Plasmawelle durch die Raumladung der beschleunigten Elektronen bezeichnet.

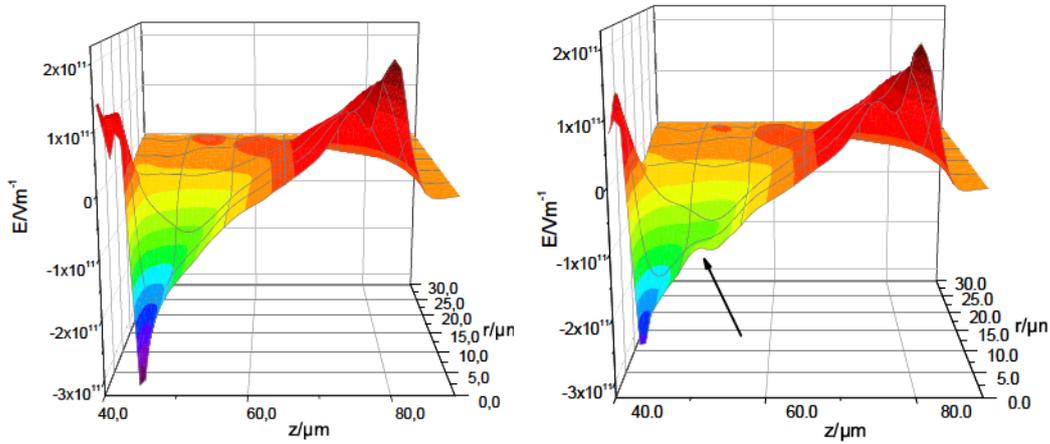


Abb. 3.4: Darstellung der Rückwirkung der Elektronen (beamloading) auf das longitudinale elektrische Feld in Simulationsrechnungen. Es wurde ein PWFA Szenario simuliert mit dem 2D PIC Code OOPIC [14].

Links: Ein 800 pC Elektronenbunch mit der Energie 300 MeV treibt eine Plasmawelle an in einem Gas mit $n_e = 1.25 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Rechts: Ein zweiter bunch mit 240 pC folgt in der beschleunigenden Phase. Die Störung im Feld (markiert) ist zu erkennen, außerdem wird die maximale Feldstärke der Welle von 300 GV/m auf 200 GV/m abgeschwächt.

Die Elektronen, die beschleunigt werden, beteiligen sich nicht an dem Aufbau der Plasmawelle, sondern wirken dieser Struktur unmittelbar entgegen. Bei geringen Ladungsmengen ist dieser Effekt vernachlässigbar, ab einigen pC aber wird der Einfluss der Elektronen in Simulationen sichtbar.

3.1.2 Das nichtlineare „bubble“ Regime

Von besonderem Interesse für die Laser-Plasma-Beschleunigung und insbesondere für diese Arbeit ist ein Bereich der hochgradig nichtlinearen Laser-Plasma-Wechselwirkung, der sich durch die Produktion quasi-monoenergetischer Elektronen auszeichnet. In der Literatur spricht man von dem bubble- oder dem blowout Regime, erstmals publiziert wurde dieses Phänomen in [183].

Grundlage dieses Mechanismus ist, dass ein relativistischer Laserpuls mit einer räumlichen und zeitlichen Ausdehnung unterhalb einer Plasmawellenlänge die kritische Leistung für relativistische Selbstfokussierung $P_{cr} = 17 \text{ GW} \cdot \omega_L^2 / \omega_P^2$ überschreitet, und sämtliche Elektronen in seinem Pfad ponderomotorisch verdrängt, wodurch hinter dem Puls eine komplett elektronenbefreite Kavität entsteht [216]. In [194] wird erstmals die Eignung einer solchen Kavität, hier mit in einem PWFA-

Szenario als blow-out bezeichnet, für die Beschleunigung von Elektronen erläutert.

Zum Erreichen des bubble-Regimes muss der Laserpuls eine relativistische Amplitude $a_0^2 \gg 1$ besitzen, kleiner sein als die Plasmawellenlänge, und eine Welle auslösen, die nach der ersten Oszillation bereits bricht, also mit $E_{max} > E_{wb}$. Der Laserpuls erzeugt dann die bubble, eine sphärische Kavität, die komplett von Elektronen befreit ist. In der Darstellung der nichtlinearen Plasmawelle in Abbildung 3.1 würde jetzt das Maß für die lokale Elektronendichte $n/n_e - 1$ hinter dem Puls auf -1 fallen. Hinter der ersten Kavität setzt sich die Plasmawelle, anders als bisher, nicht fort, sondern bricht komplett.

Das erhöhte Limit für das zum Wellenbrechen benötigte E-Feld (3.2) bei relativistischer Laserstrahlung mit $a_0 > 1$ wird in diesem Szenario insbesondere derart überschritten, dass das nun signifikante Wellenbrechen zum einen eine hohe Zahl von Elektronen bis zum Bereich von 10^{10} beziehungsweise zum nC-Bereich in die Kavität einkoppelt, und dass zum anderen hinter dieser ersten Kavität die den Laserpuls umschließt, die restliche, sonst übliche Wellenstruktur der nachlaufenden Plasmawelle ausbleibt [52].

Durch das starke Wellenbrechen werden Hintergrundelektronen aus dem Plasma direkt in die beschleunigende Phase der ersten Welle befördert, und dort mit einer guten Transferrate von Laserenergie zu Elektronenenergie beschleunigt [183]. Hier skaliert das beschleunigende Feld bei einem geeignet kurzen Laserpuls $c\tau < \lambda_P/2$ mit der normalisierten Amplitude über $E_{max} = E_0 a_0^2 / \sqrt{1 + a_0^2}$. Simulationen zeigen [149, 183, 225], dass die Elektronen dabei monoenergetisches Profil erhalten, da die Injektion anders als bei den zuvor erwähnten Mechanismen ab einem Schwellwert der Ladungsdichte im Bereich der Hintergrundplasmadichte abbricht. Dadurch werden nicht kontinuierlich weitere Elektronen in die Welle eingekoppelt, welche ein breites Spektrum erzeugen würden. Dadurch wird eine der grundlegenden technischen Hürden eines Plasmawellenbeschleunigers beseitigt, die sonst über vergleichsweise komplizierte Injektionsmechanismen bewältigt werden kann.

Nach [99] ist eine anfängliche Expansion der bubble für die Injektion verantwortlich. Nach dieser Erklärung ist die Kavität umgeben von einer dichten Wand beziehungsweise Hülle aus relativistischen Elektronen, welche durch das abstoßende Potential des Plasmas wieder zu der Achse hin beschleunigt werden. Da die bubble anfangs expandiert, werden manche Elektronen aus der Hülle in die Kavität injiziert. Dieser Prozess wird beendet, sobald die bubble sich stabilisiert hat. Dadurch ist die Aufnahme von Elektronen begrenzt, wodurch alle Elektronen des eingekoppel-

ten Ladungspakets über längere Strecken das gleiche Feld verspüren und so mit quasimonoenergetischem Spektrum beschleunigt werden.

Im Detail ist es in jedem Fall so, dass das Z-förmige beschleunigende Feld zusätzlich eine Rotation im Phasenraum bewirkt, die die monoenergetische Beschleunigung weiter begünstigt. Die Elektronen im hinteren Bereich, die später injiziert wurden und einen geringeren Impuls besitzen, verspüren ein stärkeres Feld, als die Elektronen, die bereits in die Mitte der bubble gewandert sind. Der Laserpuls wird in der durch die Elektronenhülle umschlossenen Kavität durch Selbstfokussierung über eine Distanz mehrerer Rayleighlängen geführt, bis er seine gesamte Energie aufgebraucht hat oder aus dem Gas ausgekoppelt wird [140].

Theoretische Untersuchungen [118, 181, 62, 141] dieses Regimes legen einige Abhängigkeiten nahe, die die wesentlichen Parameter der bubble acceleration bestimmen. Es lässt sich dann unter einigen in der Praxis erreichbaren Annahmen zeigen, dass die Physik dieser Beschleunigung von drei Freiheitsgraden abhängig ist, und zwar der axialen und longitudinalen Ausdehnung des Laserpulses $w_0, c\tau$ und einem Ähnlichkeitsparameter S mit

$$S = \frac{n_e}{a_0 n_c} \quad (3.14)$$

[181]. Im Falle unterkritischer Plasmen, insbesondere auch für die bubble acceleration, ist somit $S \ll 1$.

Diese Ähnlichkeit gilt unter mehreren Annahmen, welche diesen ursprünglich sehr komplexen physikalischen Vorgang analytisch berechenbar machen. Festgelegt werden diese Annahmen durch die optimale Konfiguration für die bubble-Beschleunigung aus [183]. Der Laserpuls muss longitudinal und axial in den vorderen Teil der Kavität passen, die Ausdrücke unter Beachtung der relativistischen Elongation der Plasmawellenlänge lauten dann respektive $c\tau < w_0$ und $w_0 \sim \sqrt{a_0}/k_P$. Ferner soll die Laserstrahlung hoch relativistisch sein, also $a_0 \gg 1$, so dass sämtliche ponderomotorisch verdrängte Elektronen eine Geschwindigkeit nahe c haben. Dies bezieht sich sowohl auf die Elektronen in der Hülle der Kavität als auch auf die Untergruppe, die durch Wellenbrechen eingekoppelt wird. Andernfalls wäre a_0 selbst ein vierter Freiheitsgrad.

In [181] wurden folgende Skalierungen für das bubble-Regime hergeleitet:

$$E_{mono} \approx 0.65 m_e c^2 \sqrt{\frac{P}{P_{rel}} \frac{c\tau}{\lambda_L}} \quad (3.15)$$

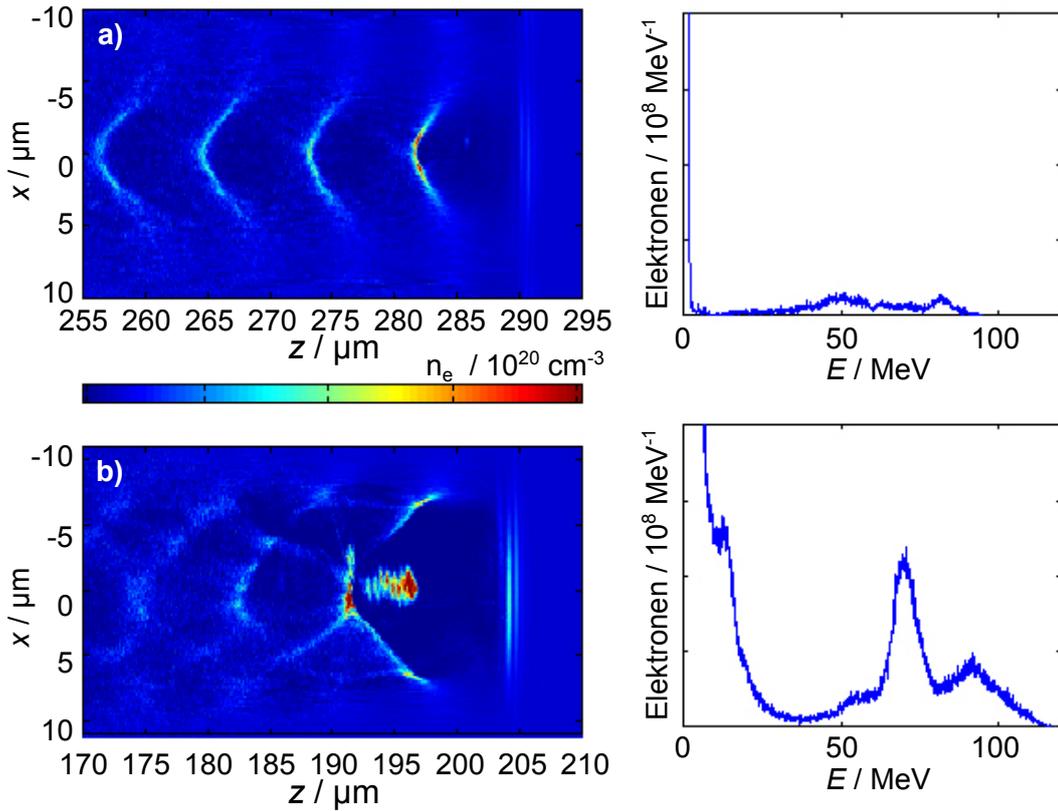


Abb. 3.5: PIC-Simulation mit dem 3D PIC Code ILLUMINATION aus [52] a) einer nichtlinearen Plasmawelle, getrieben durch einen Laserpuls mit $a_0=3$, und b) einer bubble, getrieben durch einen Laserpuls mit $a_0=5$. Zu sehen ist wie sich ein signifikanter Anteil der Plasma-Elektronen aus der umlaufenden Hülle in der beschleunigenden Phase mit hoher Dichte sammeln, im „stem“, während die Struktur hinter der bubble zerfällt. Während das Spektrum der Elektronen in a) hauptsächlich aus einem exponentiellen Abfall mit einer geringen, in dieser Darstellung nicht auflösbaren Temperatur besteht, ist in b) erkennbar wie sich bei 60 MeV – 80 MeV ein signifikanter peak quasimonoenergetischer Elektronen bildet. Der thermische Teil unter 40 MeV entsteht hauptsächlich durch die Hintergrundelektronen, die nicht in dem „stem“ transportiert werden.

ist die Energie der quasimonoenergetischen Elektronen, die bis zur depletion des Laserpulses im Plasma beschleunigt werden, wobei P die Leistung des Laserpulses ist und P_{rel} die relativistische Leistungseinheit $P_{rel} = 4\pi\epsilon_0 \frac{m_e^2 c^5}{e^2} \approx 8.7 \text{ GW}$ ist.

$$N_{mono} \approx \frac{1.8}{k_0 r_e} \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \quad (3.16)$$

ist die Teilchenzahl der Elektronen, die durch Wellenbrechen eingekoppelt und in der beschleunigenden Phase gefangen werden, mit dem klassischen Elektronenradius

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}.$$

$$L_{acc} \approx 0.7 \frac{c\tau}{\lambda_L} z_R \quad (3.17)$$

ist die Distanz, über die die Beschleunigung stattfindet mit der Rayleigh-Länge z_R .

Die Abhängigkeiten der Elektroneneigenschaften von den Laserparametern in (3.15) und (3.16) folgen aus analytischen Überlegungen, die einheitslosen Vorfaktoren aus 3D-PIC-Simulationen.

Da die Zahl der Elektronen mit $\tau\sqrt{P}$ und deren Energie mit \sqrt{P} skalieren, folgt dass die Effizienz η_E des Energieübertrags von dem Laserpuls auf die Elektronen

$$\eta_E = N_{mono} E_{mono} / P\tau \approx 0.2$$

mit etwa 20 % bei diesem Mechanismus eine Konstante darstellt [62]. Experimentell, mit Ladungen im 10 pC – 100 pC Bereich und Energien einiger hundert MeV, erreicht man bisher allerdings mehr eine Effizienz in der Ordnung einiger weniger Prozent.

Eine alternative Skalierung der Energie und der Ladung wird von Lu in [140] gegeben. Hier erhält man einen Energiezuwachs von

$$E \approx \frac{2}{3} m_e c^2 \left(\frac{\omega_L}{\omega_P} \right)^2 a_0 \approx m c^2 \left(\frac{P}{m^2 c^5 / e^2} \right)^{1/3} \left(\frac{n_c}{n_e} \right)^{2/3} \quad (3.18)$$

oder zur einfachen Umrechnung mit typischen Werten

$$E [\text{GeV}] \approx 1.7 \left(\frac{P [\text{TW}]}{100} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{18}}{n_e [\text{cm}^{-3}]} \right)^{2/3} \left(\frac{0.8}{\lambda_L [\mu\text{m}]} \right)^{4/3} = 38 \left(\frac{P_{cr}}{P} \right)^{2/3} P [\text{PW}] \quad (3.19)$$

Und für die Ladung

$$N \approx \frac{8}{15} \frac{c}{\omega_L r_e} \sqrt{\frac{P e^2}{m_e^2 c^5}} \approx 2.5 \cdot 10^9 \frac{\lambda_L [\mu\text{m}]}{0.8} \sqrt{\frac{P [\text{TW}]}{100}} \quad (3.20)$$

Während das bubble-Regime 2002 prognostiziert wurde, konnten erstmals 2004 experimentell monoenergetische Elektronen produziert werden [41, 150, 51].

Anschließend wurde allerdings ebenfalls nachgewiesen [75], dass auch außerhalb der strengen Auflagen an den Laserpuls, insbesondere auch für Pulse mit $c\tau > \lambda_P$, die Generierung monoenergetischer Elektronen möglich ist, und zwar über den nichtlinearen Effekt der Selbstmodulation des Laserstrahls im Regime der SMLWFA (Self Modulated Laser Wake Field Acceleration).

3.2 Elektronen aus dem Gasjet

Die an der Heinrich Heine Universität Düsseldorf durchgeführten Experimente fanden an dem ARCTURUS Lasersystem statt. Dieses System beruht auf der CPA-Technologie und kann Pulse mit einer unteren Grenze von 23 fs Pulsdauer und 2 J Pulsenergie auf dem Target bereitstellen. Vor dem Kompressor beträgt die Energie des Pulses etwa 3.2 J, die Transmission durch den Kompressor ist je nach Zustand bei bis zu 70 %. Das aus kommerziell erhältlichen Bestandteilen bestehende System ist bis zur Kompressorstufe in Abschnitt 2.1.3 beschrieben.

Durch einen verfahrbaren dielektrischen Spiegel lässt sich der vom Kompressor weitergeleitete Laserstrahl in die Vakuumkammer für die Festkörperexperimente umleiten. Ist der Spiegel eingefahren, so propagiert der Strahl direkt in die Kammer für Experimente an unterkritischen Targets.

Die Messungen wurden an diesen Targetkammern in einem strahlungsgeschützten Labor durchgeführt.

Da in den Experimenten immer mit der Entstehung von energiereicher Elektronen- und Protonenstrahlung zu rechnen sein musste, wurde der in dem Sinne benannte Bunker durch zentimeterdicke Betonziegel mit Bleikugeln von der Außenwelt abgeschirmt. Zusätzlich befanden sich an mehreren Stellen im Eingang und im Messbereich der Versuchsanlage passive Dosimeter, welche in regelmäßigen Intervallen auf die deponierte Dosis untersucht wurden. Außerdem wurde bei den Experimenten ein aktives Dosimeter außerhalb der Targetkammer in den Bereich des zu erwartenden Strahlungskegels, meistens in Richtung der Laserstrahlung, positioniert, und die gemessene Dosis in einem Laborbuch festgehalten. Des Weiteren wurde nach jedem Versuchstag an dem Target bzw. an den Targets mit Hilfe eines Strahlungsmessgeräts überprüft, ob das Material durch die Schüsse radioaktiv aktiviert wurde.

Sowohl die Probe auf Aktivierung als auch die dosimetrische Auswertung befanden sich durchgehend im Bereich unterhalb der natürlichen Strahlungsbelastung im der Größenordnung weniger μSv .

3.2.1 Experimenteller Aufbau

Eine schematische Darstellung aller in dieser Kammer verwendeten Diagnostiken ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Kernstück des Aufbaus war das Target, bestehend aus einer auswechselbaren Gasdüse mit den Durchmessern 1, 2 und 3 mm. Diese Düse war mit einer Zuleitung

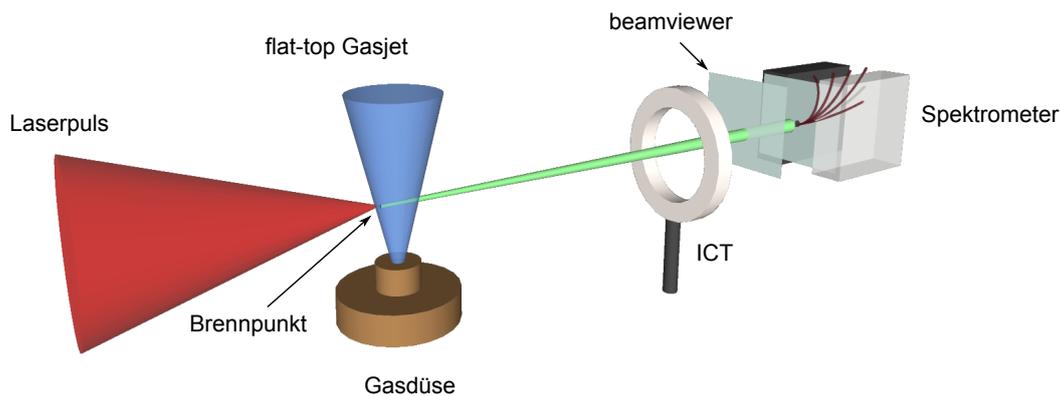


Abb. 3.6: Schematische Ansicht der Experimente an unterkritischen Plasmen mit der Gasdüse. Der Laserstrahl wird von einer Parabel mit $f = 45$ cm auf die ansteigende Flanke eines Gasjets fokussiert, welcher einen Bereich konstanter Dichte (flat top Profil, [96]) von je nach Düsenkopf 1 – 3 mm Länge besaß. Zur Ladungsmessung wurde ein ICT eingesetzt (siehe unten). Das Pointing der Elektronen wurde über einen fluoreszierenden Schirm (Kodak Lanex Screen) auf der Vorderseite des Spektrometers und durch einen motorisierten Schirm („beamviewer“), welcher in den Strahlengang geklappt werden konnte, sichtbar gemacht.

verbunden, durch die das Gas, meistens Helium, aber auch Stickstoff, Wasserstoff oder Mischgase, von außen geregelt zugeleitet werden konnten. Während die Gasdichte am Düsenausgang durch den Hintergrunddruck von bis zu etwa 100 bar geregelt werden konnte, wurde die räumliche Struktur, also die Dichteverteilung des Gases oberhalb der Düse durch den geometrischen Aufbau der Düse vorgegeben. Wünschenswert ist vor allem ein flat-top Profil mit hohem Dichtegradienten am Rande des Gasjets, um eine kurze Übergangszone vom Vakuum zu der Interaktionszone mit möglichst konstanten physikalischen Eigenschaften, in erster Linie der Elektronendichte und damit verbunden der Plasmawellenlänge, zu gewährleisten. Ein solcher Aufbau vereinfacht ebenfalls eine numerische und analytische Untersuchung der Mechanismen im Plasma, beziehungsweise dient dazu, das Experiment möglichst an die Prämissen der theoretischen Analysen aus beispielsweise [182, 140] anzupassen. Gewährleistet wird eine solche Eigenschaft durch die Verwendung einer Düse, welche das Gas mit Überschallgeschwindigkeit ins Vakuum injiziert. Der Aufbau und der Vergleich mit Unterschallgeschwindigkeitsdüsen ist im Detail in [205] geschildert. Eingesetzt wurde eine darauf aufbauend modifizierte Düse mit einem speziell geformten Ventil, beschrieben in [96], welche den zeitlichen und räumlichen Anstieg des Gases weiter optimiert.

Vermessen wurde die Dichte des Jets für jede Düse einmalig über ein Normmaski-Interferometer, wie beschrieben in [4]. Ein Referenzstrahl wird dabei in einem Wollaston-Prisma aufgespalten und interferiert auf einem CCD Sensor mit dem Teilstrahl, der das Gas durchquert hat und dadurch moduliert wurde. Mittels einer Abel-Inversion erfolgt dann unter der Annahme einer Radialsymmetrie die Bestimmung des Brechungsindex und dadurch der Dichte des Jets. Unter Annahme einer linearen Abhängigkeit der Gasdichte vom Vordruck wird somit der zur Düse gehörige Umrechnungsfaktor bestimmt.

Es existieren auch Ansätze zur Elektronenbeschleunigung, bei denen gerade eine nicht-konstante Plasmadichte erforderlich ist, wie die in Abschnitt 2.2.3 erwähnten Szenarien zur Vermeidung des dephasing [185] oder das Einführen einer Schockrampe in der Plasmadichte, also eines starken Gradienten mit der Ausdehnung einer Plasmawellenlänge, wie bei [202] zur verbesserten Injektion der Hintergrundelektronen. Die hier beschriebenen Experimente zielten jedoch bei Gasdüse und Gasjet auf eine konstante Plasmadichte ab.

3.2.1.1 Fokuscharakterisierung

Das räumliche Profil des Lasers in der Fokusebene wurde zur Kontrolle und Justage für jede Versuchsreihe neu vermessen und optimiert.

Eine ideale gaußsche Verteilung der Intensität wurde dabei, wie in der Praxis zu erwarten, kaum erreicht, was an technischen Mängeln wie Strahlabschneidungen von Teilen niederer Intensität des Strahls an Spiegeln oder der Strahlführung lag, und an einem nicht perfekt gaußförmigen Profil des Laserpulses vor der Fokussierung, dessen Intensitätsverteilung im Fokus, also dessen Fouriertransformation, dementsprechend fehlerbehaftet war. Eine typische und für die gezeigten Messungen repräsentative Abbildung eines Brennpunktes und des dazugehörigen Strahlquerschnitts ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Mit den gemessenen Breiten von $w_{0,x} \approx 7.5 \mu\text{m}$ und $w_{0,y} \approx 4.75 \mu\text{m}$ errechnen sich nach (2.8) eine maximale Intensität von etwa $I_0 = 5.7 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und eine relativistische Amplitude von $a_0 = 5.1$.

3.2.1.2 Elektronenspektrometer

Zur Messung der Energie der Elektronen wurde ein aus zwei Permanentmagneten bestehendes Spektrometer eingesetzt. Die annähernd homogene Flussdichte wurde mit einer Hallsonde vermessen und anschließend in [84] CST PARTICLE STUDIO für die Simulation der Trajektorien von Elektronen mit Energien bis zu einigen

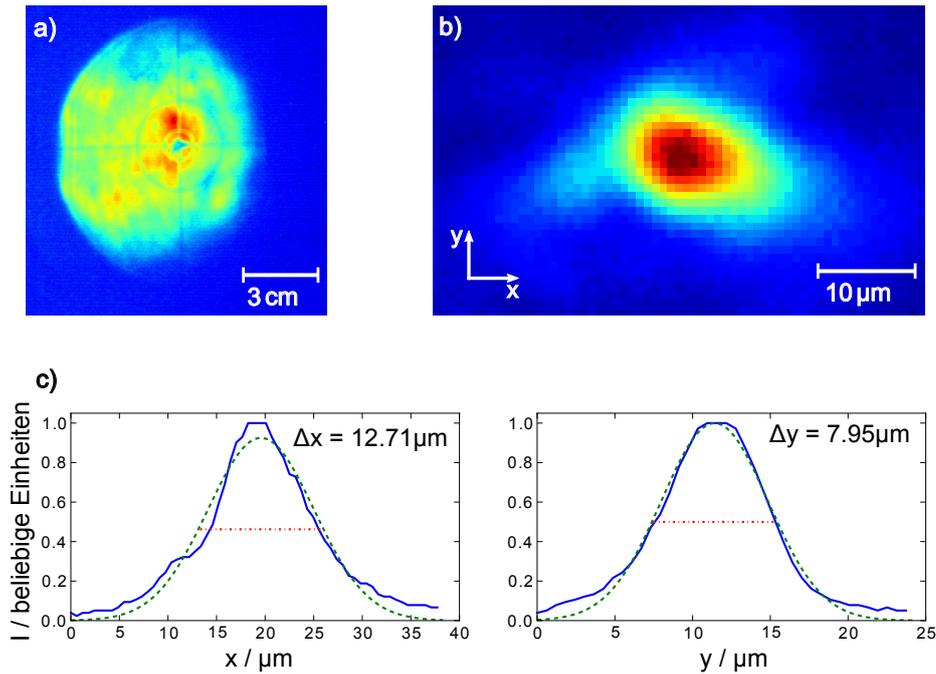


Abb. 3.7: a) Mittelung über 56 hintereinander aufgenommenen Bilder des Strahlprofils und b) repräsentative Aufnahme des Fokus des Laserpulses. Die FWHM-Breite des Fokus liegt im Bereich von $\Delta x \approx 12.7 \mu\text{m}$ und $\Delta y = 8 \mu\text{m}$, wie in c) dargestellt. Somit ergeben sich $1/e$ Breiten von $2w_{0,x} \approx 15 \mu\text{m}$ und $2w_{0,y} \approx 9.5 \mu\text{m}$.

Die sichtbare Asymmetrie in b) lässt sich höchstwahrscheinlich auf einen Winkelchirp zurückführen, wie in 2.1.1 erwähnt.

hundert MeV verwendet. Hierdurch konnte eine Kalibrierungskurve aufgestellt werden, über die das Spektrum der Elektronen aus der räumlichen Verteilung auf dem Lanex-Schirm gewonnen werden konnte. Der Eingang des Spektrometers ist zur strahlungsarmen Abbremsung von Elektronen durch eine Anordnung von nieder-Z (25 mm Delrin, ein Polyoxymethylen) und hoch-Z (10 mm Aluminium, 15 mm Blei) Schichten aufgebaut, mit einer Apertur von 1 cm Durchmesser.

Die Anordnung von Schichten leichter und schwerer Atome bewirkt, dass schnelle Elektronen außerhalb der Apertur stufenweise abgebremst werden und somit vermindert Bremsstrahlung in Form von Röntgenstrahlen aussenden, welche das Signal auf den Lanex-Schirmen verfälschen würde. Solche Bremsstrahlung wird in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel γ^{-1} um die Flugrichtung der Elektronen ausgesendet, was bei teilweise hochrelativistischen Elektronen starke Signale in Vorwärtsrichtung verursachen kann. Die Wahl des Durchmessers der Apertur unterliegt immer einem wechselseitigen Kompromiss von räumlicher Auflösung und Helligkeit,

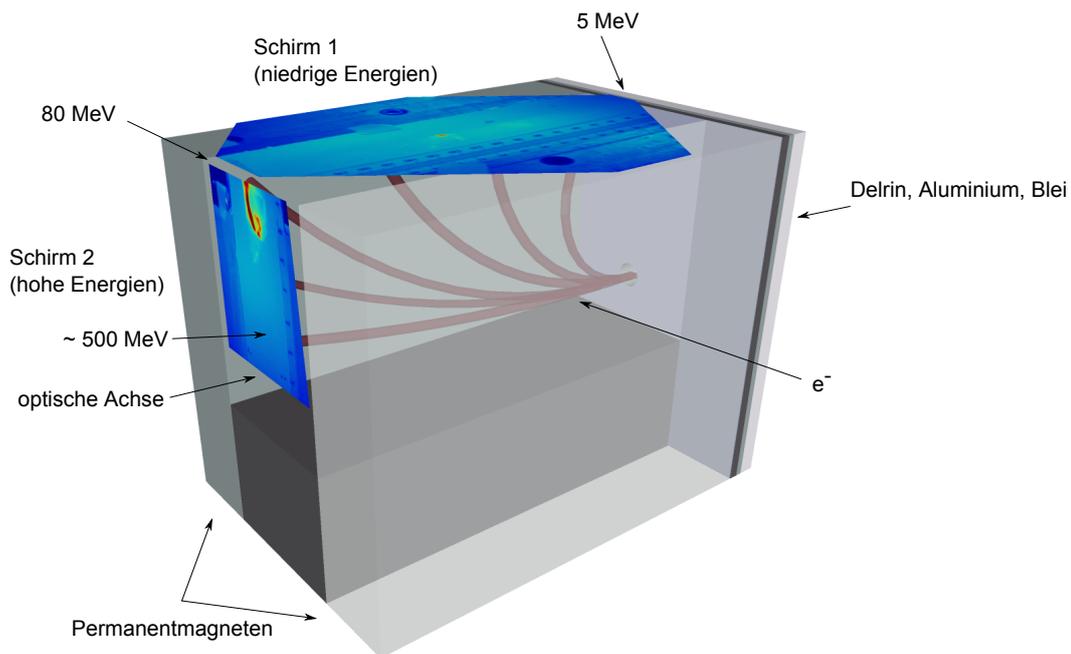


Abb. 3.8: Illustration des Elektronenspektrometers und der beiden Ebenen die über Lanex-Screens im dargestellten Bereich aufgenommen werden. Es können Energien von 5 MeV bis etwa 500 MeV aufgelöst werden.

da die Punktspreizfunktion des Spektrometers einer Faltung des ursprünglichen Signals mit der Öffnung entspricht. In einigen Fällen wurde die Apertur erweitert, beispielsweise auch wenn die geometrische Orientierung des Elektronenstrahls nicht vorhersagbar war oder durch Verschiebung des Spektrometers nicht erreicht werden konnte. Gründe für eine solche Fehlorientierung sind unter anderen in Unterkapitel 3.2.2.2 gegeben.

Die Charakterisierung des Spektrometers erfolgte durch eine räumliche Vermessung des B-Feldes mit einem Hall-Sensor und anschließende numerische Simulation der Elektronentrajektorien für verschiedene Energien. Die Schnittpunkte der Bahnen mit der oberen und der hinteren Seite des Spektrometers wurden dann über eine Spline-Interpolation in eine Funktion übertragen, welche während des laufenden Experimentes die Energie, oder im Falle thermischer Elektronen, die Temperatur der Elektronen lieferte. Das Spektrometer, das während der Experimente an Gasdüse und Gasjet eingesetzt wurde, konnte auf der oberen Ebene Energien von 5 MeV bis 80 MeV auflösen, und auf der hinteren Ebene Energien ab 80 MeV. Eine obere Grenze der Auflösung tritt ab etwa 500 MeV auf, da hier die Trajektorien der Elektronen aufgrund des wachsenden Lamor-Radius ($R_L = p/eB$ mit dem relati-

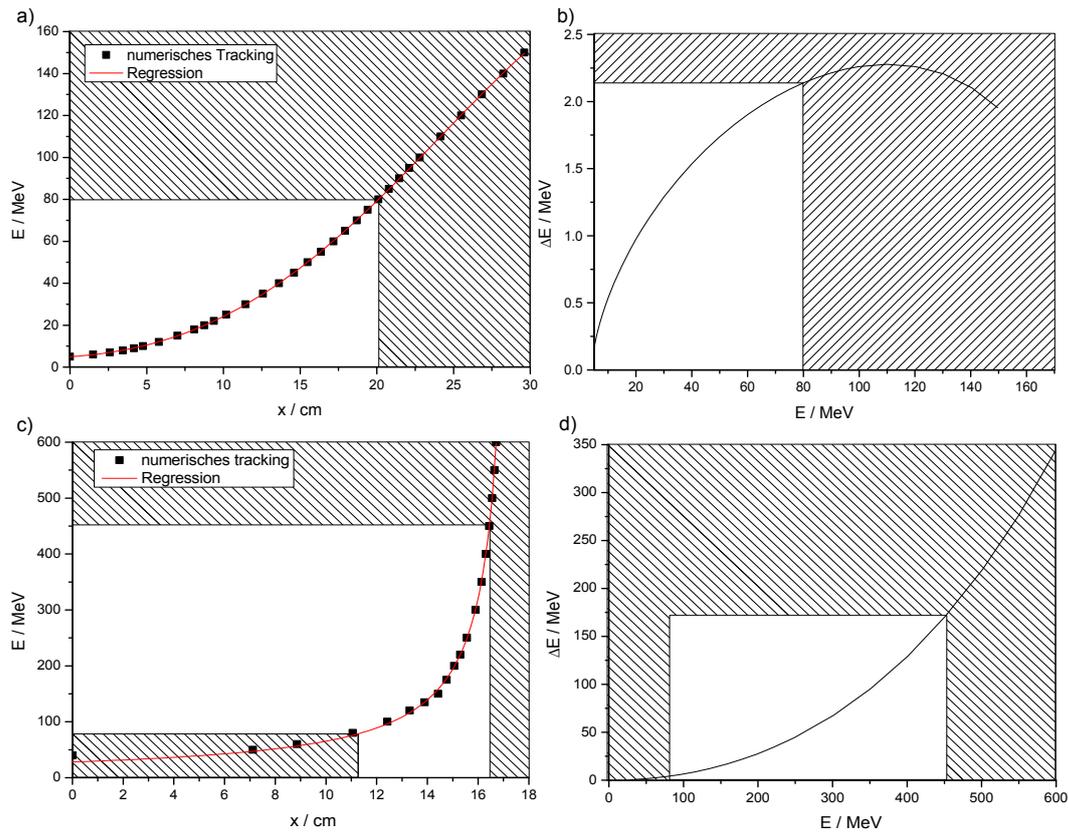


Abb. 3.9: Kalibrierungskurve des Spektrometers.

Links: Zuordnung von der Energie eines Elektrons zum Auftreffpunkt auf dem a) oberen und c) unteren Fluoreszenzschirm. Der gestreifte Bereich wird im Experiment nicht genutzt.

Rechts: Die Energieunschärfe ΔE eines 3 mrad breiten Elektronenpakets aufgrund seiner räumlichen Ausdehnung auf dem b) oberen und d) unteren Schirm. Wie zu erkennen ist, ist diese Fehlerquelle auf dem oberen Schirm moderat im Bereich weniger Prozent, während im Bereich von 300 bis 400 MeV energetische Breiten von bis zu 100 MeV entstehen. Bei der Interpretation der Spektren kann man somit keine spektralen Breiten unterhalb dieser Werte erwarten.

vistischen Impuls p) so nahe aneinanderliegen, dass sie aufgrund ihrer vertikalen Ausdehnung überlappen und nicht mehr sinnvoll interpretiert werden können. In Abbildung 3.9 ist die fälschlicherweise als energetische Breite messbare Information für einen Elektronenstrahl mit einer Divergenz von 3 mrad aufgetragen, welche als untere Grenze für die Divergenz, die an unterkritischen Targets gemessen wurde, angenommen werden kann (vergleiche Abbildung 3.10).

Zur Detektion der Elektronen im Spektrometer werden Lanex-Schirme einge-

setzt, die bei Anregung durch Röntgenstrahlung oder wie hier beabsichtigt durch Elektronen fluoreszieren. Die beiden Spektrometerebenen werden durch getriggerte Kameras abgebildet, wodurch bei den meisten Messungen zwei Spektren für einzelne Schüsse entstehen. Die Kameras sind dabei so getriggert, dass sie eine Millisekunde vor Auskoppelung des Laserpulses mit der Öffnung des Shutters beziehungsweise des Beginns der Aufnahme beginnen, und dann für 20 ms belichten. Dadurch ist gewährleistet, dass das Fluoreszieren des Lanex-Schirmes, im Bereich einer ms, vollständig integriert aufgenommen wird. Gleichzeitig wird so auch immer der Laserpuls selbst und das Plasmaleuchten, im Bereich von 25 fs beziehungsweise einiger μs , zeitlich mit eingeschlossen, was eine optisch dichte Abschottung des Wechselwirkungsbereichs von dem Spektrometer erforderlich machte. Ergänzend wurden die Kameras bei Bedarf mit spektralen Filtern versehen, die das Spektrum des Ti:Sa-Lasers abblocken, um Unvollkommenheiten der räumlichen Abschottung auszugleichen. Eine zeitliche Abschneidung des Laserpulses durch eine Triggerung einige ns nach der Interaktion war ebenfalls möglich, im Experiment aber nicht praktikabel.

An der Vorderseite des Spektrometers war ebenfalls ein Lanex angebracht, über den die Lage relativ zur Apertur und die Divergenz der Elektronen beobachtet werden konnte. Eine Aufnahme mit für die LWFA Elektronen typischer Divergenz ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

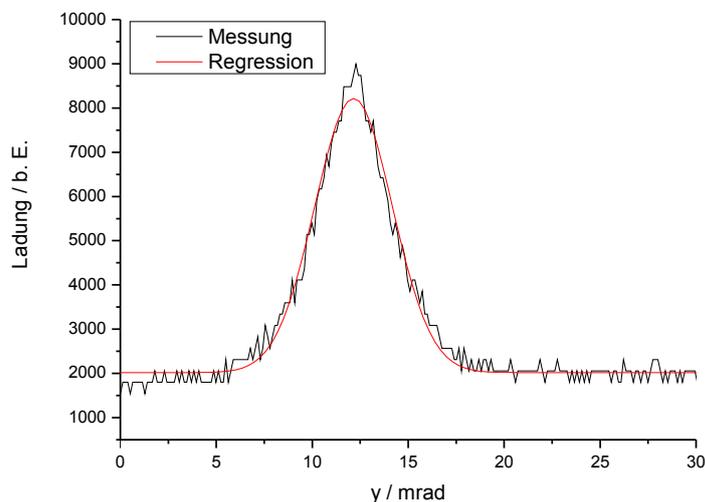


Abb. 3.10: Divergenz eines auf der Eingangsseite des Spektrometers aufgenommenen Elektronenpakets, mit für monoenergetische Elektronen aus dem Gasjet und der Gaszelle typischer Divergenz. Die FWHM Breite der angepassten Gaußkurve beträgt hier 4.7 mrad.

Diese Diagnostik wurde nicht dauerhaft eingesetzt, da sie nur zur Verfügung stand, wenn gleichzeitig eine dünne Folie aus 10 μm Kupfer und 0.19 μm Nickel an Stelle des beamviewers in den Strahlengang gelassen wurde, um das Plasmaleuchten und das Laserlicht abzublocken. Dies hatte eine Streuung der Elektronen und somit eine Abfälschung des Spektrums und der Divergenz zur Folge.

3.2.1.3 Ladungsmessung

Die Ladung der Elektronen wurde bei einigen Messungen über einen Integrating Current Transformer, ICT, bestimmt (dargestellt in Abbildung 3.6). Dieser besteht grundlegend aus einer durch eine Mylar-Ummantelung geschützte toroidale Luftspule (Rogowskispule). In dieser Spule wird durch einen Ladungsträgerpuls, welcher sich auf der Rotationsachse des Torus bewegt, eine Spannungsspitze induziert. Diese Spannung benötigt aufgrund der Lenzschen Regel eine endliche Abklingzeit mindestens im ns-Bereich, welche bei den hier betrachteten ultrakurzen Elektronenpulsen (bei der Laser-Plasma-Kathode im sub-ps Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkung) nicht mehr von der Dauer der Pulse abhängig ist [236]. Die jeweilige Spannungskurve des ICT wurde während der Messungen mit einem Oszilloskop aufgezeichnet und automatisiert von Artefakten wie einem linearen Offset und durch einen Tiefpassfilter von übermäßigem Rauschen beziehungsweise hohen Frequenzen befreit. In Abbildung 3.11 ist eine Kennlinie eines Schusses und eine Auswertung über eine Schussreihe dargestellt. Die zu einer Kennlinie gehörige Ladung erhält man durch Integration des zeitlichen Spannungsverlaufs und Division durch einem geräteabhängigen Umrechnungsfaktor [158].

Da das ICT für gewöhnlich aber nur sehr nahe an der Interaktionsregion positioniert werden konnte, und dadurch ein störender Auswurf von Plasma die Messung verunreinigte, und da generell ICTs aufgrund der sehr kurzen Elektronenpulse und des EMPs in Laser-Plasma-Interaktionen Unzuverlässigkeiten besitzen [57, 81, 203], wurde weitestgehend darauf verzichtet, es als Ladungsmessungsgerät zu verwenden. In rf-Beschleunigern treten letztere Effekte nicht auf, weshalb ICTs dort auch standardmäßig und mit hoher Zuverlässigkeit eingesetzt werden.

Als Abschätzung für die Ladung, die durch die Explosion von Elektronen aus dem Plasmakanal erwartet werden kann, kann man folgende Berechnung durchführen. Die Intensität und die Strahltaile der Laserstrahlung im Fokus wurde in Abschnitt 2.1.3 konservativ mit $I_0 \approx 8.4 \cdot 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ und $w_0 \approx 5 \mu\text{m}$ abgeschätzt. Zur vollständigen Ionisierung von Helium benötigt man (siehe Unterkapitel 2.2.1) eine

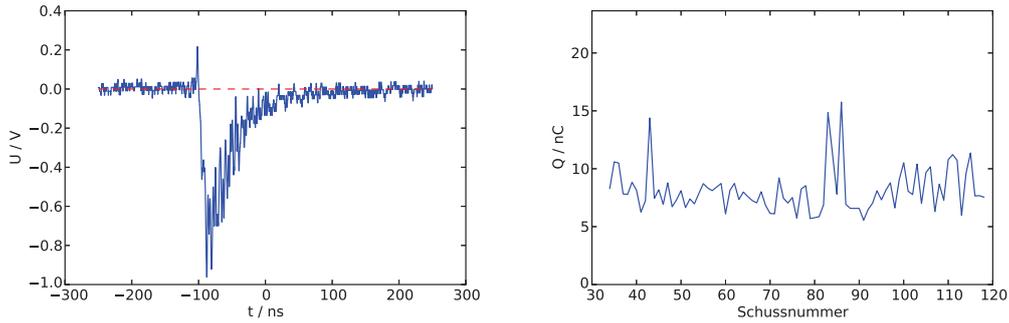


Abb. 3.11: Messkurve und Auswertung zur Bestimmung der Ladung mittels eines ICT. Verwendet wurde ein BERGOZ ICT-122-070-05:1 mit einem Umrechnungsfaktor von 5.00 Vs/C und einer Abklingzeit von 70 ns [5].

Links: Dargestellt ist die Messkurve eines Oszilloskops von einem einzelnen Schuss auf den Gasjet. Der Peak bei $t = -95$ ns wird dem EMP (elektromagnetischen Impuls) zugeordnet, welcher durch Induktion in Kabeln und Spulen Spannungsspitzen erzeugt. Der darauf folgende exponentielle Abfall des Signals von $U \approx -1$ V über etwa $\Delta t \approx 70$ ns ist die Impulsantwort der Spule auf die Spannungsspitze, welche durch die Elektronen aus dem Gasjet induziert wurde.

Rechts: Abbildung der durch die mit der oben genannten Methodik errechneten Ladung von 90 aufeinanderfolgenden Schüssen. Die drei Ausreißer bei $n = 43, 83, 86$ sind durch Schuss-zu-Schuss Schwankungen der Messungen zu erklären. Typische Ladungen für quasimonoenergetische Elektronen aus unterkritischen Plasmen befinden sich allerdings erfahrungsgemäß im Bereich von maximal einigen 10 pC. Die insgesamt hohe Ladung von ≈ 10 nC in dieser Messreihe ist dadurch zu erklären, dass hier nicht nur die schnellen, relativistischen Elektronen sondern auch die thermischen Elektronen, welche auch isotrop aus dem Plasma ausgestoßen werden, mit gemessen wurden.

Intensität von $I_H = 8.8 \cdot 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$. Diese Intensität überschreitet ein fokussierter gaußförmiger Laserstrahl innerhalb eines Radius $R = w_0 \sqrt{-0.5 \ln(I_H/I_0)} \approx 10.7 \mu\text{m}$. Nimmt man nun als grobe Abschätzung einen zylindrischen Kanal von der Länge eines Gasjet von $L = 1$ mm mit einer Elektronendichte $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ an, entlang dem das Gas innerhalb dieses Radius ionisiert wird, so erhält man eine Ladung von $Q_{ges} = n_e L \pi R^2 e \approx -576$ nC. Wenn man beachtet, dass sich der Kanal durch Filamentierung des Strahls effektiv vergrößert und durch Ionisierung des Heliums bei noch geringeren Intensitäten auf He^+ statt He^{++} die Elektronenanzahl weiter steigt, ist der Auswurf von Elektronen im nC Bereich eine plausible Erklärung.

Eine weitere Messung der Elektronenladungen zum Zweck einer Kreuzkalibrierung wurde von Timur Kudyakov mit einer Probe auf Basis mehrerer an Glasfaserkabeln befestigten $\text{Y}^2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ Szintillationskristallen in einer Fassung aus Graphit und Stahl durchgeführt [121] und lieferte im Bereich unterkritischer Beschleunigung

erwartete Ladungen im Bereich von 10 pC. In einem Bereich bis etwa 30 MeV, in dem die Kristalle relativ unempfindlich auf die Energie der Elektronen reagieren, kann die Verteilung der Eindringtiefe der Elektronen in Verbindung mit der von der Teilchenzahl abhängigen Helligkeit im Abgleich mit GEANT-4 Simulationen zu Aussagen über die Ladung und Energieverteilung verwendet werden. Die Szintillationsprobe ist auch aufgrund der Beschränkung auf Elektronenenergien unter 30 MeV und ihrer Widerstandsfähigkeit gegenüber hohen Temperatur und Druck primär für den Einsatz in Fusionsreaktoren konzipiert [120].

Die Lanexschirme, die in Verbindung mit einem Permanentmagnetspektrometer zuverlässig zur Energiebestimmung eingesetzt wurden, besitzen zwar über viele Größenordnungen, gerade in den pC/mm²- und nC/mm²-Bereichen der unter- und überkritischen LPA, eine hohe Linearität von der Helligkeit zur Ladung [19], wurden aber dennoch nicht zur Ladungsbestimmung eingesetzt. Grund hierfür ist die Schwierigkeit einer absoluten, von der Kamera unabhängigen Helligkeitsmessung. Die Helligkeit des Signals, die von der Kamera ausgegeben wird, hängt ab von ihrem Abstand zu dem Lanex, dem Öffnungswinkel des Objektivs, der Quantenausbeute der CCD, und softwareseitigen Einstellungen wie der Helligkeit oder dem gain (einer analogen Helligkeitsanpassung vor der Digitalisierung des Signals). Alle diese Parameter können nicht dauerhaft konstant gehalten werden, weshalb sich der Einsatz einer Konstantlichtquelle zur Referenz anbietet. Eine Möglichkeit der Bereitstellung einer Lichtquelle mit bekannter und weitgehend konstanter Photonenrate ist die Kombination eines aktiven Betastrahlers hoher Halbwertszeit, wie Tritium in [84, 19], Halbwertszeit 12.3 Jahre, mit einer fluoreszierenden Schicht. Dieser Ansatz wurde nicht zuletzt wegen sicherheitstechnischer Bedenken hier nicht gewählt.

Bei Experimenten zu Festkörpertargets (Kapitel 4) wurde zur Ladungsmessung auf kalibrierte Image Plates zurückgegriffen, die im Gegensatz zum ICT immun gegen den elektromagnetischen Impuls des Plasmas sind. Durch eine Stapelung von Image Plates kann außerdem lokalisiert die Ladung und im Falle thermischer Elektronen die Temperatur angegeben werden [81, 237]. Diese Methode ist allerdings für online-Messungen nicht geeignet, da die IPs nachteilhafterweise zur Auswertung nach jedem Schuss oder einer Akkumulation von Schüssen eingescannt werden müssen.

3.2.2 Ergebnisse

Im Folgenden werden die zentralen Ergebnisse der experimentellen Messreihen an der Gasdüse erläutert.

Primäres Ziel der Messungen war vor allem die experimentelle Verifizierung der analytischen Skalierungen aus [182] und das Eingrenzen eines Regimes in dem eine stabile Produktion von quasi-monoenergetischen Elektronen ermöglicht wird. Die Skalierungen dürfen nicht als universelle Vorgaben interpretiert werden, die einer beliebigen Puls- und Plasmakonfiguration die entsprechenden charakteristischen Größen der produzierten Elektronenpakete zuordnen, sondern sie liefern Vorhersagen für einen Bereich, in dem eine solche Produktion gerade möglich ist.

Die Stabilität bezieht sich dabei sowohl auf die Energie wie auch auf die räumliche Orientierung der Elektronen, und auf die Rate, mit der quasimonoenergetische Elektronen entstehen. Im Gegensatz dazu entstehen grundlegend bei allen Laser-Plasma-Wechselwirkungen mit relativistischen Intensitäten thermische Elektronen, isotrop durch die Coulombexplosion des aufgeheizten Plasmas und gerichtet durch Langmuir-Wellen entlang der optischen Achse.

Der Begriff quasi-monoenergetisch umfasst die Elektronen, die einen geringen oder vernachlässigbaren thermischen Untergrund besitzen und einen kleinen Quotienten $\frac{\Delta E}{E}$ der energetischen Breite über der Energie. Monoenergetische Elektronen im Sinne beispielsweise monoenergetischer Laserstrahlung, deren spektrale Breite im stabilen cw-Betrieb theoretisch durch die Unschärferelation auf die natürliche Linienbreite fourierbegrenzt ist, kann von diesen Beschleunigungsmechanismen generell nicht erwartet werden. Allein die Coulombwechselwirkung innerhalb eines Elektronenpaketes bewirkt eine räumliche und energetische Verbreiterung, die im Falle optischer Strahlen nicht auftritt.

3.2.2.1 Spektrale Eigenschaften

In dem Bereich linearer Plasmabeschleunigung erhalten die Elektronen wie in Abschnitt 3.1.1 dargelegt aufgrund der breitbandigen Beschleunigung über einen halben Wellenzyklus breitbandige Spektren, die man gut mit einer eindimensionalen Maxwellverteilung beschreiben kann, der sich typischerweise Temperaturen im Bereich von bis zu einigen zehn MeV zuordnen lassen [144]. Im Folgenden werden diese Spektren als thermisch bezeichnet. In Abbildung 3.12 ist ein entsprechender Schuss und exemplarisch die Auswertung, die für quasimonoenergetische Spektren bis auf die exponentielle Regression ähnlich verläuft, dargestellt.

Durch systematische Modifizierung der Parameter wie Düsendurchmesser, Pulsdauer, Plasmadichte und auch der Positionierung des Laserfokus relativ zum Gasjet wurde nun versucht, in diesem mehrdimensionalen Parameterraum Bereiche zu

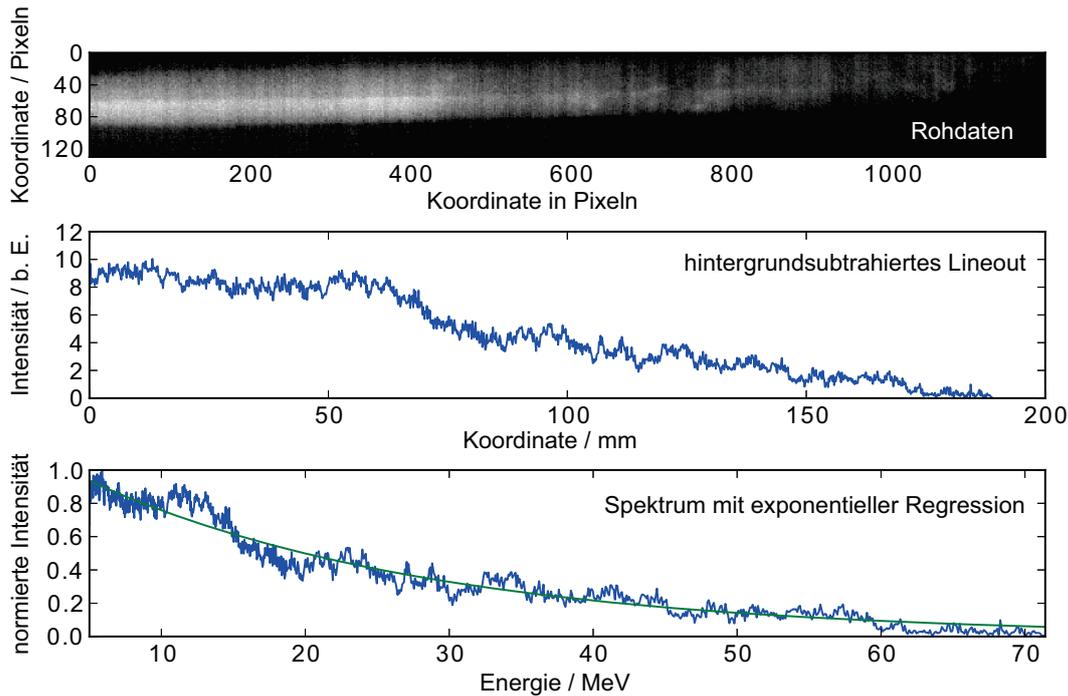


Abb. 3.12: Thermisches Spektrum von Elektronen aus einem Gasjet mit 3 mm Durchmesser bei $p = 41$ bar Hintergrunddruck und einer Elektronendichte von $n_e = 1.46 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Energie und Pulsdauer betragen $E = 2 \text{ J}$ und $\tau = 24 \text{ fs}$. Dargestellt ist auch die Konstruktion des Spektrums aus den Rohdaten, bestehend aus Subtraktion des Hintergrunds und der geometrischen Transformation des Lineouts entsprechend der nichtlinearen Abbildungsfunktion des Spektrometers, welches von 5 MeV bis kapp 80 MeV auflösen kann. Im Falle eines thermischen Spektrums wie hier liefert eine exponentielle Regression mit $n(E) = A \cdot \exp\left(\frac{-E_{kin}}{T_{eff}}\right)$ die Temperatur der Elektronen, in diesem Beispiel mit einem bei diesen Parametern typischen Wert von $T_{eff} = 23.9 \text{ MeV}$.

finden, in denen mit möglichst hoher Rate nicht-thermische Elektronen produziert werden.

Ein exemplarisches Eingrenzen eines Druckbereichs, der stabile quasimonoenergetische Elektronenproduktion erlaubt, ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

In Bereichen unter- und oberhalb des gesuchten Regimes ist in dieser Darstellung nur ein schwaches oder gar kein Elektronensignal zu erkennen, welches dann auch ein rein thermisches Profil aufweist. Hier sind alle Spektren auf eine maximale Helligkeit normiert.

Die spektrale Breite der Elektronenpakete ist neben der räumlichen Divergenz entscheidend für eine geringe Emittanz, welche für Nachbeschleunigungsstufen oder die Einkopplungen in Undulatoren [201], auch im Hinblick auf den Einsatz in freie-Elektronen-Lasern, von kritischer Relevanz ist. Im Experiment wurden dabei

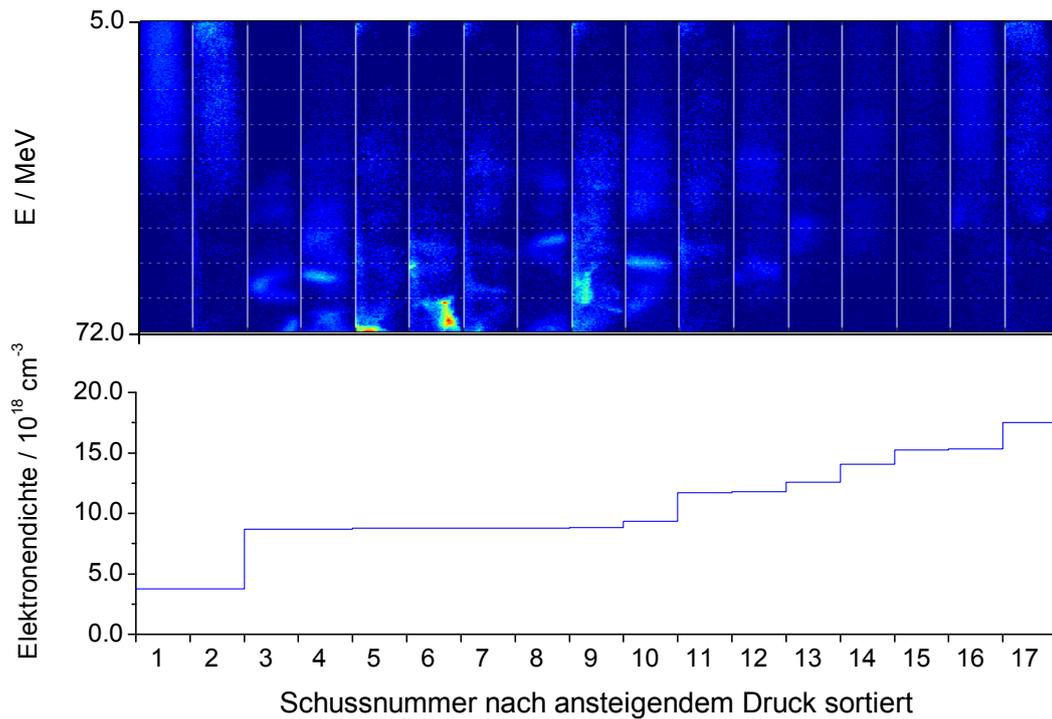


Abb. 3.13: Schussreihe mit $E = 2 \text{ J}$, $\tau = 26 \text{ fs}$ auf einen Gasjet mit einem Durchmesser von 2 mm und einer variierten Dichte von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Schüsse sind nachträglich nach ansteigender Elektronendichte angeordnet worden. Erkennbar ist, dass ein Regime für nicht-thermische Elektronen in einem begrenzten Band der Hintergrundelektronendichte existiert. Für diese Parameter liegt es bei $9.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

spektrale Breiten von wenigen Prozent erreicht, wie in Abbildung 3.14 dargestellt.

Die Existenz solcher nichtthermischer, fast monoenergetischer Elektronen ist bereits ein notwendiger Indikator für das Erreichen des bubble-Regimes. Um die Vorhersagen der Theorie weiter zu verifizieren wurden zahlreiche Messreihen durchgeführt, da aufgrund von Instabilitäten der Laserstrahlung beziehungsweise des Gasjets die Ladung, Energie und Orientierung der produzierten Elektronen, und somit deduktiv auch die Natur der Wechselwirkung im Plasma, teils unkontrollierbaren Schwankungen unterlegen war. Ein wesentliches Ziel der Messungen bestand darin, innerhalb dieser Messungen die Gültigkeit der theoretischen Skalierungen aus [181] zu überprüfen. In Abbildung 3.15 ist eine exemplarische Messreihe dargestellt, bei der bei einem Schuss eine maximale zentrale Energie von 350 MeV und 360 MeV im Ausläufer gemessen wurde, was für die gewählten Parameter gut mit der Theorie übereinstimmt. Der Hintergrunddruck lag bei der 3 mm Düse bei $p = 24 \text{ bar}$,

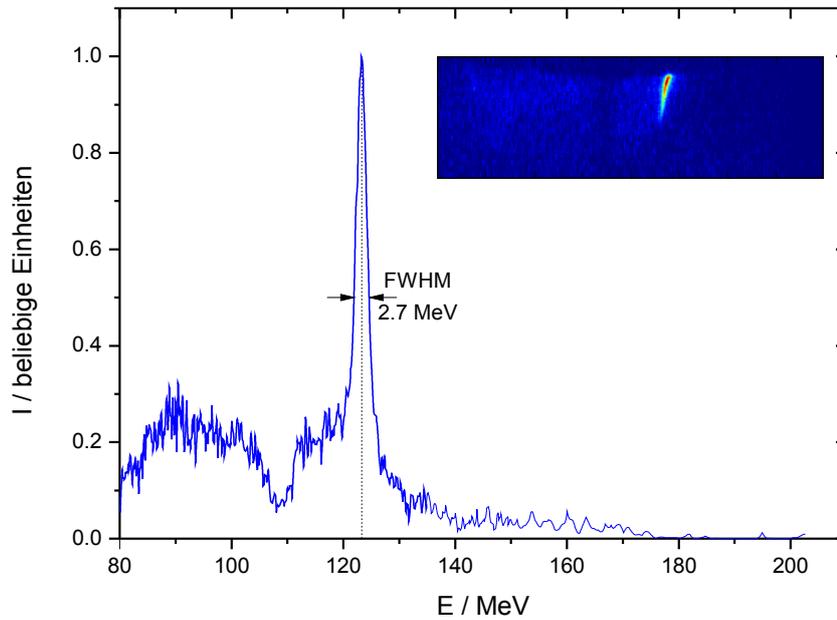


Abb. 3.14: Die Elektronenpakete besitzen idealerweise eine sehr geringe Temperatur beziehungsweise energetische Breite. Minimal wurden, wie hier dargestellt, Spektren mit quasimonoenergetischen Peaks mit Breiten $\Delta E/E$ von etwa 2% der zentralen Energie generiert. Bei diesem Schuss betrug die Plasmadichte $n_e = 9.36 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Pulsdauer von $\tau = 28 \text{ fs}$ und einer Gasjetlänge von $D = 2 \text{ mm}$, die markierte zentrale Energie betrug 123.3 MeV.

wodurch sich im Heliumgas eine Elektronendichte von $n_e = 8.69 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ergibt. Der Laserpuls hatte eine Pulsdauer von $\tau = 40 \text{ fs}$ und eine Energie von 2 J hinter dem Kompressor. Nach (3.15) ergibt sich damit eine Energie von 375 MeV, welche hier zwar nicht exakt erreicht wurde, aber nah genug angenähert wurde um als experimenteller Nachweis der postulierten Skalierung zu gelten. Aufgrund von Effekten wie der Filamentierung des Laserstrahls oder auch der Abbremsung des Elektronenbunches nach Erschöpfung der Laserenergie, welche in dieser analytischen Skalierung nicht berücksichtigt werden, ist ein Erreichen dieses optimalen Wertes auch nicht realistisch.

Ein Phänomen, das wiederholt sowohl bei den Messungen am Gasjet wie auch an der Gaszelle auftrat, war das der Erzeugung von mehreren Elektronenpaketen durch einen einzelnen Laserpuls. In Abbildung 3.16 sind die verschiedenen typischen spektralen Profile der hier als Multibunches bezeichneten Elektronenpakete zu sehen.

Ursache für dieses Phänomen kann bei einem ausreichend langem ($c\tau > \lambda_P$) Laserpuls der Einfang von Elektronen in den wake-Feldern von Fragmenten eines durch SMLWFA zerfallenen Laserpulses sein, oder auch im Falle eines kurzen

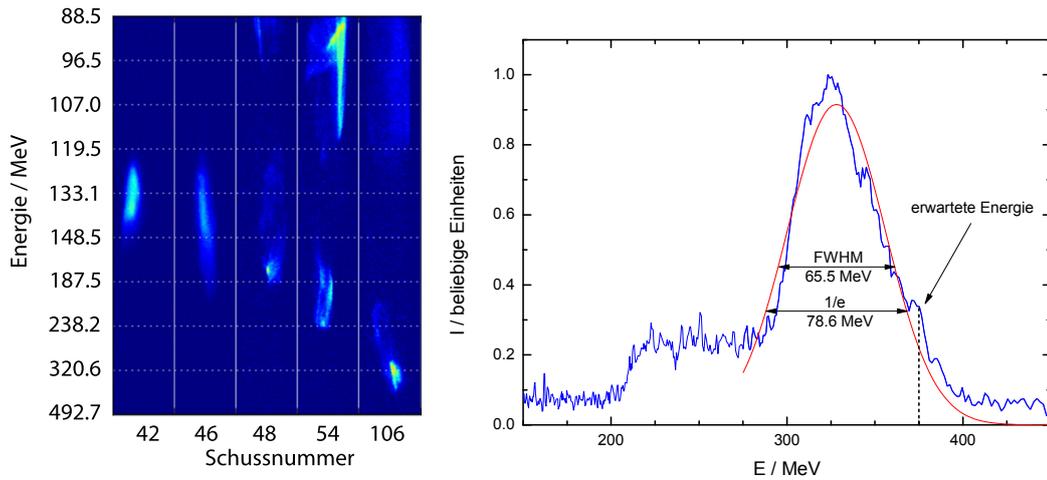


Abb. 3.15: Links: Auszüge aus einer Schussreihe auf einen 3 mm langen Gasjet mit $n_e = 8.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Nummern 42, 46, 48, 54) und $n_e = 8.69 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Nummer 106). Die Pulsdauer und Energie des Laserstrahls betragen $\tau = 40 \text{ fs}$ und $E = 2.0 \text{ J}$. Bei den Schüssen 42, 46 befand sich ein beamviewer im Strahlengang wodurch die Energie der gemessenen Elektronen zusätzlich an Kontrast verlor beziehungsweise verschmierte.

Rechts: Ein lineout über die gesamte Breite von Schuss 106 aus dem linken Bild mit einer Breite der eingezeichneten gefitteten Gaußkurve von 78.6 MeV bei einem Energiemaximum bei 323 MeV. Die theoretische Vorhersage bei diesen Parametern liegt etwas höher bei 375 MeV, also noch innerhalb des Peaks (eingezeichnet).

Die Breite des Maximums liegt in dem Bereich der in Abbildung 3.9 vorhergesagten Breite von $\Delta E \approx 79 \text{ MeV}$ bei $E = 323 \text{ MeV}$. Es ist also zu erwarten, dass die tatsächliche Energie der Elektronen weit darunter liegt. Das angezeigte Signal ist immer eine Faltung von der Ausdehnung in y -Richtung und der energetischen Breite. In diesem Fall einer genauen Übereinstimmung würde sich also eine tatsächliche energetische Breite $\Delta E \ll E$ ergeben. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, dass der Elektronenstrahl eine Divergenz von 3 mrad besaß, die bei der Fehlerabschätzung angenommen wurde.

Laserpulses die Beschleunigung von Elektronen in den folgenden Wellenbäuchen hinter dem Laserpuls durch transversales [22] oder longitudinales Wellenbrechen im flat-top Bereich des Gasjets oder am etwa 100 μm langen negativen Dichtegradienten an dessen Ende [223, 21, 221].

Eine Feststellung, die wiederholt bei den Messungen gemacht werden konnte, ist dass Pulse mit einer längeren Pulsdauer als den minimal erreichbaren 23 fs des Titan-Saphir-Lasers statistisch erkennbar eine verbesserte Produktion von Elektronen im Bezug auf höhere Ladung, Energie und stabilere räumliche Ausrichtung erzielen können. Um die Pulslänge zu verändern wurde dabei mit Hilfe eines Dazzlers Dispersion zweiter Ordnung auf die Pulse eingeführt. In Abbildung 3.17 ist exemplarisch eine

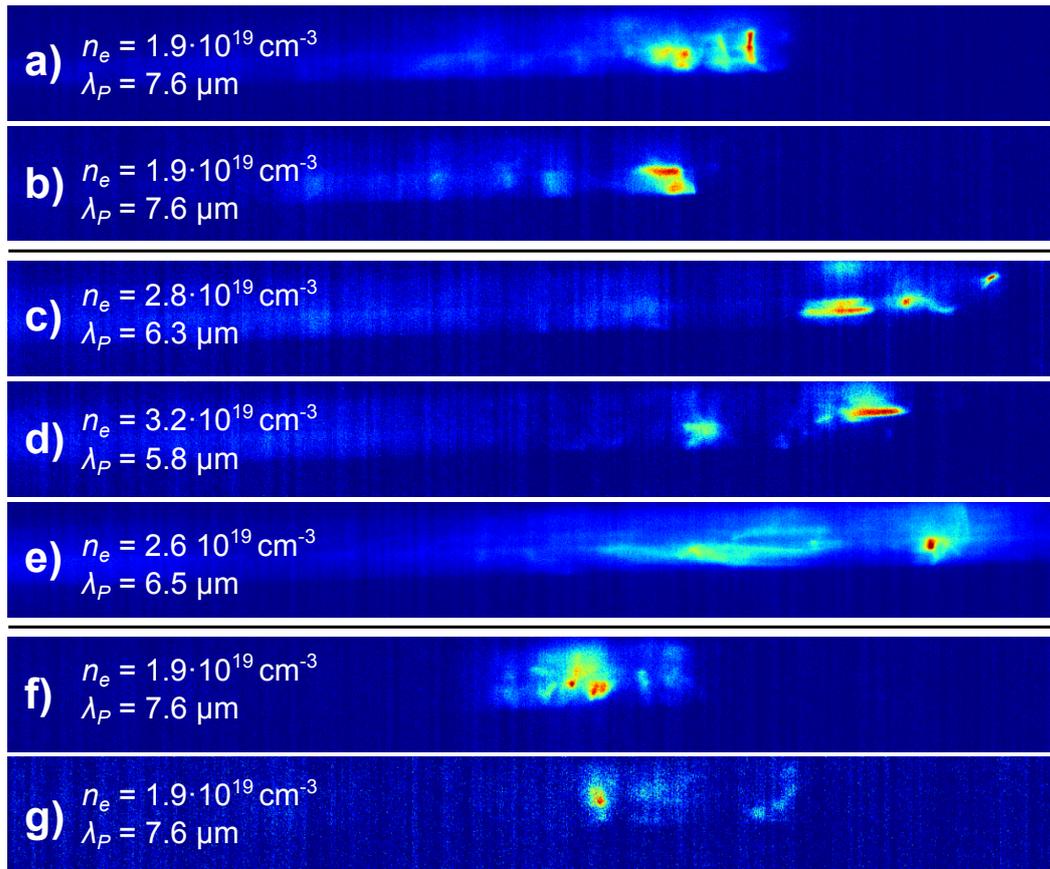


Abb. 3.16: Elektronenspektren einzelner Schüsse mit mehreren Peaks. Diese liefern einen Hinweis auf die Erzeugung mehrerer Elektronenpakete mit geringem Abstand in Größenordnung der Plasmawellenlänge. Die Laserpulsdauer betrug 24 fs bei einer Energie von 1.8 J, die Länge des Laserpulses betrug also 7.2 μm . Plasmadichte und Wellenlänge sind jeweils markiert. Drei Szenarien lassen sich unterscheiden.

In a), b) war der Laserpuls kürzer als die Plasmawellenlänge, was nahelegt, dass die Erzeugung der zusätzlichen Elektronen in diesem LWFA Szenario in einer späteren Oszillation der Plasmawelle stattfand [166].

In c)-e) ist die Plasmawellenlänge kürzer als der Laserpuls. Hier tritt wie in Abschnitt 2.2.3 dargelegt Selbstmodulation und Selbstfokussierung ein, wodurch der Puls in mehrere kurze Pulse zerfallen kann (SMLWFA), welche jeweils eine einzelne Plasmawelle antreiben können. Diese wiederum eignen sich gegebenenfalls jeweils für das Antreiben eines eigenen Elektronenpakets [76].

In f), g) sind die Parameter wie in a), b). Hier haben die Elektronen mit der geringeren Ladung die höhere Energie, was ein PWFA Szenario nahelegt, das in Kapitel 5 erörtert wird. Hier treibt ein Elektronenpaket hoher Ladung selbst eine Plasmawelle, und überträgt dadurch seine Energie auf ein kleineres, folgendes Elektronenpaket, welches dadurch theoretisch eine höhere Energie pro Teilchen und durch fokussierende E- und B-Felder eine geringere Emittanz erhalten kann.

Reihe von Schüssen bei Pulslängen von $\tau = 40$ fs und $\tau = 50$ fs dargestellt. Es ist erkennbar, wie die längere Pulsdauer, bei sonst konstanten Parametern, sich auf das Spektrum der Elektronen auswirkt.

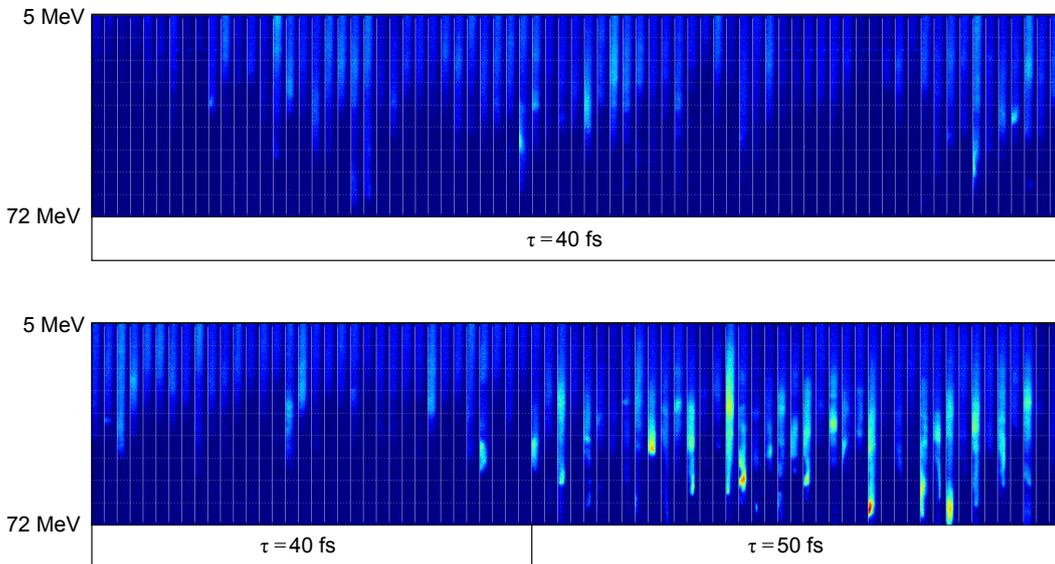


Abb. 3.17: Visualisierung der Pulsdauerabhängigkeit der Elektronenproduktion. Im Experiment zeigte sich wiederholt eine Abhängigkeit der Produktion monoenergetischer Elektronen von der Dauer des Laserpulses. Hier abgebildet sind aufeinander folgende Schüsse mit $\tau = 40$ fs und $\tau = 50$ fs. Die Verlängerung des Pulses wird über eine Auferlegung von Dispersion durch einen Dazzler erreicht, die Pulsenergie bleibt dabei konstant.

Die Pulsdauerabhängigkeit in Form höherer Effektivität von längeren Pulsen, die aufgrund der Antiproportionalität der Intensität zur Pulsdauer zuerst kontraintuitiv erscheint, lässt sich über das dephasing (Abschnitt 3.1.1) erklären, da längere Pulse weniger schnell durch Erosion der Pulsfront aufgebraucht werden [34, 140].

Eine ebenfalls drastische Verbesserung sowohl der Rate, mit der Elektronenpakete produziert werden konnten, als auch der räumlichen Stabilität der Elektronen durch Erhöhung der Laserpulslänge konnte auch in [66] gezeigt werden. Hier wurde die Verlängerung des (nichtrelativistischen) Pulses statt wie hier durch einen Dazzler durch eine einfache Dejustage der Kompressorgitter erreicht, welche einen positiven Chirp zur Folge hatte wodurch sich die Pulsdauer auf 74 fs mehr als verdoppelte.

Es war ebenfalls erkennbar, dass eine Verstellung der adaptiven Optik, welche Fehler in die TEM₀₀ des Laserstrahls einführte, teils zu einer ähnlichen Verbesserung der Elektronenproduktion führen konnte. Erklären lässt sich das über die somit erhöhte Rayleighlänge, welche eine längere Beschleunigungsstrecke bewirken kann,

wie in der analytischen Skalierung (3.17).

3.2.2.2 Stabilität und Pointing

Ein Problem, welches sich grundlegend bei allen Messreihen an unterkritischen Plasmen wiederholt gezeigt hat, war das des Findens oder Erreichens eines stabilen Regimes, also eines Parameterbereichs, in dem mit hoher Wiederholbarkeit stabile Elektronenbunches mit gleich bleibenden Charakteristika produziert werden. Damit sind mehrere Unterpunkte gemeint, zum einen die im vorangegangenen Kapitel thematisierte spektrale Stabilität. Außerdem wird darauf abgezielt, dass man eine Optimierung oder wenigstens eine Vorhersagbarkeit der räumlichen Eigenschaften der produzierten Elektronen erlangt. Diese bestehen in einer möglichst geringen Divergenz jedes einzelnen Elektronenpaketes und einer ebenfalls geringen Winkelverteilung der Ausrichtung der Elektronenpakete nahe der optischen Achse.

Gründe für die Instabilitäten beziehungsweise die Unvorhersagbarkeit der Trajektorien der Elektronen sind zum Beispiel das hosing [102], also transversale Oszillationen des Laserpulses, oder auch Turbulenzen oder generell chaotische Dichteveränderungen in den Gastargets, welche für das Abweichen des Elektronenstrahls von der optischen Achse verantwortlich sein können. In [176] wird die Schiefstellung der Pulsfront des Laserpulses (vergleiche Abschnitt 2.1.1 und [71]) als Ursache für das Abweichen der Elektronen von der Symmetrieachse verantwortlich gemacht und auch unmittelbar zur Steuerung des Winkels benutzt. Die Schiefstellung wird dabei durch eine Dejustage der Kompressorgitter verursacht, da diese einen Winkelchirp auf das Spektrum des Lasers einführt. Andere Methoden zur Erhöhung der Stabilität der Elektronenproduktion bestehen in der Erzeugung eines erhöhten Gradienten in der Dichteverteilung des Gasjets, beispielsweise durch eine mechanische Blockade wie eine Rasierklinge in [202] oder einen kreuzenden Laserpuls in [45].

Häufig wurde wie hier dargestellt ein zwar geringer Öffnungswinkel der Trajektorien beobachtet, deren Zentrum aber einige zehn mrad von der optischen Achse entfernt liegt. Diese starke Abweichung war bei Verwendung einer Gaszelle (vergleiche Abbildung 3.20) nicht mehr zu erkennen. Des Weiteren ist auch hier, wie bei der Stabilität des Spektrums, ein optimaler Druckbereich zu erkennen, bei dem die Winkelverteilung der Elektronen entlang der x- und y-Achse minimal wird. Dieser liegt mit einer Dichte von $n_e = 5.48 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ etwas unter dem, in dem eine optimale Generierung von monochromatischen bunches (siehe Abbildung 3.13) festgestellt wurde. Dies dürfte zu der Schwierigkeit beigetragen haben, ein Regime

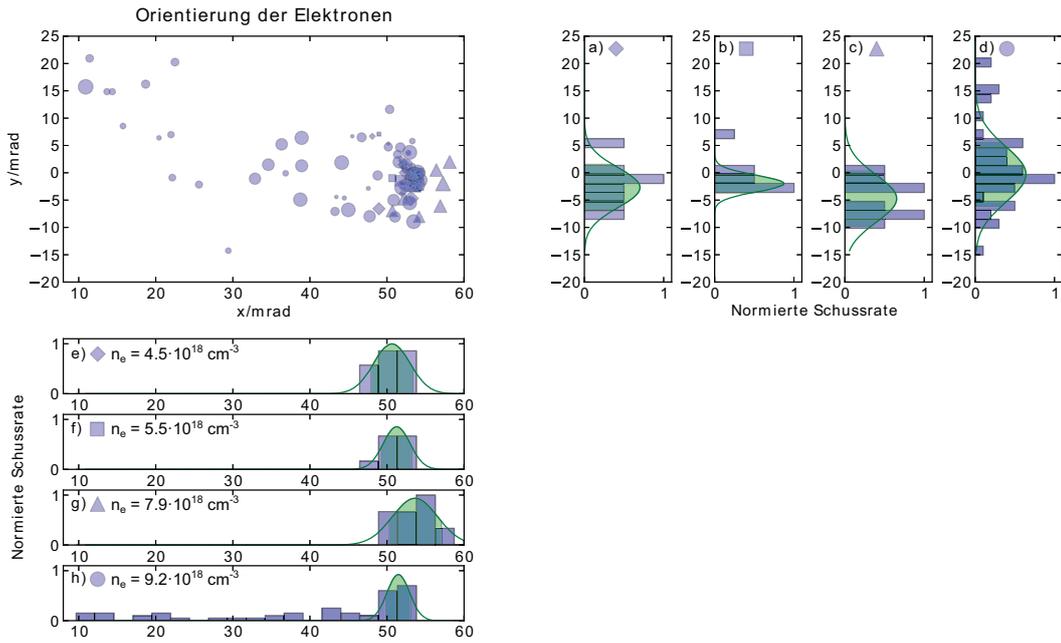


Abb. 3.18: Pointing der Elektronen aus einem 2 mm breiten Gasjet, aufgenommen über 80 Schüsse. Der Durchmesser der Symbole ist proportional zur Helligkeit und antiproportional zur Breite des jeweiligen Signals, so dass Elektronenpakete geringer Ladung und hoher Divergenz kleiner dargestellt werden.

Unter und neben der Grafik ist in je vier Histogrammen die Winkelverteilung für die Elektronenstrahlen bei den eingezeichneten Plasmadichten aufgetragen, mit a), e) 8 Schuss bei $n_e = 4.46 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, b), f) 9 Schuss bei $n_e = 5.48 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, c), g) 8 Schuss bei $n_e = 7.90 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d), h) 56 Schuss bei $n_e = 9.23 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die jeweils grün markierten Halbwertsbreiten (FWHM) der Streuung der Elektronentrajektorien betragen a) 8.5 mrad, b) 3.5 mrad, c) 10.2 mrad, d) 11.8 mrad, e) 5.5 mrad, f) 4.0 mrad, g) 6.8 mrad, h) 3.3 mrad.

zu finden, in welchem durchgehend monoenergetische Elektronen konstanter Energie genau die Apertur des Spektrometers im Bereich von 5 mrad treffen.

Um den konstanten Offset (zu sehen in Abbildung 3.18) auszugleichen, wurde als einfachste Methode das Spektrometer, so weit wie die Geometrie des Aufbaus es zuließ, in x- und y-Richtung an den Ort der höchsten Elektronentrajektorien verschoben. Eine andere Methode, die solche Verkippungen äquivalent ausgleichen kann, besteht darin, die Parabel und demzufolge mindestens zwei weitere Spiegel der Strahlführung so zu verstellen, das die optische Achse des Laserstrahls dem Austrittswinkel der Elektronen genau entgegenwirkt, wie beispielsweise in [20]. Da diese Methode aber geometrisch den gleichen Effekt erzielt wie das Verschieben des Spektrometers, und dieses in dem Aufbau den größeren Bewegungsspielraum hatte,

wurde dieser Ansatz nicht gewählt. Des Weiteren ist es möglich, die Richtung der Elektronen durch eine gezielte Verkippung der Pulsfronten im Bereich einiger mrad zu manipulieren, wie in Abbildung 2.1 gezeigt [176]. Am ARCTURUS Lasersystem war eine solche Manipulation allerdings technisch nicht möglich.

3.3 Elektronen aus der Gaszelle

Um die Interaktionslänge über die Ausmaße der Düse des Gasjets zu verlängern wurde eine Gaszelle eingesetzt. Eine solche Vorgehensweise wird erfolgreich unter anderem in [168, 29, 174, 31] dokumentiert. Eine alternative Methode zur Verlängerung der Propagationsstrecke im Plasma wird durch die Verwendung einer Kapillare mit einem Durchmesser im mm-Bereich erlangt, was gleichzeitig den Vorteil der Strahlführung durch Totalreflexion an den Innenwänden des Kanals birgt. Solche Aufbauten profitieren typischerweise auch von einer Gasentladung, die vor Eintreffen des Laserpulses durch Elektroden an den Enden der Kapillaren gezündet wird. Diese ionisiert das Gas frühzeitig, wodurch der Laserpuls die entsprechende Energie statt zur Ionisierung vollständig zur ponderomotorischen Verdrängung der Elektronen, beziehungsweise zur Beschleunigung, verwenden kann. Wir haben hier die Methode mit der Gaszelle gewählt, da diese zwar vielversprechende Ergebnisse liefern konnte, aber noch relativ wenig Forschung in diese Richtung existierte. Dafür sprach außerdem der relativ simple Aufbau, der nur geringe Modifikationen an der Halterung für die Gasdüse erforderte.

3.3.1 Aufbau

Zur Fokussierung des Laserstrahls von 67.5 mm Durchmesser wurde eine f/10-Parabel mit 800 mm Brennweite eingesetzt, wodurch sich eine Strahltaile von $2w_0 = 2\lambda/(\pi \arctan(67.5 \text{ mm}/800 \text{ nm})) \approx 12.1 \mu\text{m}$ und eine Rayleighlänge von $z_R = \pi w_0^2/\lambda \approx 143 \mu\text{m}$ ergeben. Bei der hier verwendeten Pulsdauer von $\tau = 25 \text{ fs}$ und einer Energie pro Puls von $W = 2 \text{ J}$ ergibt sich dann eine maximale Intensität $I_0 = 6.1 \cdot 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ und nach (2.7) eine relativistische Amplitude $a_0 = 5.3$. Die hier eingesetzten Zellen bestehen aus einer quaderförmigen Plexiglasfassung, in die die Düse aus den Gasjetexperimenten eingefasst ist (Abbildung 3.19). An der Vorderseite aus Aluminium befindet sich eine konische Vertiefung mit einer Apertur von 500 μm Durchmesser. Der Fokus des Laserstrahls wurde mit Hilfe eines 50 μm dicken Drahtes auf die Innenkante dieser Aluminiumfassung, beziehungsweise auf

die ansteigende Flanke der Gasdichte fokussiert.

Auf der Rückseite befindet sich auf Höhe der optischen Achse eine etwas größere Öffnung, durch welche die Elektronen und für eine parallel laufende Messung die Betatron-Strahlung ausgekoppelt wird. Ähnlich wie beim Gasjet wurde auch die Gaszelle vor Beginn des Versuchs interferometrisch auf die Abhängigkeit von Hintergrunddruck zu Teilchendichte durch C. Peth charakterisiert, indem der zeitliche Verlauf der Interferenzstreifen beim Befüllen der Zelle ausgewertet wurde. Erläuterungen zur nichttrivialen Messung der Gasdichte in einer Zelle finden sich in [151, 61, 90]. Ebenso wurde über getriggerte Aufnahmen des Füllens und Entleerens der Zelle sichergestellt, dass das Gas zum Zeitpunkt der Interaktion mit dem Laserpuls die Gaszelle mit einer homogenen Dichteverteilung ausfüllte.

Eine numerische Simulation mit dem Hydrodynamikcode FLUENT, die die Dichteverteilung in der Zelle und das Ausströmen des Gases aus den beiden Öffnungen simulieren sollte, wurde zum Abgleich mit den Messungen durchgeführt, konnte aber keine physikalisch sinnvollen Ergebnisse liefern.

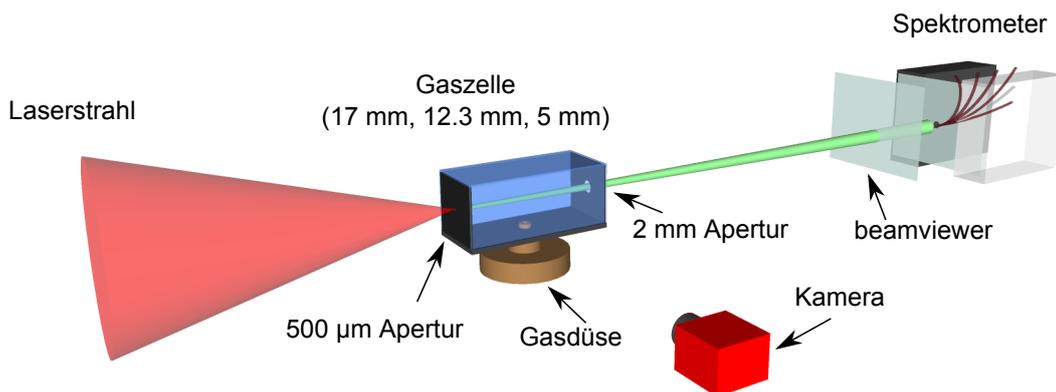


Abb. 3.19: Schematischer Aufbau der Messungen mit der Gaszelle. Der Laser wurde mit einer Parabel mit einer Brennweite von $f = 80$ cm auf den Eingang der Gaszelle fokussiert. Die Kamera lieferte über das Eigenleuchten des Plasmas eine Abbildung der Länge des Kanals, der Schirm vor dem Elektronenspektrometer konnte zur Aufnahme eines unverfälschten Spektrums aus dem Strahlweg gehoben werden. Hinter dem Spektrometer war für eine parallele Messung der Betatronstrahlung (nicht eingezeichnet) ein Röntgenspektrometer installiert.

3.3.2 Stabilität der Energie und des Pointings

Beim Vergleich mit dem einfachen Gasjet liegt das Hauptaugenmerk von allem auf der Stabilität der Streuung der Elektronen, deren Divergenz, Energie und auf der

Abweichung des Schwerpunktes der Winkelverteilung von der optischen Achse des Lasers, welche ja bei dem Gasjet teilweise signifikant war (vergleiche Abbildung 3.18). Da die Winkel- und die energetische Stabilität bei der kürzesten, 5 mm langen

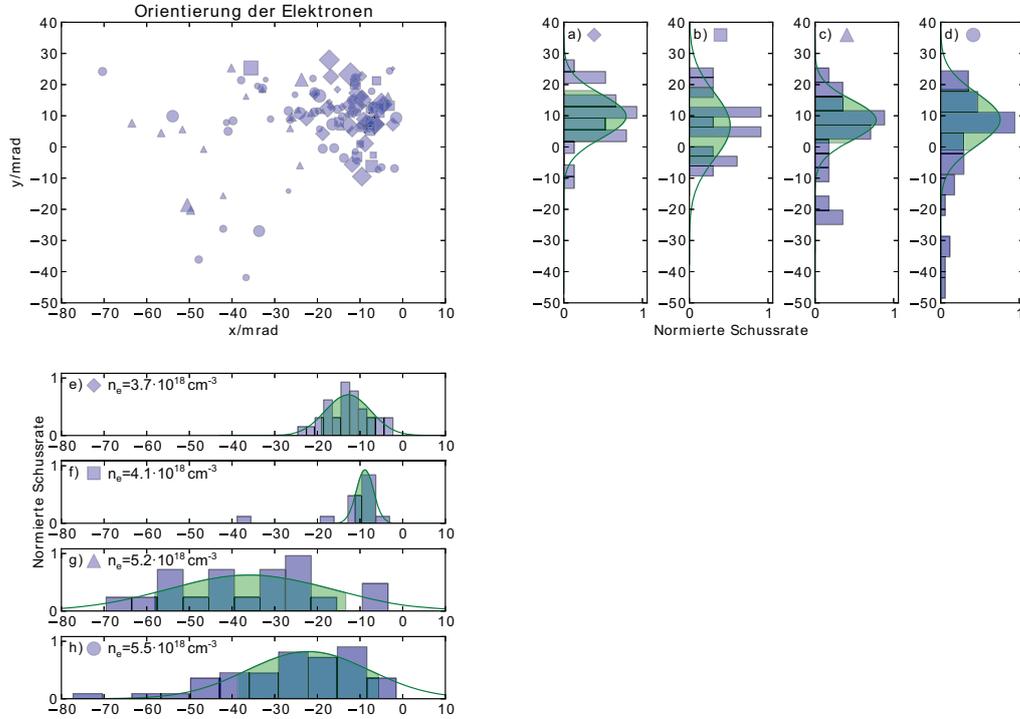


Abb. 3.20: Pointing der Elektronen aus einer 5 mm langen Gaszelle, aufgenommen über 112 Schüsse mit einer Energie von 1.8 J. Der Durchmesser der Symbole ist proportional zur Helligkeit und antiproportional zur Breite des jeweiligen Signals, so dass Elektronenpakete geringer Ladung und hoher Divergenz kleiner dargestellt werden.

Unter und neben der Grafik ist in je vier Histogrammen die Winkelverteilung für die Elektronenstrahlen bei den eingezeichneten Plasmadichten aufgetragen, mit a), e) 30 Schuss bei $n_e = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, b), f) 14 Schuss bei $n_e = 4.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, c), g) 20 Schuss bei $n_e = 5.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d), h) 48 Schuss bei $n_e = 5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die jeweils grün markierten Halbwertsbreiten (FWHM) der Streuung der Elektronentrajektorien betragen a) 16.5 mrad, b) 25.3 mrad, c) 15.2 mrad, d) 19.9 mrad, e) 12.5 mrad, f) 4.8 mrad, g) 45.2 mrad, h) 33.7 mrad. Während die Streuung entlang der y-Achse also keine deutliche Korrelation zum Hintergrunddruck erkennen lässt, ist auf der x-Achse ein Minimum bei einer Elektronendichte von $n_e = 4.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zu erkennen.

Gaszelle im Vergleich die erfolversprechendsten Werte besaßen, werden hier nur Ergebnisse aus den entsprechenden Messreihen diskutiert.

An der exemplarischen Schussreihe in Abbildung 3.20 ist ersichtlich, dass vor allem die beim Gasjet oft beobachtete und die Messung erschwerende systematische Abweichung der Elektronentrajektorie von der optischen Achse des Laserstrahls

nicht mehr in dem zuvor vorhandenen Maße zu erkennen war. Dies legt nahe, dass neben den Eigenschaften des Laserpulses, wie des Winkelchirps und anderer Strahlsymmetrien beziehungsweise -inhomogenitäten, auch Eigenschaften des Gasjets für eine systematische Abweichung verantwortlich sein können. Ähnlich wie beim hosing [213] können diese zu einem Verlassen des Laserpulses von seiner ursprünglichen Propagationsrichtung und damit zu einer modifizierten Elektronenrichtung führen.

Zu beobachten ist allerdings auch, dass die vertikale und die horizontale Streuung sich nicht in gleichem Maße mit dem Hintergrunddruck korrelieren. Während in der Horizontalen mit 4.8 mrad über 14 Schüsse ein eindeutiges Minimum bei einer Elektronendichte von $4.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zu erkennen ist, schwankt die Streuung senkrecht dazu ohne erkennbare Korrelation zum angelegten Druck zwischen 15 und 25 mrad. Als Erklärung für eine solche Inkonsistenz bei der Winkelverteilung entlang beider Achsen kommen Vorzugsrichtungen der Dichtegradienten im Gastarget und Asymmetrien im Strahl, wie Astigmatismen in Frage.

Die dephasing-Länge bei den verwendeten Gasdichten liegt nach (3.12) für $n_e = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei $L_{deph,rel} = 7.0 \text{ cm}$ und bei der maximalen Dichte $n_e = 5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei $L_{deph,rel} = 3.9 \text{ cm}$. In den in Abbildung 3.20 dargestellten Fällen wird die Beschleunigung über die 5 mm Distanz also nicht durch das dephasing behindert.

Für die depletion ergeben sich nach (3.13) für die Dichten $n_e = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 4.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 5.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $n_e = 5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ jeweils $L_{depl,rel} = 4.5 \text{ mm}$, $L_{depl,rel} = 3.9 \text{ mm}$, $L_{depl,rel} = 2.8 \text{ mm}$ und $L_{depl,rel} = 2.5 \text{ mm}$. Dies erklärt, weshalb bei den längeren Gaszellen weniger stabile Elektronen produziert wurden, da der Beschleunigungsvorgang bereits innerhalb der Zelle beendet wurde und die Elektronen erst nach Streuung und Energieverlust an das neutrale Gas ausgekoppelt wurden. Auch die Tendenz, dass bei dieser Gaszelle bei den niedrigeren Gasdichten die stabilere Beschleunigung stattfindet, deutet auf einen Einfluss der depletion-Länge hin.

Wie in Abbildung 3.21 zu erkennen ist, lassen sich im energetischen Bereich unter 100 MeV im Vergleich zur Gasdüse über längere Schussreihen relativ konstante, wenn auch breitbandige, nicht-thermische Spektren beobachten, hier mit einer Rate von den gezeigten 19 von 44 Schüssen. Allerdings konnte wie schon bei der Düse hier aufgrund der instabilen Lage der Elektronenrichtungen aber auch nur ein Teil der offenbar durchgehend nicht-thermischen Elektronen beobachtet werden. Die hier gezeigten Schüsse wurden bei einer Elektronendichte von $n_e = 5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

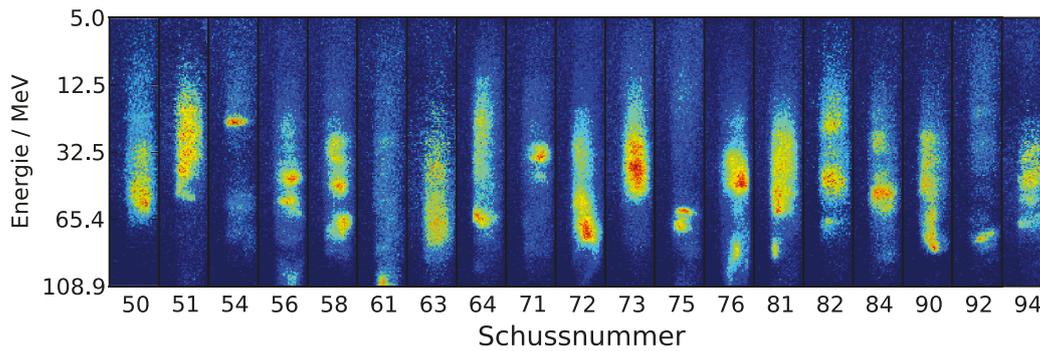


Abb. 3.21: Spektren einer repräsentativen Reihe von Schüssen auf die 5 mm lange Gaszelle mit einer Energie von 2 J auf dem Target und einer Pulsdauer von 25 fs, die Elektronendichte des Heliums betrug $n_e = 5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die Schüsse, die keine messbaren quasimonoenergetischen Elektronen produzierten, oder bei denen die Elektronen die 10 mrad große Apertur nicht trafen, sind nicht dargestellt.

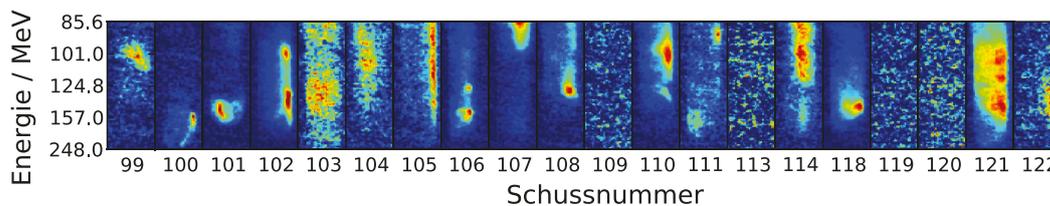


Abb. 3.22: Elektronenspektren von 24 aufeinanderfolgenden Schüssen auf die 5 mm lange Gaszelle mit einer Energie von 2 J auf dem Target und einer Pulsdauer von 25 fs, die Elektronendichte des Heliums betrug $n_e = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Wie in Abbildung 3.20 zu sehen ist, war das Pointing hier nicht mehr optimal. Die Schüsse, in denen das Signal stark verrauscht ist, trafen die Apertur nicht mittig und lieferten dadurch auf dem Spektrometer kaum ein vom Hintergrundrauschen unterscheidbares Signal. Wie erkennbar ist, sind bei mehr als der Hälfte der Schüsse monochromatische Spektren mit geringer spektraler Breite $\Delta E/E$, aber teils stark schwankender zentraler Energie auszumachen.

aufgenommen, also in dem Bereich, in dem die Streuung der Elektronen über die Horizontale und Vertikale respektive 33.7 mrad und 19.9 mrad annahm. Die Apertur des Spektrometers mit einem Durchmesser von etwa 10 mrad wurde dementsprechend selten genau getroffen. Meistens ist dadurch auf dem Spektrum nur ein Randstück des Elektronenpaketes zu sehen.

Abbildungen 3.22 und 3.23 zeigen den Energiebereich über 100 MeV bei einer verminderten Elektronendichte von $n_e = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Wie aus Abbildung der

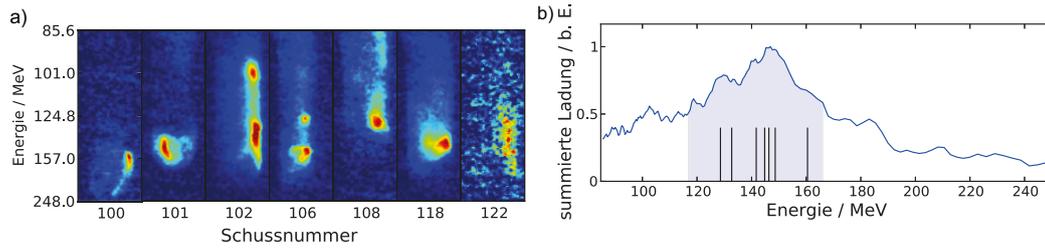


Abb. 3.23: Spektren von sieben der in Abbildung 3.22 gezeigten Schüsse. Der in b) hervorgehobene blaue Bereich markiert die energetische Halbwertsbreite von 49.2 MeV der Summe dieser Schüsse, die senkrechten Linien markieren die Orte der Maxima der in a) sichtbaren peaks. Eine solche Aneinanderreihung von vergleichbaren monochromatischen Energien in dem Bereich oberhalb von 100 MeV konnte unter Verwendung der Gasdüse nicht erzielt werden. Das siebte Elektronenpaket traf die Apertur nur teilweise und zeigt deshalb ein verringertes Signal zu Rausch-Verhältnis, liegt aber offenbar immer noch in dem hier angepeilten Intervall.

Streuung (3.20) zu vermuten, liegt die Rate, mit der hier quasimonoenergetische Elektronen beobachtet werden können, mit 16 von 24 höher als bei dem davor gezeigten höheren Druck, allerdings bei teilweise stark schwankenden zentralen Energien. In Abbildung 3.23 werden nur die Schüsse gezeigt, deren zentrale Energien in dem Bereich der hier maximalen erreichten Energie liegen. Auch diese Quote von sieben von 22 Schüssen ist höher als die bei der Gasdüse erreichte. Weitere Messungen unter stabileren Bedingungen, wie in [167] demonstriert, sollten diesen Trend bestätigen.

3.3.3 Gasmische

Neben reinem Helium wurde in der Gaszelle auch ein Gemisch aus 99% Helium und 1% Stickstoff verwendet. Diese Vorgehensweise kann zu einer kontrollierteren Injektion von Elektronen in die beschleunigende Phase der Plasmawelle führen, wie in [153, 117, 169] erläutert. Das Helium und die äußeren fünf Elektronen in der L-Schale mit Ionisationspotentialen unter 100 eV des Stickstoffs können durch einen Laserpuls mit $a_0 = 1$ beziehungsweise durch die ansteigende Flanke eines Lasers von $a_0 \approx 2$ leicht ionisiert werden, nicht allerdings die inneren Elektronen mit Potentialen von 552 eV und 667 eV. Die gleichzeitige ponderomotorische Verdrängung dieser Elektronen vom Zentrum des Laserpulses erzeugt eine Plasmawelle, in deren Inneren eine Säule von vollständig ionisierten Heliumionen und fünffach ionisierten Stickstoffionen entsteht. Die verbliebenen beiden Elektronen in der K-Schale des Stickstoffs können nun von dem Laserpuls tunnelionisiert und direkt von der beschleunigenden Phase

der Plasmawelle aufgenommen werden. Simulationen und Experimente in den oben genannten Quellen belegen einen solchen Prozess. Dieser konnte allerdings in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten nicht reproduziert werden.

3.4 Zusammenfassung

Die primäre Motivation für die Durchführung der Experimente am Gasjet, welche aus der Bestätigung der analytischen Vorhersagen für die Skalierung der Elektronenenergie bestand, konnte erfolgreich erfüllt werden. Wie in Unterkapitel 3.2.2 dargelegt, wurde durch Parameterscans ein Bereich der Elektronenbeschleunigung gefunden, in dem die erreichte zentrale Energie der quasimonoenergetischen Elektronen der Vorgabe der Skalierung aus [181] entsprach.

Auffälligerweise konnte ebenfalls beobachtet werden, dass die Breite der Spektren der beschleunigten Elektronen sich häufig unterhalb der typischen Vorhersagen aus PIC-Simulationen bewegte. Während diese wie in Abbildung 3.14 bis an den Bereich von 2% reichte, bewegen sich die spektralen Breiten in Simulationen von Elektronenbeschleunigung durch self-injection im Bereich einiger Prozent, vgl. [91, 36].

Durch den Einsatz einer Gaszelle konnte eine Asymmetrie der Richtungsverteilung der Elektronen vermieden oder zumindest verringert werden, die Divergenz der Elektronenpakete und die Streuung um ihre zentrale Achse wurden weniger beeinflusst. Ursache für die Asymmetrie, beziehungsweise für die Abweichung der Elektronenbahnen hinter dem Target von der optischen Achse des Laserpulses, können im laser hosing [102], einer Verkipfung der Intensitätsfront des Pulses durch einen Winkelchirp [176], Asymmetrien in der räumlichen Intensitätsverteilung des aufgeweiteten Strahls oder Inhomogenitäten im Target sein, welche durch optisches probing nur bedingt festgestellt werden können. Die energetische Stabilität innerhalb von Schussreihen bei konstanten Parametern wie Druck und Fokusposition nahm zwar bei Verwendung der Gaszelle zu, allerdings auf Kosten der maximal erreichbaren Energie, welche beim 3 mm langen Gasjet mit einem peak bei 323 MeV und Ausläufern bis knapp unter 400 MeV erreicht wurde. Ein Grund hierfür kann in der kürzeren Beschleunigungsstrecke und dem dadurch vermiedenen Erreichen der depletion Länge genannt werden. Diese wurde von der 5 mm Gaszelle im untersuchten Druckbereich von $3.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ mit 4.5 mm bis 2.5 mm knapp überschritten.

Je nach Eigenschaft des Elektronenstrahls, der optimiert werden soll, bietet sich sich demnach eine andere Konfiguration der Beschleunigung an.

Die gezielte Einführung eines Chirps auf die Phase des Laserpulses in einem Dazzler zur künstlichen zeitlichen Verlängerung des Laserpulses wirkte sich ebenfalls stabilisierend auf die Elektronenbeschleunigung aus. Dieser Zusammenhang wirkt zuerst kontraintuitiv, geht allerdings konform mit den analytischen Überlegungen, welche die Energie der Elektronen bei gleichbleibender Leistung mit der Laserpulsdauer skalieren (3.15). Des Weiteren skalieren Instabilitäten wie das transversale hosing antiproportional mit der Leistung des Laserstrahls [102], was ebenfalls die künstliche Verlängerung des modengekoppelten, optimal komprimierten Laserpulses nahelegt.

In nahezu allen Parameterbereichen in denen die Produktion von nicht-thermischen Elektronen beobachtet werden konnte, wurde neben einzelnen quasimonoenergetischen Spektren häufig multi-bunches produziert. Diese können je nach Elektronendichte und Laserpulslänge grundlegend durch die Selbstmodulation des Laserpulses, oder durch die Beschleunigung mehrerer Elektronenpakete in der ersten Kavität oder in mehreren Beschleunigungsphasen hinter dem Laserpuls entstehen. In Kapitel 5 wird ein Mechanismus vorgestellt, der sich gerade diese Doppel- oder Mehrfachzeugung von kurzen, gebündelten Elektronen zu Nutze macht.

Kapitel 4

Elektronen von Festkörperoberflächen

Unterkapitel

4.1	Grundlagen Festkörperplasmen	82
4.2	Beschleunigung von Elektronen parallel zur Oberfläche . .	84
4.3	Experiment	90
	4.3.1 Aufbau	90
	4.3.2 Ergebnisse	97
4.4	Numerische Simulationen	104

Bei Festkörpern ist die Elektronendichte des ionisierten Materials weit höher als die kritische Dichte für optisches Licht, der Laser dringt also nur mit exponentiell abfallender Intensität in das Target ein. Bei dünnen Folien wird dadurch das Target oft komplett durchschossen, bei den hier verwendeten zentimeterdicken Glassubstraten findet die Wechselwirkung hingegen nur auf der Oberfläche statt. Der Vorpuls des Lasers zündet dabei auf der Oberfläche ein Vorplasma, in welchem dann im Hauptpuls die eigentliche Wechselwirkung, die wir hier beobachten, auslöst.

Während die durchgeführten Experimente an unterkritischen Plasmen darauf abzielten, Elektronen mit Energien in der Größenordnung von hunderten MeV zu erzeugen, ist es ebenfalls interessant, Beschleunigungsmechanismen zu untersuchen, die geringere Energien, dafür aber im Vergleich weit höhere Ladungen oder vorteilhafte Eigenschaften in Hinsicht auf folgende, angehängte Beschleunigungsstufen besitzen. Elektronen aus entsprechenden Vorbeschleunigerstufen können geeignete Kandidaten

sein, um in klassische rf-Beschleuniger oder auch weitere LWFA Stufen eingekoppelt zu werden. Deshalb besteht eines der Ziele für die Elektronenbeschleunigung mit relativistischen Laserpulsen darin, Elektronen auf vergleichsweise moderate Energien im Bereich einiger MeV zu beschleunigen, da sie hier bereits Geschwindigkeiten nahe c besitzen und somit unter nur geringem dephasing von einer Plasmawelle aufgefangen werden können.

4.1 Grundlagen Festkörperplasmen

In diesem Kapitel werden zunächst einige Grundlagen zu Festkörperplasmen und deren Wechselwirkung mit der erzeugenden Laserstrahlung erläutert.

An der Oberfläche des Festkörpers entsteht durch die Einwirkung des Laserpulses ein Plasma (Abbildung 4.1), das durch die Coulombabstoßung und aufgrund der eigenen Temperatur schnell in das Vakuum expandiert. Hier wird es in einem Abstand von einigen Mikrometern beziehungsweise Wellenlängen unterkritisch. Es existiert demnach eine Grenzschicht mit der kritischen Dichte ($n_c = \omega_L^2 \epsilon_0 m_e / e^2 \approx 1.74 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ für die 800 nm Ti:Sa-Laserstrahlung, (2.15)), ab welcher der Laserstrahl die Elektronen in seinem Pfad nicht mehr ponderomotorisch verdrängen kann, da diese, getrieben von dem höher werdenden Druck der Coulombabstoßung, den Oszillationen des elektrischen Feldes des Pulses folgen können und diesen dann unter der Aufnahme von Energie reflektieren. Auch die im experimentellen Teil unter anderem gewählten Glastargets, die normalerweise näherungsweise transparent für optische Strahlung sind, werden so innerhalb weniger Laserzyklen hoch reflektiv.

Dieser Energieübertrag resultiert in einem Heizprozess, wobei je nach Pulsdauer und Intensität, welche beide in der Laser-Plasma-Physik über viele Größenordnungen variieren können, verschiedene Effekte dominieren.

Während bei niedrigen Intensitäten für $I \gtrsim 10^{15} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$ die Absorption des Laserpulses das Plasma hauptsächlich über Stöße aufheizt, geschieht bei den relativistischen Intensitäten, die in diesen Experimenten Verwendung fanden, der Energieübertrag hauptsächlich stoßfrei, da die Energien der Elektronen über einen Schwellwert von $\approx 1 \text{ keV}$ steigen, ab welchem effektive Stoßrate stark abnimmt.

Primär können schnelle Elektronen in diesem Regime durch die Mechanismen des vacuum heating [17], dem $\vec{j} \times \vec{B}$ -heating [119], und der wiederholten Beschleunigung durch die kurzlebigen Felder des interferierenden ein- und ausfallenden Strahls [12] produziert werden. Die oben genannte Plasmaexpansion führt zu einem exponentiel-

len Dichteprofil mit einer Skalenlänge, welche sich aus der Laserpulsdauer und der Geschwindigkeit der Expansion ergibt mit $L = c_{ion}\tau_L$ [55]. Letztere ist in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit der Ionen relativ langsam, dadurch entsteht über Bruchteile der Wellenlänge des Laserpulses eine Plasmawand überkritischer Dichte. Ein Teil der Pulsenergie kann dann noch über einen kurzen Bereich, die Skintiefe

$$l_s = c/\omega_P$$

mit der Plasmafrequenz $\omega_P = \sqrt{(e^2 n_e / \varepsilon_0 m_e)}$ eindringen, während der Hauptteil des Pulses durch seine Reflexion eine stehende Welle auf der Plasmaoberfläche bildet. Diese Interferenz dient als Bestandteil eines Erklärungsmodells für die Beschleunigung von Elektronen entlang der Oberfläche des Plasmas, wie in Abschnitt 4.2 erläutert und experimentell untersucht. Das unterkritische Plasma wird dabei durch den Lichtdruck des Laserpulses

$$p_L = \frac{n_e e^2}{2\varepsilon_0 m_e c \omega_L^2}$$

eingedrückt, bis es zu einem Gleichgewicht mit dem thermischen Druck

$$p_{th} = n_e k_B T_e$$

kommt, mit der effektiven Temperatur T_e des Plasmas und der Boltzmann-Konstante k_B [136]. Hierdurch wird der Gradient der Plasmadichte, wie im Graphen aus Abbildung 4.1 zu sehen, am Übergang zur kritischen Dichte erhöht („ponderomotive steepening“).

Bei dünnen Targets (Folien) und einem linear polarisierten Laserpuls kommt es zu dem Effekt der *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA, [70]). Hier dringt ein Elektronenstrom durch das Material auf die Rückseite des Targets, wo er teilweise ins Vakuum propagiert. Die durch diese Raumladung entstehenden Felder im TeV/m-Bereich ionisieren das rückseitige Material und ziehen Protonen aus dem Target, welche dann von der Elektronenwolke weiter auf Energien von einigen MeV beschleunigt werden, mit cutoff-Energien bis 60 MeV [191]. Diese TNSA-Beschleunigung und die Dynamik der dabei auftretenden Felder im Plasma wird ausführlich in [233, 172, 101, 192] beschrieben. Bei der Interaktion vor allem von zirkular polarisierten Pulsen mit extrem dünnen Schichten von einigen zehn nm kommt es zu einem weiteren Beschleunigungsmechanismus, bei dem der Lichtdruck des Lasers direkt

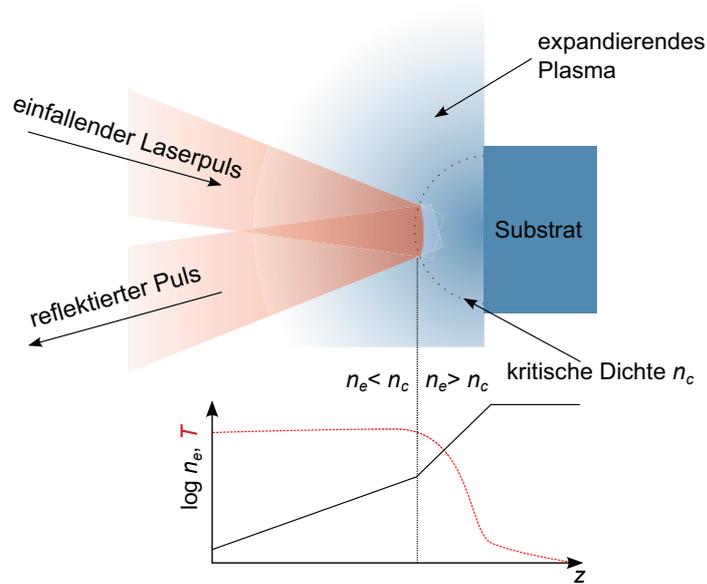


Abb. 4.1: Schema der Wechselwirkung eines relativistischen Laserpulses mit einer Festkörperoberfläche. Sofern ein Vorpuls im 100 fs bis ps-Bereich das Target bereits ionisiert hat, wird der Hauptpuls von dem expandierenden Plasma am Übergang zum überkritischen Bereich ($n_e \gtrsim n_c \approx 1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) reflektiert und dringt nur evaneszent in diesen vor. Die Elektronentemperatur beträgt dabei bis hin zu dieser Grenzfläche einige 10^6 K beziehungsweise $\approx 100 \text{ eV}$ und fällt dann im nicht-transparenten Plasma rapide ab. Für die im Folgenden beschriebenen Experimente ist vor allem die Beschleunigung der Elektronen in diesem laserseitigen Bereich auf $\approx 1 \text{ MeV}$ interessant.

die Beschleunigung verursacht, was eine höhere Effizienz und die Produktion von monoenergetische Spektren ermöglicht [190, 72].

4.2 Beschleunigung von Elektronen parallel zur Oberfläche

Bei der *Target Surface Parallel Acceleration* (TSPA, [84]) handelt es sich um einen Beschleunigungsmechanismus, der durch die Wechselwirkung des einfallenden und des reflektierten Laserpulses mit dem Plasma, das durch den Vorpuls auf der Oberfläche des Targets entstanden ist, entsteht. In dieser Region treten quasistatische elektrische und magnetische Felder auf, durch die die Elektronen nahe der Oberfläche gehalten und direkt durch die Felder des Laserpulses beschleunigt werden [161, 134]. Die Ursache für die Generierung der B-Felder, welche für die oberflächennahen Trajektorien der Elektronen vor allem für hohe Einfallswinkel verantwortlich sind,

ist nicht vollständig geklärt.

Da dieser Effekt von der Existenz eines Vorplasmas abhängt, wurden die TSPA Elektronen in unseren Experimenten bei Einsatz eines Plasmaspiegels nicht mehr, und bei Einsatz eines sättigbaren Absorbers nur vermindert beobachtet, da beides den Kontrast des Laserpulses erhöht und dementsprechend die Ausdehnung des Vorplasmas verringert.

Entdeckt wurde die TSPA eher zufällig als parasitärer Effekt bei Messungen in Garching, als Dosimeter, die zum Strahlenschutz auch außerhalb der Targetnormalen angebracht waren, ein Signal aufzeichneten.

Als Motivation zur Untersuchung dieser Elektronen dient unter anderem ihre Eignung als seeder für spätere Beschleunigerstufen, wie in Abbildung 4.2 exemplarisch schematisiert. Geeignet ist dieser Mechanismus aus mehreren Gründen. Zum einen besitzt ein signifikanter Teil der Elektronen Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit, trotz der vergleichsweise geringen Temperatur der Elektronen von einigen MeV. Außerdem besitzen die TSPA-Elektronen aufgrund geringer zeitlichen und räumlichen Ausdehnung der Quelle (in der Größenordnung der gepulsten Laserstrahlung) und des Öffnungswinkels im Bereich von einigen Grad eine hohe Elektronendichte.

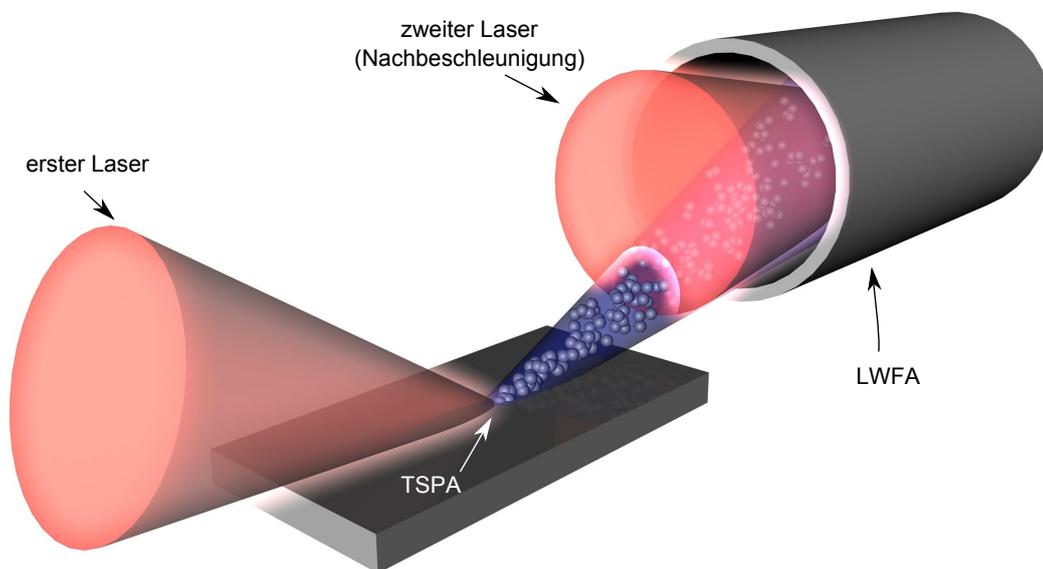


Abb. 4.2: Ein schematisiertes Szenario zur Verwendung der TSPA Elektronen als Vorstufe einer Einkopplung in eine Kapillare. Die thermischen Elektronen werden in eine Strahlführung eingekoppelt und dort von einem zweiten Strahl über LWFA weiter beschleunigt.

Erklärung der Beschleunigung

In Abbildung 4.3 ist ein bisher unveröffentlichter Erklärungsansatz für die Beschleunigung von Elektronen nahe oder parallel der Oberfläche dargestellt. Hier wird die Beschleunigung durch die Felder des Lasers selbst, statt durch kollektive Effekte wie über Plasmawellen oder Resonanz betrachtet. Zu einer vereinfachten Betrachtung dieses Ansatzes wird der Festkörper hier als nicht ionisiert und als perfekt spiegelnd angenommen. Durch die Superposition des einfallenden und des reflektierten Laserstrahls entstehen Zonen, in denen das elektrische Feld nur Komponenten senkrecht beziehungsweise parallel zur Oberfläche besitzt. Das hat seine Ursache darin, dass sich die horizontalen Komponenten aufgrund des Phasensprungs direkt an der Oberfläche aufheben, während darüber die vertikale Komponente des reflektierten Strahls destruktiv mit der des einfallenden Strahls interferiert. Hier existieren in horizontalen Intervallen $\lambda_L/\sin(\phi)$ und im geringen Abstand $\lambda_L \cos(\phi)$ von der Oberfläche also Zonen in denen nur ein beschleunigendes Feld parallel zur Oberfläche anliegt (in der Schematisierung grau markiert). Da sich die erzeugenden Wellen mit c fortbewegen und in der Zeit, in der sie eine Entfernung von λ_L zurücklegen, die beschleunigenden Zonen um $\lambda_L/\sin(\phi)$ wandern, besitzen letztere eine Geschwindigkeit von $v_{acc} = c/\sin(\phi)$. Für den Energiegewinn eines Elektrons, welches von dieser Phase eingefangen und überholt wird, erhält man in erster Näherung, bei Substitution des Feldes der zeitabhängigen beschleunigenden Phase durch dessen Effektivwert, einen Energiegewinn von

$$\Delta W = e \cos(\phi) E_0 \frac{\lambda_L}{2(1 - \sin(\phi))}.$$

Für den im hier präsentierten Experiment maximalen Einfallswinkel zum Lot $\phi = 70^\circ$, bei dem die Geschwindigkeit des Interferenzmusters knapp oberhalb von c liegt und das dephasing somit erst spät einsetzt, erfährt das Elektron für einen Laserpuls mit $a_0 = 1$ einen Energiegewinn von $W_{eff} \approx 9.2 \text{ MeV}$. Da sowohl geringe Unebenheiten in den Phasenfronten des Laserpulses als auch Reflexionskoeffizienten ungleich 1 diesen Mechanismus stark beeinträchtigen, konnten solche Energien im Experiment nicht beobachtet werden. Dennoch ist auch der direkten Beschleunigung durch die Felder des Lasers, ohne Vermittlung durch das Plasma, ein Teil des beobachteten Spektrums zuzuordnen.

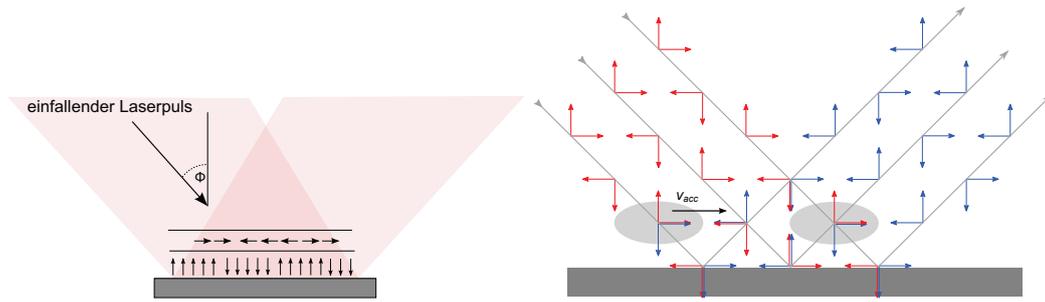


Abb. 4.3: Ein vereinfachtes Schema der Erzeugung der beschleunigenden Phasen bei der Modellierung der TSPA als Vakuumbeschleunigung. Links: die effektive Richtung des elektrischen Feldes nahe einer reflektierenden Oberfläche. Rechts: Der einfallende Laserstrahl interferiert mit seiner Reflexion, dessen horizontale Komponente an der Oberfläche einen Phasensprung erhält. Dadurch entsteht ein Bereich (grau markiert) der Breite $\lambda_L/\sin(\alpha)$ in dem die beschleunigenden Komponenten der beiden Wellen sich konstruktiv addieren, während die vertikale Komponente, die ein Elektron aus der Phase extrahieren würde, sich durch destruktive Interferenz aufhebt.

Skalierungen

Der Winkel, in dem die Elektronen die Oberfläche verlassen, ist abhängig von der Intensität und dem Einfallswinkel des Laserpulses. In [228] verlassen die Elektronen unterhalb von 10^{16} W/cm^2 die Interaktionsregion im Reflektionswinkel des Laserpulses, bei höheren Intensitäten bildet sich bei Vorhandensein eines Vorpulses eine Vorzugsrichtung senkrecht zur Oberfläche heraus. In [132] zeigt sich vor allem bei hohen Winkeln $\phi = 70^\circ$ ein Strahl parallel zur Oberfläche. Eine ähnliche Orientierung für diesen Winkel und weiter von der Oberfläche abstehende Strahlen bei 45° wurden bei einem Winkelscan in [229] und [134] beobachtet.

Die Temperatur der durch TSPA beschleunigten Elektronen liegt bei publizierten Experimenten, die mit ähnlichen Parametern durchgeführt wurden ($E = 2 \text{ J}$, $\tau = 25 \text{ fs}$, [232, 217]) und auch bei niedrigeren Laserpulsenergien ($E = 0.6 \text{ J}$, $\tau = 80 \text{ fs}$, [84]) in Bereichen von $1 - 2 \text{ MeV}$.

Der gleiche Energiebereich wird durch analytische Skalierungen für die Elektronen vorgegeben, welche in Normalenrichtung durch das Target propagieren. Diese Skalierungen geben Elektronentemperaturen nach Wilks [232] von

$$T_{e^-} = \left(\sqrt{1 + \frac{I \lambda_L}{1.37 \cdot 10^{18} \mu\text{m}^2 \text{W/cm}^2}} - 1 \right) m_e c^2 \quad (4.1)$$

und Beg [2] von

$$T_{e^-} = 100 \text{ keV} \left(\frac{I \lambda_L^2}{10^{17} \text{ W } \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2} \right)^{1/3} \quad (4.2)$$

vor.

Inertial Confinement Fusion mittels Cone Guided Fast Ignition

Die der TSPA zugrundeliegende Physik findet in einem Beschleunigungsmechanismus der Fusionsforschung, der Cone Guided Fast Ignition, Verwendung. Generell gilt es zum Zünden einer Fusion, die sich ohne äußere Energiezufuhr aufrecht erhalten soll, eine geeignete Probe wie Deuterium über einen Einschlusszeitraum τ_E auf eine Dichte n_E zu verdichten, welche das Lawson-Kriterium erfüllt. Dieses sieht ein minimales Produkt

$$\tau_E n_E > \frac{12 k_b T}{\langle v \sigma \rangle \Delta E}$$

vor. Dabei ist T die minimal für die Fusion benötigte Temperatur und σ, v, E der Wirkungsquerschnitt und die Teilchengeschwindigkeiten sowie die frei werdende Energie der Reaktion. In Abhängigkeit von den gewählten Reaktionspartnern befindet sich die untere Grenze dieses Produktes im Bereich von 10^{18} bis 10^{20} sm^{-3} . Die Erhitzung muss dabei in einem zeitlichen Rahmen geschehen, der kurz genug ist, dass die Trägheit des Plasmas eine Expansion und somit ein Unterschreiten der kritischen Dichte n_E innerhalb der Einschlusszeit verhindert. Dieser Einschluss kann über magnetische Felder (*magnetic confinement*) in Tokamaks oder Stellaratoren über lange Zeiten erreicht werden, idealerweise zeitlich unbegrenzt sobald die Effizienz des Reaktors über einem kritischen Schwellwert liegt der die Heizung des Plasmas über die Fusionsprodukte ermöglicht. Beim *inertial confinement* geschieht der Einschluss nur kurzzeitig, im Pikosekundenbereich, über die Trägheit des Fusionsmaterials. Ein Target, typischerweise wegen der hohen Energieausbeute von 17.5 MeV pro Reaktion eine Deuterium-Tritium-Kugel mit einem Durchmesser im mm-Bereich, wird dabei von mehreren Laserpulsen erhitzt, was zu einer Absprengung der Hülle der Kugel führt. Der dadurch entstehende Rückstoß verdichtet und erhitzt das Material in der Kugel über die von dem Lawson-Kriterium festgesetzte Schwelle und es findet Fusion statt. Experimentell verfolgt wird dieser Ansatz unter anderem an der National Ignition Facility des LLNL [155] und am Laser Mégajoule in Bordeaux [109, 7].

Eine Variante, die *fast ignition*, versucht diese Verdichtung und Erhitzung durch

einen zweisechrittigen Prozess zu erreichen. Zuerst wird das Target symmetrisch von mehreren Laserstrahlen zeitgleich beschossen, wodurch der Rückstoß des dadurch explosiv expandierenden Materials die Kugel stark komprimiert. Ein zweiter Laser erhitzt dann entweder direkt (*hole boring*) oder über Injektion eines heißen Elektronenstroms ein kleines Gebiet der verdichteten Kugel auf Temperaturen über $\approx 4 \text{ keV}$ oder $46 \cdot 10^6 \text{ K}$ und zündet dort die Fusion.

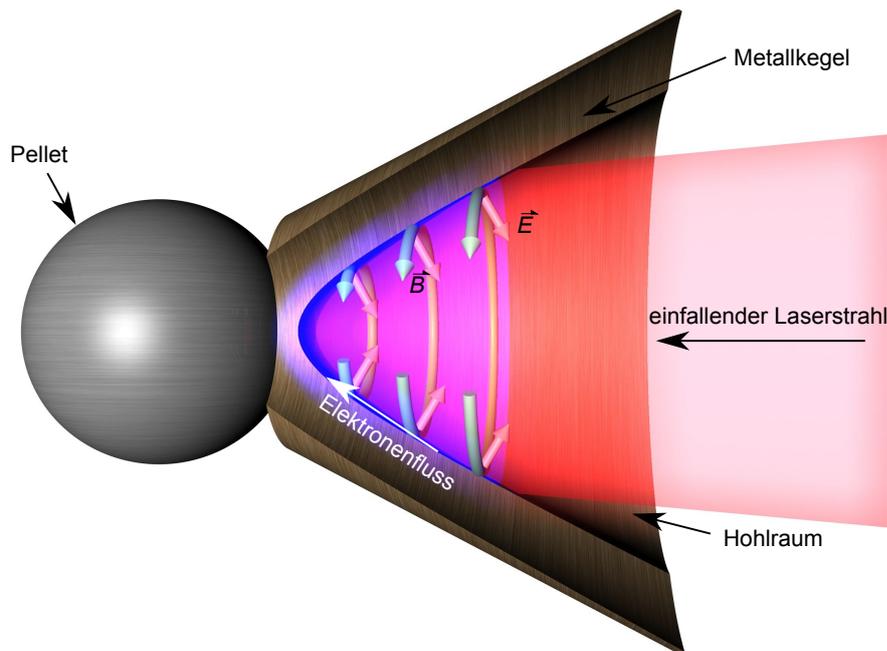


Abb. 4.4: Beim cone guiding werden Elektronen entlang der Oberfläche der Innenseite eines Kegels durch einen Laserstrahl in geringem Winkel zur Oberfläche beschleunigt, um ein Deuterium-Tritium-Pellet zu erhitzen, welches kurz zuvor durch den Beschuss durch die driver und den darauf folgenden Rückstoß der Expansion seiner Hülle komprimiert wurde. Das einige MeV heiße Plasma (blau) wird durch das azimuthale B-Feld von der Oberfläche verdrängt und durch das dabei entstehende elektrische Feld zurück gehalten.

Eine der effektivsten Möglichkeiten diese Erhitzung zu erreichen [114, 206, 65, 189] besteht aus dem *cone guiding*, also der Erzeugung von hohen Strömen auf der Innenseite eines metallischen Kegels, an dessen Spitze die Deuteriumkugel positioniert ist, wie in Abbildung 4.4 dargestellt. Zur Erzeugung der schnellen Elektronen wird dabei auf einen Hohlzylinder geschossen, an dessen Innenwand die Elektronen dann in Richtung der Kegelspitze propagieren bzw. beschleunigt werden. Hierbei wird ein Elektronenstrom durch ein Gleichgewicht von der Lorentzkraft durch azimuthale magnetische Felder entlang der Oberfläche und einem senkrecht zur Oberfläche orientierten elektrischen Feld auf einer Trajektorie parallel zur Oberfläche

und innerhalb der Skintiefe des Plasmas gehalten. Das magnetische Feld übt dabei einen dem z-Pinch ähnlichen Druck auf die Elektronen zu der Rotationsachse des Kegels aus, also von der Oberfläche weg, während das elektrische Feld durch die Raumladung der verdrängten Elektronen entsteht und diese wieder zurück auf die Oberfläche zieht. Durch Aufheizung durch den Laserpuls erreichen die Elektronen dabei in Abhängigkeit der Laserpulsintensität Driftenergien und Temperaturen von 1-2 MeV [232, 165, 217, 55]. Dieser Ansatz zur Fusionszündung soll am High Power laser Energy Research facility (HiPER), welches sich noch in der Planungsphase befindet, intensiv verfolgt werden.

4.3 Experiment

4.3.1 Aufbau

Die Aufbauten zur Untersuchung der oberflächennahen Elektronen ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Ein p-polarisierter Laserpuls wird über eine f/2-Parabel auf ein Festkörpertarget, ein BK7 Quarzglassubstrat von 4 mm Dicke und einer Oberflächen-genauigkeit von $\lambda/4$, fokussiert. Ein solches beschossenes Substrat ist in Abbildung 4.5 e) abgebildet. Rechnerisch werden somit Rayleighlängen von $14.3 \mu\text{m}$ und Fokusradii ($1/e$) von minimal $1.9 \mu\text{m}$ erwartet. Durch den streifenden Einfall auf die Oberfläche entstehen somit Intensitäten von 10^{19} bis 10^{20} W/cm^2 . Der Einfallswinkel zum Lot ϕ kann zwischen 45° bis 75° eingestellt werden. Bei höheren Winkeln würden Teile des Strahls von der Oberfläche des Substrats abgeschnitten. Das Target war auf einer vier-achsigen Halterung aufgebaut; zwei zur Translation und zwei zur Rotation.

Das Substrat ist an einem Rotationsaktor befestigt, dessen Achse mit der Mittelpunktnormalen des Targets übereinstimmt. Der entsprechende Rotationswinkel wird im Folgenden mit α bezeichnet. Dieses Element ist auf einer Kombination von zwei in unabhängige Raumrichtungen orientierte Linearmotoren montiert, von denen einer parallel zur optischen Achse des einfallenden Laserstrahls, und der andere parallel zur Substratoberfläche ausgerichtet war. Diese Motoren befinden sich auf dem Rotationsmotor mit dem der Winkel der Oberfläche ϕ zur optischen Achse eingestellt wird und dessen Rotationsachse möglichst genau vertikal durch die Fokusposition verlief, um die Korrektur der Linearmotoren beim Verstellen des Winkels ϕ zu minimieren. Im Experiment werden über eine Kombination von Translation und Rotation um α Kreisbahnen definiert, auf denen der Fokus des Lasers im

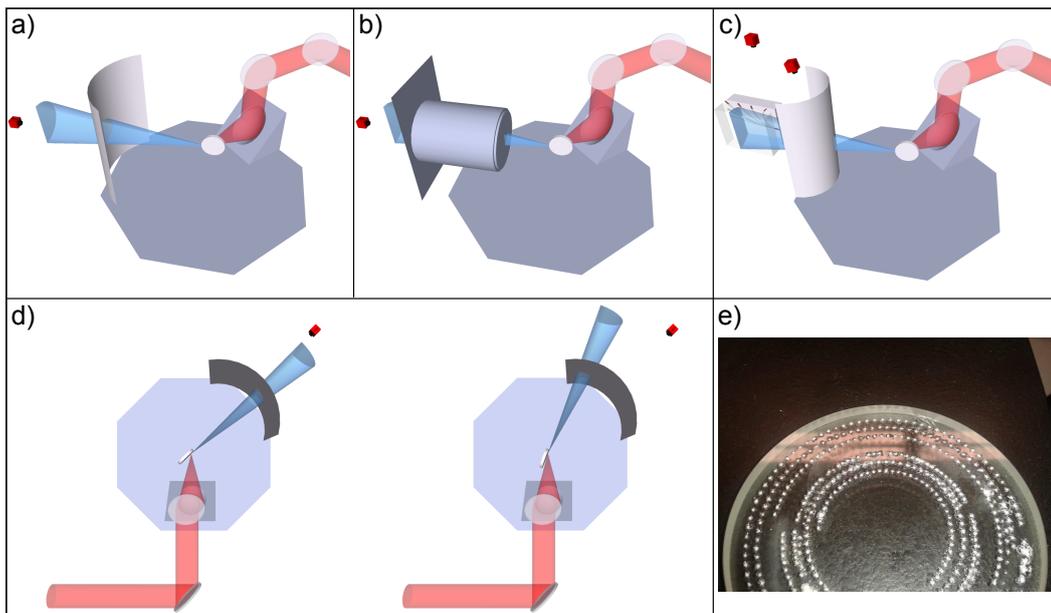


Abb. 4.5: Aufbauten zur Messung der TSPA Elektronen. a) Ein gekrümmter Lanexscreen liefert das räumliche Profil der Elektronen b) ein Stapel von Image Plates ragt bis auf 20 cm an das Substrat heran und erlaubt die numerische Rekonstruktion von Temperatur und Ladung c) ein Spektrometer sollte zur Verifizierung der Energien eingesetzt werden, lieferte aber kein auswertbares Signal d) Obenansicht der Verstellung des Auftreffwinkels ϕ e) ein teilweise beschossenes Quarzglas-Target

Abstand von mindestens 2 mm auf dem Substrat das Plasma zündet. Dadurch waren die Ausmaße der Ablation, die hauptsächlich durch die mechanische Spannung im Material aufgrund des starken Temperaturgradienten rund um den Fokus verursacht wurde, immer geringer als der Abstand zur jeweils nächsten Schussposition.

Hinter der Fokusebene befindet sich in 23 cm Distanz ein gekrümmter Fluoreszenzschirm (Lanex), welcher von außen mit einer getriggerten Kamera aufgenommen wurde. Je nach Orientierung des Substrats deckte dieser Schirm mindestens einen Winkelbereich von der Normalen der Oberfläche über die Reflektionsrichtung des Laserpulses hin bis zur Oberflächenausrichtung selbst ab. Dadurch wurde der komplette Quadrant, der für die TSPA-Elektronen interessant ist, erfasst. Dieser Schirm sollte, wie bei den Messungen an den Gastargets, die Richtung und die Divergenz der Elektronenpakete aufzeigen. Außerdem konnte mit dieser Diagnostik, durch die sehr lineare Abhängigkeit der Luminanz des Lanex von der anregenden Ladung [19], bereits der Einfluss der Verschiebung des Targets aus dem Fokus des Lasers auf die generierte Ladungsmenge untersucht werden (Abbildung 4.9).

Im Folgenden wurde auch ein Permanentmagnet-Elektronenspektrometer hinter dem Lanexschirm positioniert, um neben der räumlichen Information auch das Spektrum der Elektronen zu erfassen, allerdings war hier selbst bei Akkumulation einiger Dutzend Schüsse kein auswertbares Signal sichtbar zu machen. Ursache konnte eine zu niedrige Energie unter der Auflösungsgrenze oder eine durch die Divergenz und die Streuung im Lanex zu geringe Ladung des Elektronenstrahls sein.

Als letzte Konfiguration wurden, um Information über Spektrum und Ladung zu erhalten, Image Plates (IPs) eingesetzt, welche durch Stöße von Elektronen in metastabile Zustände angeregt werden. Die genaue Funktionsweise wird weiter unten erläutert. Diese IPs sind bis zu Bereichen von mehreren 100 MeV relativ unempfindlich gegenüber der Elektronenenergie [219, 162] und außerdem für eine Aussage über das räumliche Profil der Elektronen geeignet. Diese Art der Messung ist dann zwar invasiv, allerdings ist es möglich, durch einen direkt hinter dem IP Stapel angebrachten Lanex-Schirm auch weiterhin noch während der Messung die räumliche Verteilung relativ unverfälscht ablesen zu können.

Dazu wurde der Lanexschirm aus der Vakuumkammer entfernt und durch ein von außen zugängliches, in die Vakuumkammer ragendes zylindrisches Gehäuse (Abbildung 4.5 b)) ersetzt. Dieses reichte bis auf 20 cm an das Substrat heran und hatte einen Durchmesser von 21 cm. Dadurch wurde also von der ersten IP, die in dem Gehäuse enthalten war, und die dieses als einzige komplett ausfüllte, ein Winkel von $\approx 63^\circ$ abgedeckt. Die darauf folgenden Platten waren quadratisch geschnitten und kleiner, mit Kantenlängen von je 10 cm und 8 cm. Für die anschließende Auswertung der Temperatur der Elektronen wurde dabei durch ein automatisiertes Skript jeweils nur der Ausschnitt berücksichtigt, der von den jeweils kleinsten Image Plates festgelegt wurde.

4.3.1.1 Ladungsmessung

Die Ladung, die durch die jeweilige IP trat, zu bestimmen, ist aufgrund der energetischen Breite des Elektronenstrahls nicht trivial. Die Sensitivität einer Image Plate wird in PSL pro Elektron (*Photo-Stimulated Luminescence*, ursprünglich werden diese IPs zur Detektion von Röntgenstrahlung eingesetzt) angegeben. Es wurde unter Berücksichtigung von [219] als untere Grenze angenommen, dass 1 PSL je 50 Elektronen entspricht. Die tatsächliche Ladung kann je nach spektraler Zusammensetzung höher sein. Eine separate Messung des Spektrums beispielsweise durch ein Magnetspektrometer würde aber sowohl das Spektrum als auch die räumliche

Struktur der Elektronen beeinflussen, weshalb diese grobe Abschätzung als Richtlinie bevorzugt wurde. Dieser Abschätzung zufolge belief sich die im Folgenden gemessene Ladung auf einige 10 nC bis 100 nC, je nach Interaktionswinkel.

Als IPs eingesetzt wurden die Modelle BAS-MS und BAS-MT, deren Spezifikationen aus [81] in Tabelle 4.6 aufgeführt sind. Relevant werden die aufgelisteten Eigenschaften für die Auswertung der Rohdaten mit MULASSIS, einer auf dem toolkit GEANT4 basierenden Monte-Carlo-Simulation, die die Streuung sowie die Absorption der Elektronen in den einzelnen Schichten und dadurch die Deposition von Energie in der sensitiven Schicht einer IP für eine spektrale Analyse liefern.

Name		a)	b)	c)	d)	e)
BAS-MS	Dicke/ μm	9	115	12	190	160
	Dichte / g/cm^3	1.66	3.31	1.38	1.40	2.77
BAS-TR	Dicke/ μm	0	142.6	13.9	346.6	443.7
	Dichte / g/cm^3	-	2.85	1.39	1.39	2.77

Abb. 4.6: Aufbau der verwendeten Image Plates, aus [81]. a) Schutzschicht aus Mylar, b) sensitive Schicht aus Phosphor, c) Zwischenschicht, d) Grundschicht, e) rückseitige Schicht. In der Simulation mit mulassis wurden diese Schichten um die Aluminiumschicht zwischen den IPs ergänzt um die Zählrate beziehungsweise Schwärzung der sensitiven Schicht iterativ anzunähern.

Kernelement der Image Plates ist die sensitive Phosphorschicht, in welcher durch schnelle Elektronen metastabile Zustände angeregt werden. Diese können dann durch einen Scanner, der die Platten mit einer Auflösung bis $50 \mu\text{m}$ optisch abtastet, abgeregt und somit ausgelesen werden. Bei Überschreiten eines Schwellwertes der Schwärzung der IPs kann der Scanner die Information in dem Bild von 16 bit Farbtiefe nicht mehr darstellen. Hier wurde die entsprechende IP dann mehrfach eingescannt, da jeder solcher Vorgang zur Rekombination einiger metastabiler Zustände führt und die überbelichtete Information dadurch darstellbar wird. Die dadurch veränderte Schwärzung des überbelichteten Teils konnte dann über Multiplikation mit dem Faktor, um den der sichtbare Teil abgeschwächt wurde, rekonstruiert werden. Es wurde dazu sichergestellt, dass die prozentuale Abnahme der Schwärzung bei einem Scanvorgang unabhängig von der Schwärzung selbst war.

Die IPs wurden in Stapeln von drei bis fünf Lagen angeordnet, jeweils getrennt durch eine jeweils 1 mm dicke Schicht Aluminium, in welcher langsame Elektronen absorbiert werden und schnelle durch inelastische Stöße Energie verlieren. Dadurch lässt sich durch Auslesen der IPs die räumliche und spektrale Information, sowie die jeweils deponierte absolute Ladungsmenge rekonstruieren.

Eine Kreuzkalibrierung des Lanex mit den IPs, die eine Abschätzung der Ladung über die Helligkeit des Signals möglich machen würde, ist in Abbildung 4.7 durchgeführt. Eine Korrelation zwischen der Helligkeit des Lanex und der Schwärzung der IP ist erkennbar, aber ohne weiteres nicht für genaue Aussagen zu gebrauchen. In dieser Arbeit wurde nur die Information aus den Image Plates zur Rekonstruktion der Ladungsmenge verwendet.

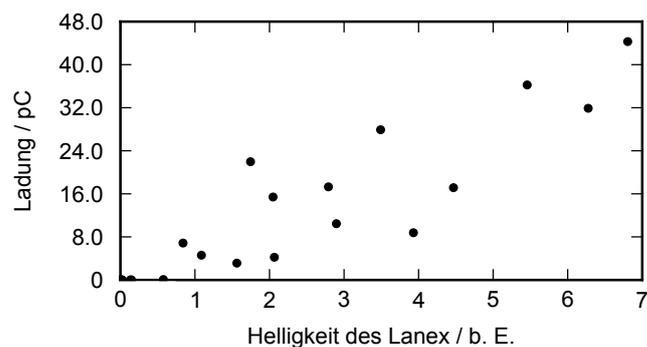


Abb. 4.7: Vergleich der integrierten Fluoreszenz eines Lanexschirms mit dem Signal auf einer Image Plate mit Daten aus der Messungen in Kapitel 6. Der Lanex wurde durch eine 13 μm dicke Aluminiumfolie getrennt auf der Image Plate angebracht und somit von der nahezu identischen Elektronenverteilung angeregt. Die angegebene Ladung wurde wie oben beschrieben aus der gemessenen Anregung der Image Plate rekonstruiert. Oberhalb einer Ladung einiger pC kann das Lanexsignal als Indikator für die Ladung genutzt werden. Der lineare Zusammenhang, der in [19] mit monoenergetischen Elektronen mit 40 MeV gemessen wurde ist in diesem Maße hier nicht vorhanden, was an der niedrigen und thermischen Energieverteilung ≈ 1 MeV liegen kann.

4.3.1.2 Fokusvermessung

In der Abbildung 4.5 nicht dargestellt sind die Aufbauten zur Diagnose des Fokusprofils und seiner Position relativ zur Substratoberfläche. In Durchlassrichtung wurde eine Fokusdiagnostik in Form von einem Objektiv und einer bildgebenden Linse installiert. Diese wurde während der zur Messung durchgeführten Schüsse entfernt.

Der Fokus selbst wurde zu Beginn einer jeden Messreihe neu justiert und vermessen, eine repräsentative Aufnahme ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Zur Kalibrierung der räumlichen Auflösung der Fokusdiagnostik, und zur Definition des Mittelpunkts der Targetkammer (TCC), in den der Fokus gelegt werden sollte, diente ein Kupferdraht von 20 μm Dicke. Es wurde eine mittlere Halbwertsbreite der Intensität von 3.25 μm vermessen, dadurch ergibt sich ein $1/e$ Strahldurchmesser von $3.25 \mu\text{m} \cdot \sqrt{\ln(2)}^{-1} \approx 3.9 \mu\text{m}$, wodurch sich rechnerisch eine Intensität von

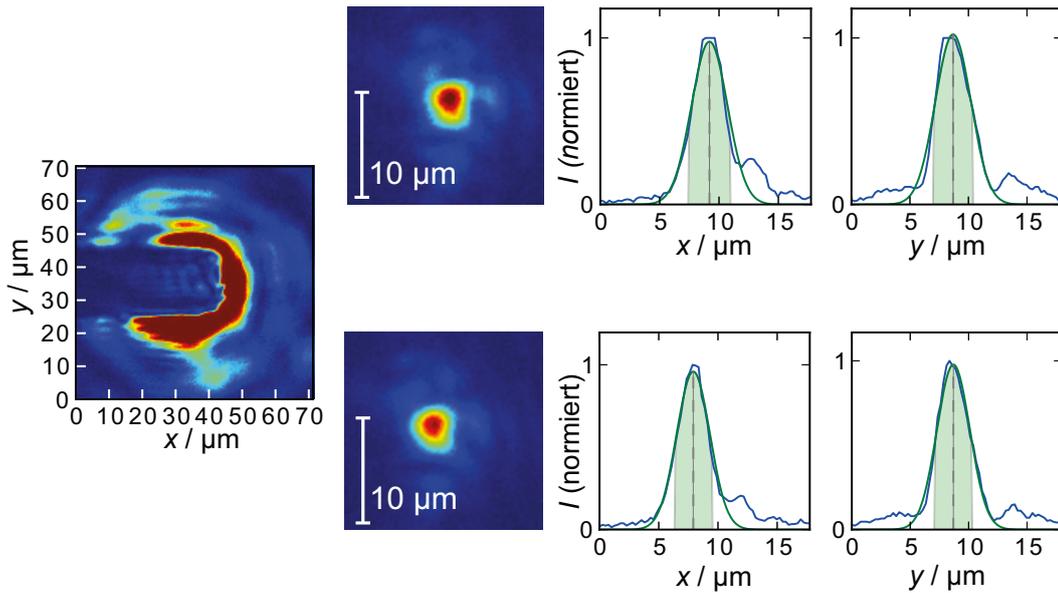


Abb. 4.8: Links: Schattenbild eines Drahtes mit Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$, welcher zur Kalibrierung der Fokusdiagnostik und der Retro-Optik diente, im Hintergrund ist der aufgeweitete Justagestrahl. Rechts daneben sind die Abbildungen der Fokusebene bei zwei exemplarischen Schüssen. Die Durchmesser (FWHM) der Foki variieren in x-Richtung von $3.57\ \mu\text{m}$ (oben) bis $3.21\ \mu\text{m}$ (unten) und in y-Richtung von $3.44\ \mu\text{m}$ (oben) bis $3.26\ \mu\text{m}$ (unten), die Position bleibt ebenfalls im Vergleich zu den Messungen mit der längerbrennweitigen Parabel am Gasjet stabil und schwankt um unter $1\ \mu\text{m}$.

$1.67 \cdot 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ und eine normalisierte Amplitude von 8.5 ergibt.

Es ist im Gegensatz zu den Experimenten an unterkritischen Plasmen, bei denen idealerweise auf einen senkrecht zur optischen Achse orientiertes Ziel geschossen wurde, möglich, dass der Interaktionsbereich durch axiale Verschiebungen der optischen Achse nicht mehr im Fokus des Strahls beziehungsweise einer Rayleighlänge liegt.

Vor allem bei einem hohen Winkel ϕ ist die Intensität des Lasers auf der Oberfläche und damit die Generierung des Plasmas und die zugehörige Wechselwirkung sehr sensitiv gegenüber räumlichen Schwankungen der Fokusposition, welche, ähnlich wie bei Versuchen am Gasjet und der Gaszelle, von Vibrationen entlang der meterlangen Strahlführung herrühren.

Wie man sich leicht geometrisch überlegen kann, skaliert der axiale Abstand der Strahltaile und somit die Intensität des Laserstrahls auf der Oberfläche für eine Verschiebung parallel zur optischen Achse mit dem Tangens des Winkels ϕ , ist bei 0° also nicht vorhanden, bei den verwendeten Winkeln von 45° bis 70° aber schon signifikant.

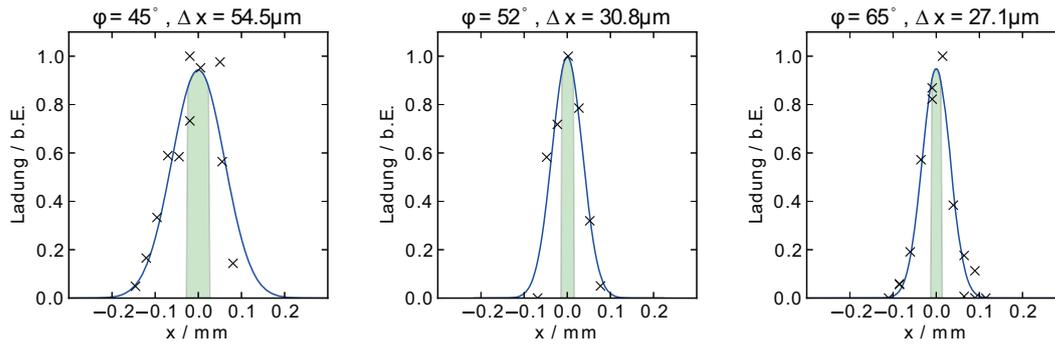


Abb. 4.9: Die in den Oberflächenelektronen enthaltene Ladung bei den drei Winkeln $\phi = 45^\circ, 52^\circ, 65^\circ$ bei verschiedenen lateralen Abständen x des Fokus von der durch die Retro-Optik definierte optische Achse $x = 0$. Grün hinterlegt ist die Breite Δx , innerhalb derer die interpolierte Gaußverteilung um $\pm 5\%$ konstant bleibt. Wie zu erwarten wird dieser Bereich für flachere Winkel gegenüber der Oberfläche kleiner, bleibt aber immer bei einem Vielfachen des Fokusdurchmessers, der höher ist als die beobachteten Schwankungen von etwa $3.5 \mu\text{m}$. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die durch Vibrationen und andere Einflüsse instabile Lage des Fokus keinen signifikanten Einfluss auf die Messungen hat.

In Abbildung 4.9 ist dargestellt, wie die Ladung des Elektronenstrahls im laserseitigen Halbraum von dem Abstand des Fokus von der Oberfläche abhing. Es kann demnach davon ausgegangen werden, dass Schwankungen im Bereich unter bis zu $10 \mu\text{m}$ die generierte Ladung um nicht mehr als 10% verändern konnten. Messungen mit der Fokusdiagnostik zeigen, dass sich die Auslenkung der transversalen Schwankungen des Fokus im Bereich von $1 \mu\text{m}$ oder weniger befindet (Abbildung 4.8).

Zusätzlich wurde vor vielen der Schüsse, die durch die IPs diagnostiziert wurden, eine Reihe von Schüssen rund um die durch die Retro-Diagnostik bestimmte z -Koordinate durchgeführt, bei denen die Elektronenausbeute auf dem Lanex beobachtet wurde, um zu verifizieren, dass die interpolierte Koordinate der tatsächlichen Position der Oberfläche entsprach.

Außerdem wurden für jeden Winkel ϕ mehrere Schüsse aufgenommen beziehungsweise IP-Stapel belichtet, um zufällige Einflüsse wie Ablagerungen auf der Substratoberfläche oder Schuss-zu-Schuss-Variationen der Laserpulseigenschaften auf die Beobachtungen zu minimieren und den Einfluss dieser stochastischen Schwankungen, die in Abbildung 4.11 markiert sind, abschätzen zu können.

Retro-Optik

In der Gegenrichtung wurde eine Retro-Optik eingerichtet, welche ein genaues Auftreffen des Laserfokus auf dem Substrat gewährleisten sollte. Hierbei wird das Substrat mit einem Justagestrahl niedriger Intensität illuminiert. Ein Teil des von der gegebenenfalls angerauten Oberfläche gestreuten Lichtes wird entgegen der ursprünglichen Strahlrichtung durch die Parabel kollimiert und auf den letzten dielektrischen Umlenkspiegel gerichtet, welcher einen geringen Anteil des Signals transmittiert. Dieses transmittierte Signal wird von einer Linse auf eine CCD Kamera fokussiert. Wenn das Target sich nun nicht genau in der Fokusebene befindet, verliert das abgebildete Signal überproportional, in Relation zum Versatz, an Intensität. Grund dafür ist, dass zum einen die Intensität auf der Targetoberfläche durch den Versatz abnimmt und zum anderen die Kollimation durch die Parabel und die anschließende Fokussierung des divergenten Strahls durch die Linse beeinträchtigt werden. Diese Diagnostik wurde zu Beginn einer jeden Messreihe bei einem Winkel ϕ der optischen Achse zur Substratnormalen für jeden Schnittpunkt der Kreisbahn bei vier Referenzwinkeln $\alpha_0, \alpha_0 + 90^\circ, \alpha_0 + 180^\circ, \alpha_0 + 270^\circ$ durchgeführt, so dass sich die Koordinaten für sämtliche Schüsse entlang der Bahn interpolieren ließen. Gegebenenfalls wurde, wenn die Helligkeit des Streulichtes unter der Detektionsschwelle lag, ein Klebestreifen auf der Oberfläche befestigt, auf dem weit mehr Licht gestreut wurde als auf der teils stark gekippt im Strahl stehenden Quarzglasoberfläche. Für die Justage musste die Dicke des Streifens dann abgezogen werden. Die Dicke von etwa $50 \mu\text{m}$ wurde ebenfalls mit Hilfe der Retrodiagnostik bei kleineren Winkeln festgestellt, bei denen der Reflex auch auf dem Glas zu sehen war.

Durch Kombination dieser Diagnostiken beziehungsweise Justagehilfen konnte die laterale und axiale Lage des Fokus und die Positionierung der Substratoberfläche im Brennpunkt der Parabel gewährleistet werden.

4.3.2 Ergebnisse

Abbildung 4.10 zeigt die Schritte, die (durch Skripte automatisiert) zur Auswertung eines Imagestacks von den IPs durchgeführt wurden.

Die mindestens zwei, meistens aber drei bis fünf geschwärzten Image Plates werden von einem Scanner eingelesen und zuerst in einem logarithmischen Format abgespeichert. Dieses wird dann in ein lineares verlustfreies Format (8-bit Graustufen) umgewandelt.

Das Flächenintegral über die Schwärzung des größten bei allen IPs enthaltenen

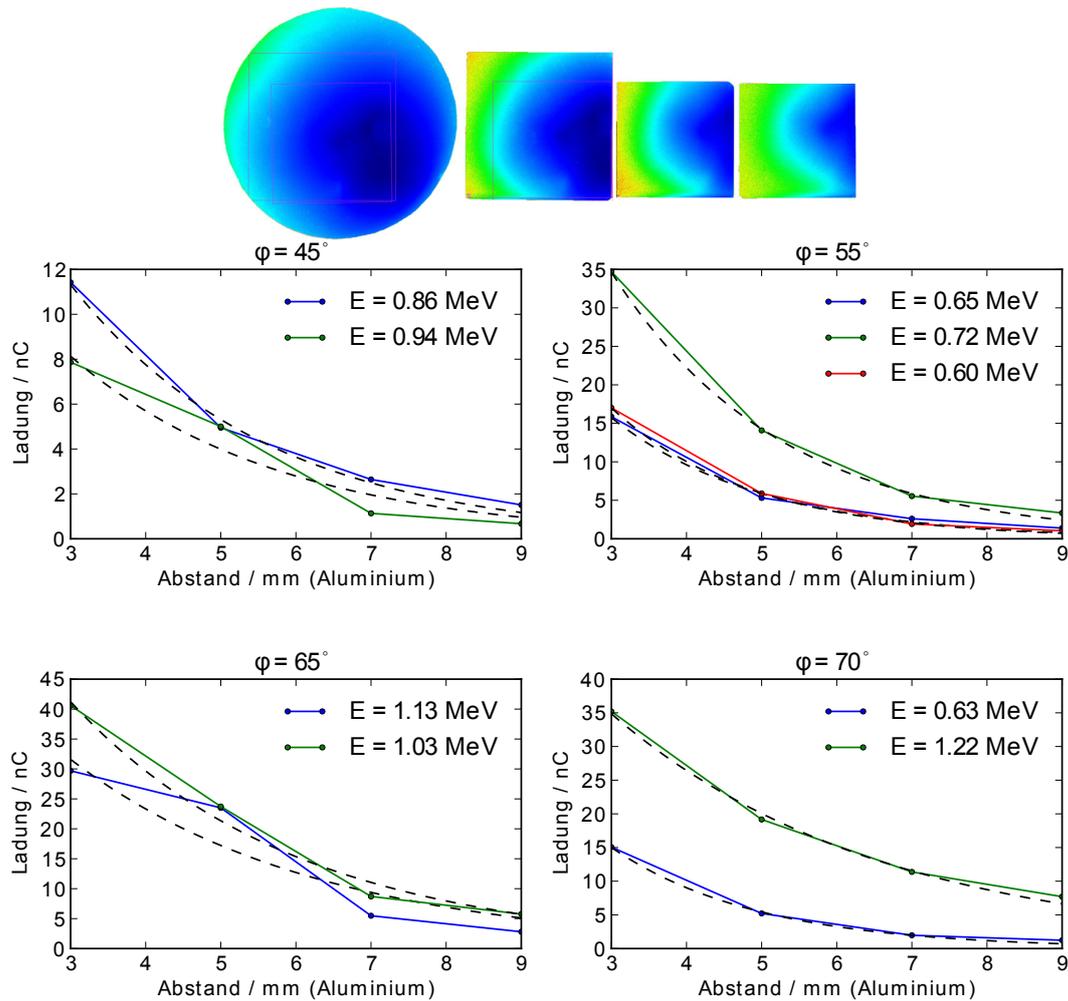


Abb. 4.10: Schrittweise Analyse der IPs. Die Schwärzungen des größten gemeinsamen Bildausschnittes wird festgehalten und an numerische Simulationen durch MULASSIS, die den Parameterraum kleinschrittig abtasten, abgeglichen. E ist die Temperatur der Elektronen aus der Simulation, deren Ergebnis die kleinste quadratische Abweichung vom Experiment vorweist. Die Abschätzung der Ladung geschieht über einen Umrechnungsfaktor von 50 PSL/Elektron aus [219].

Ausschnitts, welcher manuell festgelegt wurde, wird dann für die weitere Auswertung festgehalten. Hierdurch erhält man eine näherungsweise exponentielle Funktion von der Schwärzung über die Plattennummer beziehungsweise die summierte Schichtdicke der trennenden Aluminiumscheiben.

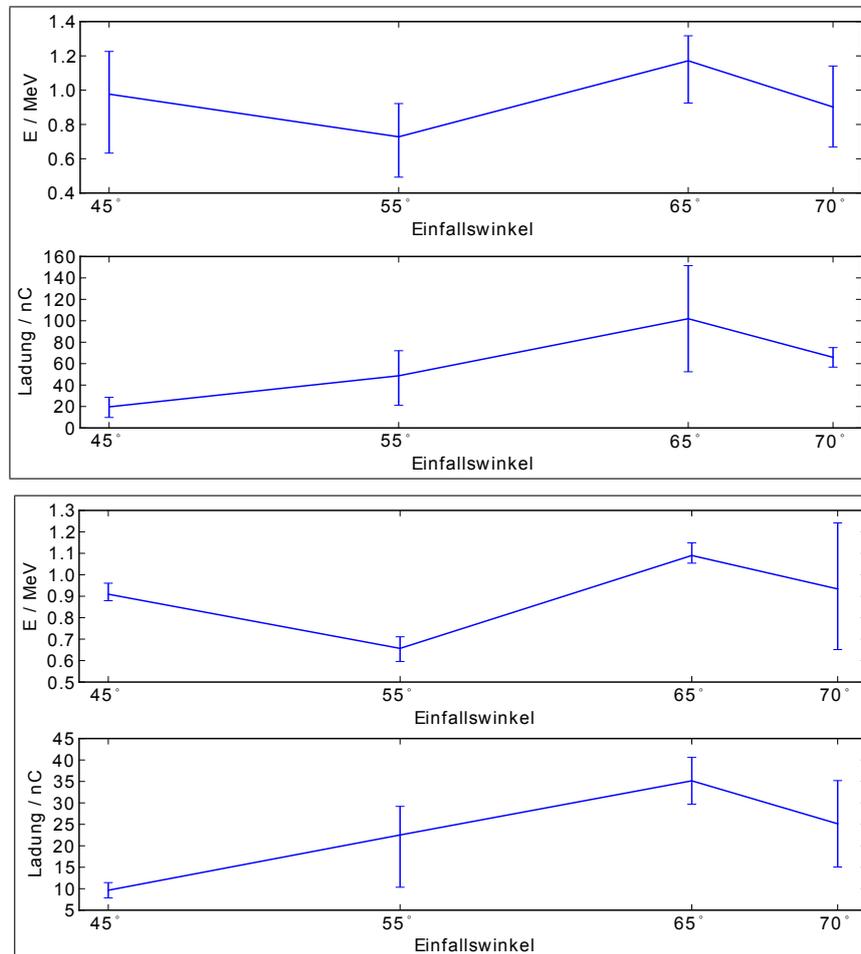


Abb. 4.11: Die rekonstruierte Ladung und Temperatur der TSPA Elektronen von zwei Messtagen. Der in [163, 84] dokumentierte Verlauf von Temperatur und Ladung, welche zu hohen Winkeln hin zunehmen und ab einem kritischen Wert wieder sinken, ist erkennbar. In den hier durchgeführten Messungen ergibt sich ein für beide Parameter optimaler Winkel bei etwa 65° .

Die Ladung auf jeder Scheibe ist nun ein Wert, der linear von dem Schwarzwert im 8-bit Bild abhängt. An dieser Stelle wäre es möglich, bereits über eine simple analytische Näherung, die Temperatur des maxwellverteilten Elektronenstrahls zu abzuschätzen. Allerdings erhält man einen exakteren Wert, indem man die Absorption eines Elektronenstrahls in einer identischen Geometrie rechnerisch simuliert und die Schwärzung dann als zur Absorption lineares Signal interpretiert.

Es ist außerdem so, dass in den Aluminiumschichten und auch in geringerem Maße in den dazwischenliegenden Kunststoffschichten (aufgeführt in Tabelle 4.6) Sekundärelektronen beziehungsweise Elektronenschauer ausgelöst werden, die eine naive analytische Diagnose teilweise unmöglich machen können. Es ist beispielsweise möglich, dass auf der zweiten Image Plate in der Summe ein intensiveres Signal, also höhere Ladung gemessen wird, als auf der ersten, da die eigentlich in diesem Zusammenhang interessanten Elektronen, die direkt in der TSPA Wechselwirkung erzeugt werden, signifikante Mengen an Sekundärelektronen auslösen, welche die Menge an langsamen, in der ersten Schicht absorbierten Elektronen übersteigen können.

Selbst wenn die Ladungsmenge der Sekundärelektronen noch signifikant unter der Ladung der Primärelektronen liegt, so haben jene doch immer eine geringere Energie und dadurch einen höheren Wirkungsquerschnitt für Stöße in der sensitiven Schicht und zur Anregung der metastabilen Zustände.

In der Simulation wurde deshalb auch die 3 mm starke Trennwand des Aluminiumgehäuses zum Vakuum, sowie die Aluminiumfolie, auf die die Elektronen zuerst treffen, ebenfalls mit berücksichtigt.

In Abbildung 4.12 sind räumliche Strukturen geringer Ausdehnung in dem Elektronenkegel zu sehen, die die Möglichkeit der Erzeugung von TSPA Elektronenstrahlen höherer Brillanz eröffnen. Allerdings wurden Strukturen dieser Art nur selten, wenn auch wie in diesem Fall mehrfach hintereinander beobachtet. Der Grund könnte in zeitlich veränderlichen Laserstrahleigenschaften, wie durch thermales lensing beeinflusste Phasenfronten, zu finden sein.

In Abbildung 4.13 sind die je über 8-60 Schüsse gemittelten Signale des Lanex bei drei Winkeln ϕ abgebildet. Darunter befinden sich die lineouts mit einer Gaußkurvenregression, über die eine Aussage zu der Position und Breite der Ladungsverteilung gemacht werden kann. Diese beträgt in Relation zur optischen Achse $\approx 66.9^\circ$, 49.9° , 48.8° bei Breiten um die 16.6° , 18.4° , 22.5° für Orientierungen der Oberfläche von respektive $\phi = 45^\circ$, 52° , 65° . Die Position und die Breite bei $\phi = 45^\circ$ kann offenbar durch die Einschneidung des Kegels durch die Oberfläche nicht ideal durch eine Gaußkurve angenähert werden. Die eigentliche Position und Breite befindet sich bei etwa 50 bis 55° und 10 bis 15° .

In Abbildung 4.14 ist die beobachtete Unabhängigkeit der Ausrichtung des Elektronenstrahls von der Orientierung der Oberfläche zu erkennen. Beispielsweise für die Einkopplung in anknüpfende Beschleunigerstufen ist diese vorteilhaft und

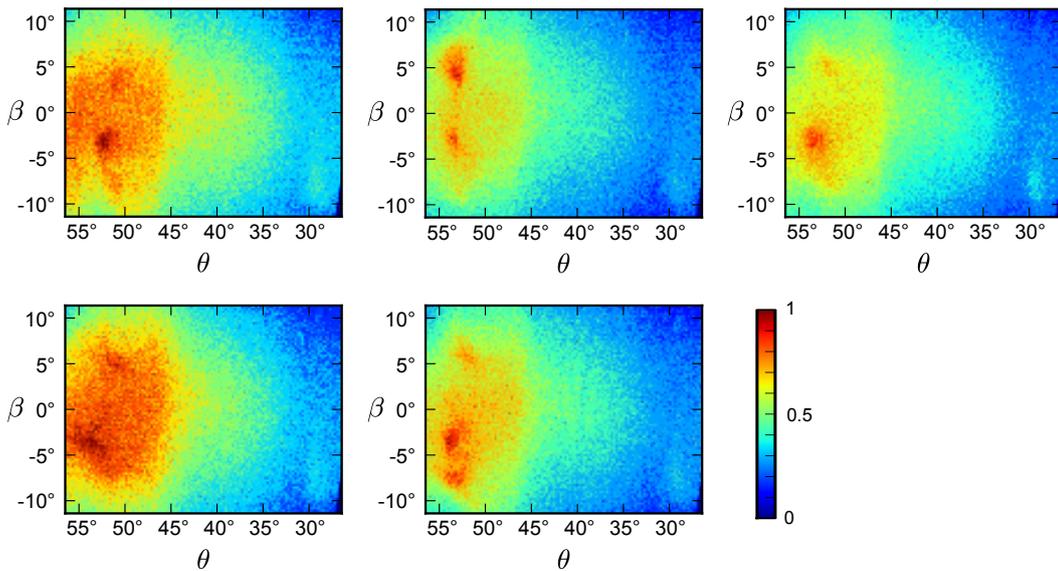


Abb. 4.12: Fünf nacheinander aufgenommene normierte Signale des Lanex bei einer Ausrichtung der Oberflächennormalen zur optischen Achse von $\phi = 45^\circ$. θ, β sind die Winkel relativ zur optischen Achse und zur Horizontalen. Erkennbar ist der Intensitätsverlust an der Kante der Oberfläche bei 45° und die Strukturen mit Radien im Bereich weniger Grad. Strukturen innerhalb der TSPA Elektronen dieser Ausdehnung wurden bereits zuvor beobachtet [74] und können für weitere Untersuchungen von Interesse sein.

wünschenswert, da Intoleranzen in der Positionierung des Targets somit an Einfluss verlieren. Auch die in Abbildung 4.11 dokumentierte Abhängigkeit der Ladungsmenge von dem Einfallswinkel ist hier wiederzuerkennen, mit einem Faktor von 3 bis 4 zwischen den Winkeln 45° und 65° .

Ein weiteres übereinstimmendes Bild lieferte die Winkelverteilung der TSPA Elektronen, die während der Messungen zur Weltraumstrahlenbelastung aufgenommen wurde (Kapitel 6). In Abbildung 4.15 ist das Verhältnis der dabei produzierten Ladung zu dem Einfallswinkel des Lasersstrahls aufgetragen. Bei diesen Messungen wurde allerdings eine $30.6 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie mit einer Fläche von $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ verwendet. Aufgrund mechanischer Verformungen durch den Beschuss und das Perforieren der Oberfläche waren hier die mit der Retro-Optik definierten Koordinaten nicht durchgängig zuverlässig, dadurch erklärt sich die signifikante Streuung der Messwerte. Da es sich bei dieser Unzuverlässigkeit um einen systematischen Messfehler handelt, kann man die obere Grenze der jeweils gemessenen Ladungen als Richtwert annehmen.

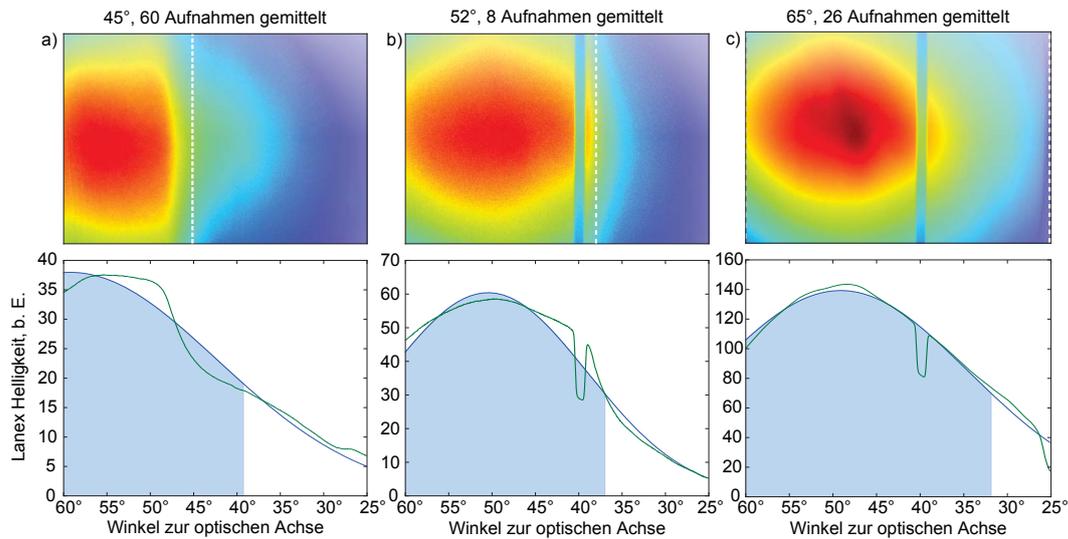


Abb. 4.13: Pointing der TSPA Elektronen bei a) $\phi = 45^\circ$, b) $\phi = 52^\circ$, c) $\phi = 65^\circ$.

Jeweils oben: Gemittelte Fluoreszenz des Lanex. Der senkrechte Strich bei den Aufnahmen zu 52° und 65° bei etwa 40° entsteht durch einen zu Justagezwecken angebrachten dünnen Aluminiumstab auf der Rückseite des Lanex. Die senkrechte weiße gestrichelte Linie markiert die Ausrichtung der Substratoberfläche.

Jeweils darunter ist eine Anpassung der Rohdaten an eine Gaußkurve, über die das Intensitätsmaximum bestimmt wird. Im Fall von 45° gelingt dies nicht optimal, da die Verteilung durch die Oberfläche abgeschnitten wird. Erkennbar ist trotzdem ein Kegel mit einem Maximum bei 10° über der Substratoberfläche. Auch die Zunahme der Helligkeit, als Indikator für die Ladung, ist erkennbar und entspricht der genaueren Ladungsbestimmung über die Image Plates.

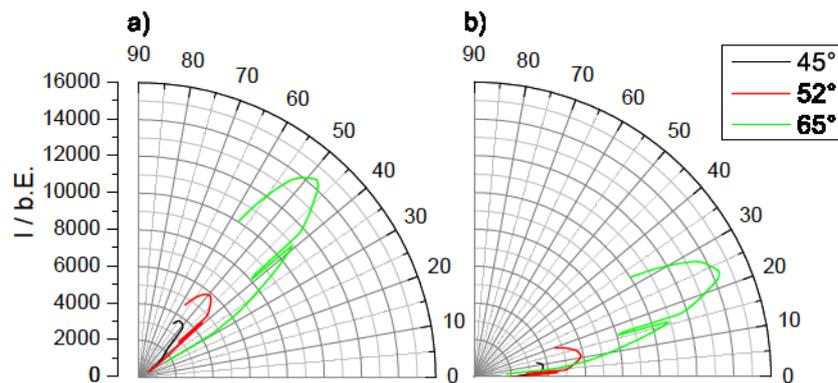


Abb. 4.14: Pointing der TSPA Elektronen in einem polaren Koordinatensystem mit der Intensität in Abhängigkeit des Winkels a) relativ zur optischen Achse und b) relativ zur Substratoberfläche. In der Legende ist die farbliche Zuordnung zu dem Winkel des Substrats zur optischen Achse ϕ . Erkennbar ist in a) vor allem der räumlich relativ konstante Winkel in dem die Elektronen beschleunigt werden, und die mit wachsendem Winkel ϕ steigende Ladungsmenge, welche über die Messung mit den IPs (Abbildung 4.11) ebenfalls festgestellt und quantifiziert wurde.

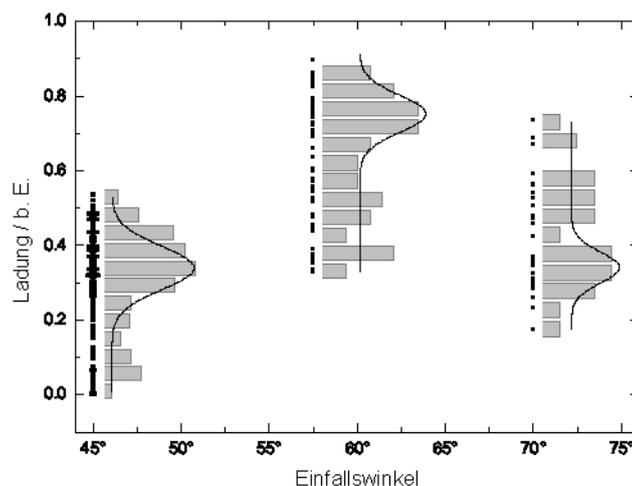


Abb. 4.15: Die Ladung der TSPA Elektronen aus der Aluminiumfolie, siehe Kapitel 6. Geschossen wurde bei den Winkeln 45° , 57.5° , 70° . Als Indikator für die Ladung wird das Integral über die Fluoreszenz des von den TSPA Elektronen getroffenen Bildbereiches genutzt. Hier ist eine ähnliche Winkelabhängigkeit wie bei dem Quarzglassubstrat zu erkennen, mit dem Unterschied, dass die Streuung der Werte aufgrund der durch die Schüsse verursachten mechanischen Verformungen der Folie vor allem bei hohen Winkeln höher ausfällt. Nimmt man statt der eingezeichneten gefitteten Gaußkurven die höchsten gemessenen Ladungen als repräsentativ für den jeweiligen Winkel, erhält man eine ähnliche Abhängigkeit der Ladung vom Einfallswinkel wie in Abbildung 4.11 mit einem Maximum zwischen den Extremwerten 45° und 70° .

4.4 Numerische Simulationen

Im Folgenden werden vorläufige numerische Untersuchungen zu den Oberflächenelektronen mit dem 3D PIC Code VLPL [178] präsentiert, welche von Oliver Jansen (HHU Düsseldorf, Institut für theoretische Physik, AG Pukhov) durchgeführt werden. Die Simulationen werden zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit noch weiter ausgeführt.

Als Strahlparameter wurde in der hier gezeigten Simulation (Abbildung 4.16) ein gaußförmiger Laserpuls mit einer Energie von 2 J und einer Pulsdauer von 25 fs und einer Strahltaile von $2w_0 = 10 \mu\text{m}$ verwendet. Der wie im Experiment p-polarisierte Puls trifft in einem Winkel von 45° und 70° zur Targetnormalen auf das Substrat. Der Winkel in den Abbildungen ist relativ zu der Oberfläche in Richtung des Laserpulses angegeben, 0° ist also die Richtung parallel zur Oberfläche in Geradeausrichtung, 90° ist die Targetnormale ins Vakuum, 180° die Rückrichtung und 270° die Targetnormale ins Substrat.

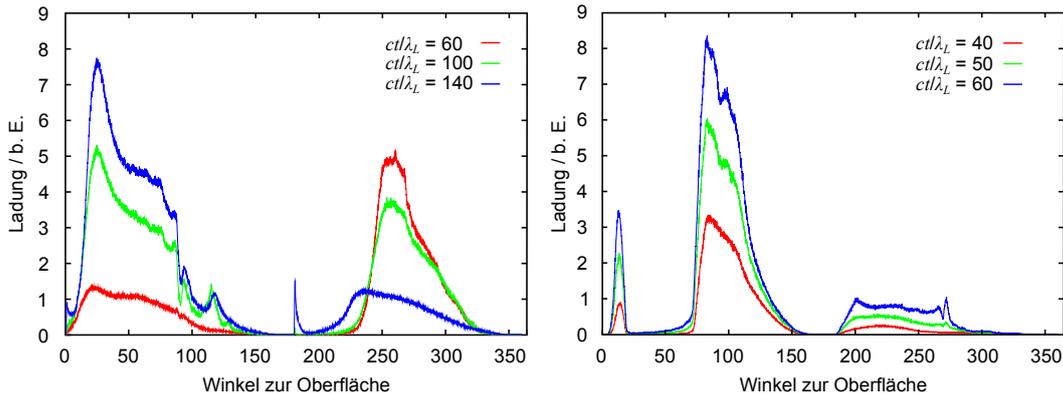


Abb. 4.16: Numerische Simulation der TSPA-Elektronen mit VLPL, durchgeführt von O. Jansen.

Links: Einfallswinkel des Laserstrahls von $\phi = 45^\circ$. Der Austrittswinkel des Peaks nahe der Oberfläche (0°) ist mit $\approx 12.5^\circ$ übereinstimmend mit dem aus der Messung in Abbildung 4.14.

Rechts: Einfallswinkel des Laserstrahls von $\phi = 70^\circ$. Sehr prominent sind auch die Vorzugsrichtungen senkrecht zur Oberfläche aus dem Substrat heraus bei 90° (wie in [12]) und in das Substrat hinein bei 270° , aber klar zu erkennen ist der im Experiment gesehene Peak bei 25° , vergleiche Abbildung 4.14.

In allen Simulationen ist der zu erwartende Peak in Targetnormalenrichtung (90°) gut zu erkennen, dieser wird auch beispielsweise in [12] gesehen und untersucht. Diese Richtung wird von unserem Messaufbau aufgrund der auf die TSPA Elektronen

ausgelegten Geometrie aber nicht erfasst.

Die durch diese vorläufigen Simulationen errechneten Winkelverteilungen für die Elektronen in Oberflächennähe decken sich ausgezeichnet mit den Messergebnissen. Bei dem Einfallswinkel von 45° liegt das Maximum der schmalen Winkelverteilung der Elektronen im Abstand von 12.5° von der Oberfläche, wie auch beim Experiment (vergleiche Abbildung 4.13 a) und 4.14 b)). Wird der Einfallswinkel auf 70° erhöht, so bildet sich ein räumlich breiterer Öffnungswinkel bei den Oberflächenelektronen heraus, dennoch lässt sich ein eindeutiges Maximum bei einem Winkel von 25° über der Oberfläche erkennen. In diesem Bereich wurde es auch bei den Experimenten mit bei einem Einfallswinkel von 65° gemessen (Abbildung 4.13 c) und 4.14 b)).

Kapitel 5

Laser-Plasma

Nachbeschleunigung

Unterkapitel

5.1	Plasma Wake Field Acceleration	108
5.2	Hybrid-Beschleunigung	111
5.2.1	Prinzip	111
5.2.2	Hybrid-Beschleunigung als Diagnostik	114
5.3	Trojan Horse Acceleration	118

Die Beschleunigung von Elektronen an Festkörpern liefert Strahlen mit thermischen Spektren im Bereich einiger MeV, die aber kurze Pulsdauer, geringe Quellgröße und hohe Ladung besitzen. Diese spezielle Eigenschaften machen sie interessant für effektive Injektionsmechanismen in weiteren Beschleunigerstufen, als Photokathode für rf-Beschleuniger oder für Plasmabeschleuniger.

Elektronen, die durch die Wellen in unterkritischen Plasmen (Kapitel 3), im Speziellen durch die bubble acceleration, beschleunigt werden, besitzen aufgrund der Begrenzung durch das beamloading weniger Ladung, können aber hohe Energien von einigen hundert MeV bis an die GeV erreichen. Diese Energien sind gemessen an den geringen Beschleunigungsstrecken im mm-Bereich um Größenordnungen höher als bei konventionellen Beschleunigern, aber dennoch in absoluten Zahlen vergleichsweise niedrig gemessen an den Energien im > 10 GEV bis TeV Regime, die in Linearbeschleunigern erreicht werden können.

Daher liegt die Herangehensweise nahe, mehrere Plasma-Beschleunigungsstufen

hintereinander zu verbinden, um längere Beschleunigungsstrecken zu erreichen. Die Ankopplung eines Plasmakanals an einen vorbeschleunigten Elektronenstrahl wird bereits beim FACET (Facility for Advanced Accelerator Experimental Tests), einer neuen 85 cm langen Plasma-Beschleunigungsstufe des Linearbeschleunigers SLAC (Stanford Linear Accelerator), erprobt [93, 85]. Hier wurde das Potential von plasmabasierten Beschleunigerstufen demonstriert, indem Elektronenstrahlen, welche in dem 3 km langen Linearbeschleuniger auf 42 GeV beschleunigt werden, im < 1 m langen FACET ihre Energie teilweise verdoppeln [9].

In Zukunft ist es denkbar, ausschließlich Plasma-Beschleuniger zu verwenden, in denen die ursprüngliche Beschleunigung und auch alle folgenden Stufen über LWFA ausgelöst werden.

In diesem Kapitel werden Simulationen zu von uns entwickelten Konzepten vorgestellt, die im Verlauf dieser Arbeit entwickelt wurden, um mehrere Laser-Plasma Beschleuniger sukzessive aneinander zu koppeln, den möglichen Energiegewinn für einen Elektronenbunch zu maximieren, und gleichzeitig die Emittanz durch Ausnutzung der fokussierenden elektrischen und magnetischen Felder innerhalb eines Plasmakanals zu minimieren.

Zuerst wird das Prinzip der *Plasma Wakefield Acceleration* (PWFA) vorgestellt, also das Auslösen einer Plasmawelle mit geladenen Partikeln als Treiber, im Gegensatz zum Laserpuls bei der LWFA.

Auf diesem Prinzip beruhend wurde eine Hybridmethode entwickelt und numerisch untersucht, bei der ein lasererzeugter Doppelpuls verwendet wird und ein Puls über ein Plasma seine Energie auf den zweiten überträgt (Abschnitt 5.2).

Im darauf folgenden Abschnitt 5.3 wird ein weiteres neues Konzept vorgestellt, bei dem durch einen treibenden Elektronenpuls eine Plasmawelle in einem leicht ionisierbaren Gas angeregt wird, während ein schwacher Laserpuls im blow-out Gebiet des Elektronenpulses Elektronen aus einem zweiten, durch den Elektronendriver noch nicht ionisierten Gas freisetzt, welche dann in der Plasmawelle mit sehr geringer Emittanz und spektraler Breite beschleunigt werden.

5.1 Plasma Wake Field Acceleration

Die Erzeugung von Plasmawellen durch Ladungsträger als driver unterscheidet sich in mancher Hinsicht von der durch Laserpulse. Ein Hauptunterschied liegt darin, dass ein Laser ein Gas zwar leicht ionisieren, aber als bipolarer Treiber nur

ponderomotorisch eine Verdrängung von geladenen Teilchen aus dem Plasmakanal und somit eine Plasmawelle hervorrufen kann. Ein Paket geladener Teilchen ist im Gegensatz dazu unipolar, hier führt eine Ionisation direkt zur Auslösung einer Plasmawelle und in Folge, bei Selbstinjektion oder bei Injektion von Elektronen durch andere Methoden, zum Energiegewinn in der beschleunigenden Phase der Welle.

Des Weiteren existiert bei einem driver (dem die Plasmawelle antreibenden Elektronenpuls) mit relativistischer Energie das Phänomen des dephasing nicht mehr, da der witness (die in der wake beschleunigten Elektronen) und der driver, und somit auch die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle, die gleiche Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum besitzen. Außerdem ist beispielsweise durch SMLWFA die Generierung von zwei synchronisierten Teilchenpaketen möglich, welche direkt für ein driver-witness-Szenario verwendet werden können. Durch klassische rf-Teilchenbeschleuniger sind solche Konfigurationen von Teilchenpaketen mit Abständen im Bereich der Wellenlänge eines unterkritischen Plasmas nicht oder nur schwer herstellbar.

Elektronenstrahlen, die aus rf-Beschleunigern stammen, können Intensitäten erhalten, die denen von heutigen ultraintensiven Lasersystemen entsprechen. So erzeugt der SLAC beispielsweise Strahlen mit 50 GeV Energie, welche auf eine Fläche von $3 \mu\text{m}$ fokussiert eine Intensität von 10^{20} W/cm^2 erreichen [92]. Verantwortlich für die Generierung einer Plasmawelle ist allerdings das radiale elektrische Feld der Partikel. Dieses skaliert mit [234, S. 208]

$$E_r(r, z) = \frac{Ne}{(2\pi)^{3/2}\sigma_z\epsilon_0} \frac{1}{r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \right) \exp\left(\frac{-(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (5.1)$$

mit der räumlichen Ausdehnung des Elektronenbunches σ_r , σ_z und der Elektronenzahl N . Durch dieses Feld wird eine Plasmawelle ausgelöst, deren beschleunigendes Feld eine Stärke von [123, 234, 92]

$$E_z [\text{V/m}] = \sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]} \frac{n_b}{n_e} \sqrt{2\pi} k_P \sigma_z \frac{\exp(-k_P^2 \sigma_z^2)}{1 + (k_P \sigma_r)^{-2}} \sin k_P(z - ct) \quad (5.2)$$

besitzt, mit der Dichte des Elektronenbunches $n_b = N/((2\pi)^{3/2}\sigma_r^2\sigma_z)$ und der Plasmadichte n_e .

Nach dieser Beziehung $E_z \sim \sigma_z^{-2}$ skaliert die Feldstärke der beschleunigenden

Phase in der linearen Theorie [105, 107] hinter einem Elektronenpaket mit dem inversen des Quadrats seiner Länge. Dies macht aus LWFA stammende Elektronen für PWFA Szenarien attraktiv, da die Elektronenbunches, die aus einer LWFA-Wechselwirkung stammen, eine zeitliche Ausdehnung im Bereich des generierenden Laserpulses besitzen und somit weit kürzer sind als die typischerweise von rf Beschleunigern stammenden Teilchenpakete.

Für eine Bedingung $k_P \sigma_z \approx \sqrt{2}$, also für Elektronenpakete mit longitudinalen Ausdehnungen oberhalb der Skintiefe c/ω_P des Plasmas, und $eE_z \ll m_e \omega_P c$, also verhältnismäßig schwache Plasmawellen, kann man die obige Gleichung für lineare Plasmawellen vereinfachen und erhält

$$E_z [\text{MV/m}] = 240 \frac{N}{4 \cdot 10^{10}} \left(\frac{0.6 \text{ mm}}{\sigma_z} \right)^2. \quad (5.3)$$

Simulationen und Experimente zeigen allerdings, dass diese Skalierung mit $E_z \sim N/\sigma_z^2$ auch im nichtlinearen Fall, für ultrakurze Elektronenpakete und longitudinale Felder über dem Limit für das Wellenbrechen, weiter als Richtwert verwendet werden kann [123, 92, 78].

Da die Plasmawelle durch den Elektronenpuls angetrieben wird, entspricht die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle der Geschwindigkeit der Elektronen. Ist die Energie der Elektronen viel höher als die Ruheenergie eines Elektrons $m_e c^2 = 0.51 \text{ MeV}$, bewegt sich die gesamte Struktur folglich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit durch das Plasma, wodurch selbst bei hohem Energiegewinn oder -verlust kein dephasing zwischen dem treibenden und dem folgenden Puls oder zwischen der Welle und den Pulsen auftritt. Ein Laserstrahl hingegen besitzt durch den endlichen Brechungsindex des Mediums immer eine Gruppengeschwindigkeit $v_g < c$, und wird somit nach einiger Zeit vom beschleunigten Elektronenpaket überholt werden, welches somit auch eine abbremsende Phase der Plasmawelle durchqueren muss und dadurch an Monochromatizität verliert oder ganz ausgekoppelt wird.

Kleine Elektronenpakete mit Ausdehnungen $\sigma_z, \sigma_r < c/\omega_P$, die eine Dichte $n_b > n_e$ größer als die Plasmadichte besitzen, lösen dabei eine Welle im sogenannten blow-out Regime aus. Hier werden die Plasma-Elektronen vollständig aus dem Pfad des Pulses verdrängt und hinterlassen eine Ionensäule mit dem Radius c/ω_P . Dieses Regime hat eine Ähnlichkeit zum bubble regime aus der LWFA (Abschnitt 3.1.1). Die dort beschleunigten Elektronen erhalten dann Energien die mit n_b/n_e skalieren [92].

5.2 Hybrid-Beschleunigung

5.2.1 Prinzip

Die Elektronenbunches, die durch LPWA Mechanismen zur Verfügung stehen, unterscheiden sich in ihren Eigenschaften drastisch von denen, die typischerweise über klassische Verfahren (Heizkathoden, klassische rf-Beschleuniger) zur Verfügung stehen. Während die Ladung im Vergleich eher gering ist (im 10 pC Bereich, während beispielsweise am SLAC typischerweise mit $>nC$ -Ladungen gearbeitet wird), können die Pulsdauern um Größenordnung kleiner sein. Genau diese Eigenschaft soll im folgenden Konzept ausgenutzt werden. Ein Hauptvorteil, der durch die kürzeren bunches entsteht, ist, dass in der zweiten Beschleunigerstufe höhere Gasdichten und somit höhere beschleunigende Felder angepeilt werden können [78].

Eine sich dadurch anbietende neue Anwendung, die im Rahmen dieser Arbeit erstmals publiziert und durch Simulationen untersucht wurde, besteht darin, einen aus einer LWFA gewonnenen Elektronenbunch zum Antreiben einer eigenen Plasma-welle in einer weiteren Beschleunigungsstufe zu nutzen. Dargestellt ist dieses Szenario in Abbildung 5.1. Ein solches PWFA Modell unterscheidet sich qualitativ stark von bisherigen, vom Konzept vergleichbaren Szenarien, bei denen die treibenden Elektronenpulse aus klassischen Beschleunigerstufen stammen und somit Längen im Bereich von ps oder einigen 10 fs besitzen [9]. Veröffentlicht wurde dieses Konzept von uns in [78], im Folgenden halte ich mich an die diese Publikation.

Zur Simulation der in diesem Kapitel vorgeschlagenen neuartigen Szenarien wurde der 2D Particle In Cell (PIC) Code OOPIC der Tech-X Corporation verwendet [227, 14]. Dieser kommerziell erhältliche Code verfügt über einen moving-window-Algorithmus und lässt dadurch unter überschaubarem Rechenaufwand auch die Simulation ausgedehnter Propagationsdistanzen zu. So reicht es beispielsweise bei der Simulation eines PWFA-Szenarios, einen Bereich rund um die Ausdehnung der ersten beiden Plasmaoszillationen zu erfassen, und diesen dann mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung des drivers zu verfolgen. Da sich vor dem treibenden Elektronenbeam ein nicht ionisiertes Gas oder ein quasineutrales Plasma befindet, und die Beschaffenheit des Plasmas hinter der ersten wake für das entsprechende Szenario vernachlässigbar ist, kann man es dem PIC code überlassen, durch Wahl geeigneter Randbedingungen die Poission- und Maxwellgleichungen zu lösen und dadurch ein physikalisch korrektes bzw. konsistentes Modell des Beschleunigungsvorgangs zu entwerfen.

Die Simulationen werden dabei über je eine Konfigurationsdatei programmiert,

in welcher dann die Geometrie (kartesisch, polar), die zu beachtenden physikalischen Effekte (Stoßionisation, Tunnelionisation) und auch die für die numerische Simulation selbst interessanten Parameter wie räumliche und zeitliche Schrittweite, räumliche Ausdehnung der Simulationsfläche, Teilchensorten und Diagnostiken definiert werden. Die Konfigurationsdateien selbst werden dabei entweder einzeln für jede Simulation neu aufgesetzt, oder, im Fall von systematischen Parameterstudien, über externe Skripte stapelweise angelegt, ausgeführt und ausgewertet. Solche Studien konnten dann auch über verschiedene Parameter mehrdimensional durchgeführt werden.

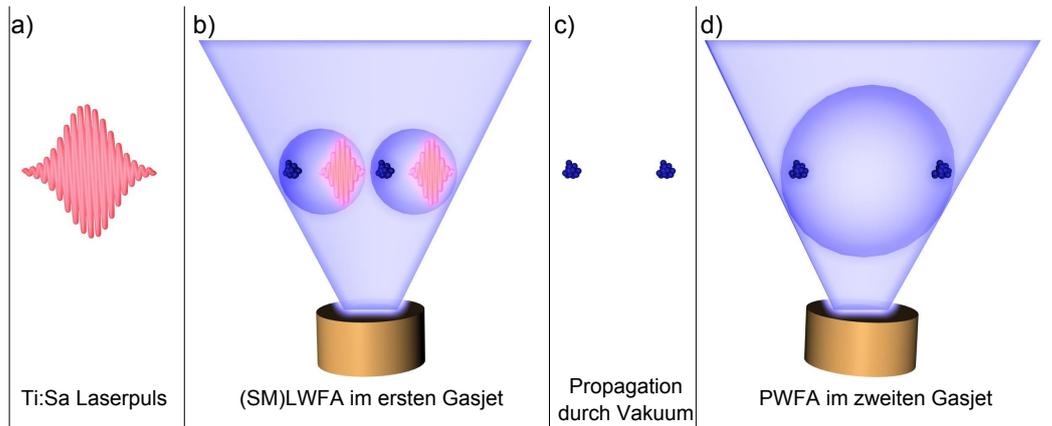


Abb. 5.1: Die einzelnen Schritte bei der hybriden Beschleunigung. Ein einfallender Puls (a) erzeugt per LWFA wie in Unterkapitel 3.2.2.1 beschrieben oder wie in b) skizziert per SMLWFA in einem ersten Gasjet mit hoher Elektronendichte Multibunches.

Diese propagieren durch ein Vakuum (c) und lösen im zweiten Gasjet (d) ein driver-witness PWFA Szenario aus. Hier ist die Plasmadichte beziehungsweise die Plasmawellenlänge an den Abstand der bunches angepasst.

Für einen proof of principle Versuch wurde eine Simulation mit zwei Elektronenpaketen mit den Energien $E_1 = 600 \text{ MeV}$, $E_2 = 500 \text{ MeV}$ und den Ladungen $Q_{1,2} = 100 \text{ pC}$, 10 pC , der jeweiligen Breite $4 \mu\text{m}$ und der Länge $0.5 \mu\text{m}$ mit einem Abstand $d_{12} = 12 \mu\text{m}$ durchgeführt. Die Wahl der höheren Energie und Ladung im ersten bunch ist dabei typisch für die durch LWFA generierten Elektronenpaare. Die radialen Ausdehnungen entstehen durch die Expansion im Vakuum (Abbildung 5.1 b)). Die höhere Energie und Ladung des ersten Elektronenpaketes ist typisch für die LWFA generierten Multibunches.

Abbildung 5.1 zeigt die zugrundeliegenden Stufen dieses Konzepts. In a) trifft ein kurzer, für kommerzielle CPA Lasersysteme erreichbarer Laserpuls mit $\tau = 20 \text{ fs}$ und $E = 2 \text{ J}$, auf einen Gasjet, um dort in b) via LWFA einen multibunch zu erzeugen, wie

experimentell in Abbildung 3.16 a), b) beobachtet. Alternativ kann auch ein längerer Laserpuls, beispielsweise mit $\tau = 100$ fs, $E = 10$ J eingesetzt werden, welcher, wie in Abbildung 3.16 c), d), via SMLWFA zwei Elektronenpakete erzeugt. Der Abstand der Elektronenpakete ist in jedem Fall von der Größenordnung der Plasmawellenlänge im ersten Gasjet abhängig. Wählt man eine Dichte von $7.75 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ so beträgt dieser Abstand $12.0 \mu\text{m}$. Diese beiden Elektronenpakete treten dann in den zweiten Gasjet ein, welcher eine niedrigere Gasdichte als der erste Jet besitzt, allerdings immer noch eine weit höhere als die in typischen PWFA Szenarien mit längeren, konventionell produzierten Elektronenpaketen.

Die Stärke des radialen elektrischen Feldes eines Elektronenpakets skaliert mit σ_z^{-1} (5.1) und kann für die aus der LWFA stammenden Elektronen Werte von TV/m annehmen, welche ausreichen, um Helium vollständig durch Tunnelionisation oder BSI zu ionisieren¹. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, ein neutrales Gas als zweite Beschleunigungsstufe zu verwenden, und dieses durch den driver zu ionisieren. Außerdem ist es denkbar, den Teil des Laserpulses, der nicht im ersten Gasjet absorbiert wurde, zur Ionisierung des zweiten Gasjets zu verwenden.

Simuliert wurde eine Region von $84 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ mit einer Zellgröße (numerische Auflösung) von $0.3 \mu\text{m} \times 0.3 \mu\text{m}$. Als Hintergrundgas wird ionisierter Wasserstoff mit 15 Partikeln pro Zelle initialisiert, die Elektronenpakete mit 32 Partikeln pro Zelle. Simulationen mit höherer Auflösung und Partikelzahl wurden ebenfalls getestet, lieferten aber keine sich physikalisch unterscheidenden Ergebnisse.

Der Gasjet wurde mit einer Dichte von $n_e = 3.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ initialisiert, das Plasma hat also eine weit geringere Dichte als die beiden Elektronenpakete mit $n_{1,2} = Q_{1,2}/((2\pi)^{3/2} e \sigma_r^2 \sigma_z) \approx 5.0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Es wird also [92] entlang des Pfades der Elektronen ein Bereich, der breiter ist als das Elektronenpaket selbst, von Hintergrundelektronen befreit. Dadurch wird eine Plasmawelle mit einer beschleunigenden Phase ausgelöst, in der sich das zweite Elektronenpaket befindet. Die Stärke des beschleunigenden Feldes skaliert dabei wie in der linearen Theorie für längere Pulse (5.3) mit σ_z^{-2} , was auch in unserer Simulation beobachtet wurde und zu maximalen Feldern $E_z > 210 \text{ GV/m}$ führte. Diese Feldstärke ist zwar erreichbar für LWFA, aber bis dato untypisch für PWFA Szenarien.

Diese starke Beschleunigung führt in der Simulation dazu, dass das hintere Elektronenpaket seine Energie über die Strecke von 6 mm mehr als verdoppelt. Anders als beispielsweise in dem bekannten Experiment am SLAC [9], bei dem der

¹Ionisationsenergie von He (He^+): 24.5 (54.4) eV. Kritisches Feld E_{crit} mit dem für $E > E_{crit}$ barrier suppression ionization einsetzt: 182 (602) GV/m [16]

Elektronenstrahl die gesamte Plasmaoszillation verspürte und die Elektronen somit je nach Position beschleunigt oder abgebremst wurden, bleibt hier das gesamte Elektronenpaket nahezu monoenergetisch, da es sich hier aufgrund seiner geringen longitudinalen Ausmaße vollständig in der beschleunigenden Phase der Plasmawelle befindet.

Dieser Zusammenhang ist gut in Abbildung 5.2 ersichtlich. Während der vordere Elektronenpuls erodiert und, ausgehend von einem monoenergetischen Profil, sich energetisch verbreitert und thermalisiert, wird der zweite Puls über die Strecke von 6 mm relativ gleichmäßig um etwa 0.5 GeV angehoben. Dies entspricht einem durchschnittlichen verspürten Feld von $\bar{E}_z \approx 0.1$ TV/m.

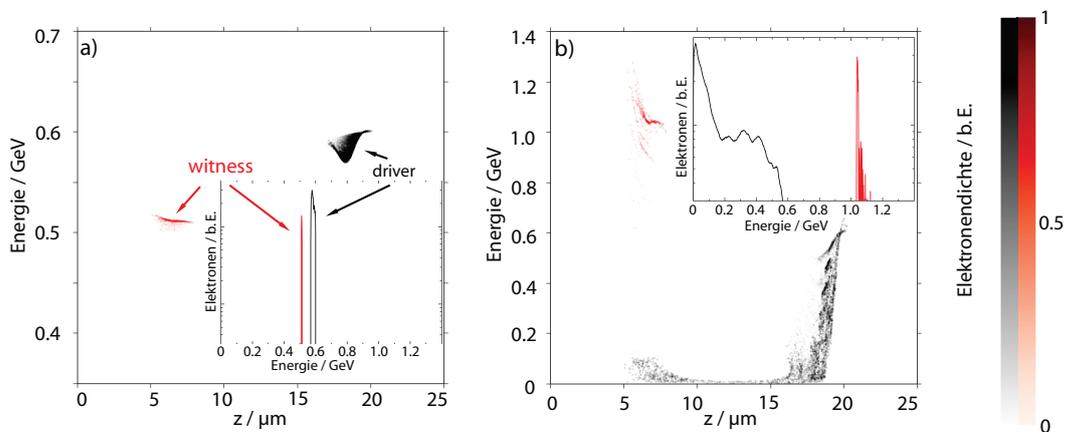


Abb. 5.2: Ein Phasendiagramm der Makropartikel der Elektronenpakete aus der OOPIC-Simulation im zweiten Gasjet.

a) Nach einer Propagation beider Elektronenpakete um 120 µm haben beide Elektronen noch nahezu ihr monoenergetisches Profil mit $E_{1,2} = 500$ MeV, 600 MeV.

b) Über die Strecke von 6 mm transferiert der erste Elektronenpuls dann seine Energie an die Plasmawelle beziehungsweise an das zweite Elektronenpaket. Trotz des hohen Gradienten des beschleunigenden Feldes, durch den der hintere Teil stärker beschleunigt wird als der vordere, gewinnen diese Elektronen aufgrund ihrer geringen longitudinalen Ausdehnung nur wenig an spektraler Breite, während sich die zentrale Energie mehr als verdoppelt. Der driver hingegen hat durch die Erosion des Elektronenpulses ein Spektrum mit thermischer Charakteristik angenommen.

5.2.2 Hybrid-Beschleunigung als Diagnostik

Die in Abschnitt 5.2 vorgeschlagene Methode, Elektronenpakete aus einer LWFA-Wechselwirkung in einem zweiten Plasmakanal nachzubeschleunigen, kann neben

der Anwendung als Beschleunigerstufe in einer Abwandlung auch als Diagnostik zur Bestimmung des Abstands der Pakete eingesetzt werden, alternativ zu anderen Methoden wie die durch Detektion von CTR (coherent transition radiation, [59, 226, 221]).

Im nichtlinearen blow-out Regime, welches für $n_1 \gg n_e$ einsetzt, besitzt das beschleunigende elektrische Feld eine ähnliche Z-förmige Struktur wie im nichtlinearen Regime der LWFA (vgl. Abbildung 3.1 und 5.3). Aufgrund dieser Struktur und der in Abschnitt 5.2 vorgeschlagenen erhöhten Plasmadichte bewirkt schon eine geringe, im μm -Bereich liegende Abweichung der Position entlang der Propagationsrichtung eine Inversion der Feldrichtung mit dem Betrag von bis zu mehreren hundert GV/m und somit eine signifikante Änderung der Energie eines geladenen Teilchens, welches sich über eine längere Strecke an dieser Stelle befindet. Eine solche Modifikation der Position kann durch eine Anpassung der Wellenlänge, also in erster Linie der Elektronendichte des Plasmas, eingeführt werden.

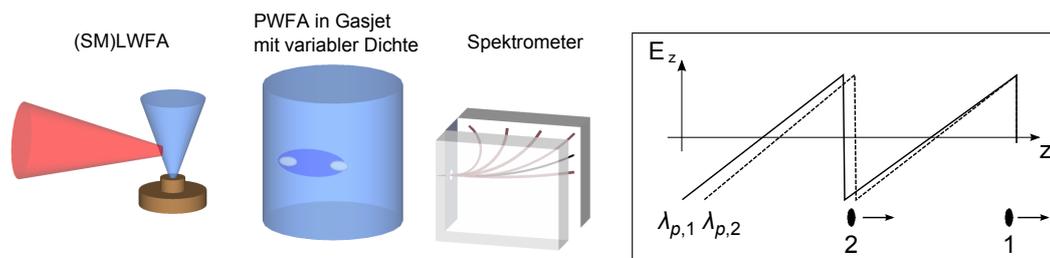


Abb. 5.3: Prinzip der Verwendung der hybriden Beschleunigung als Diagnostik für den Abstand eines Doppelbunches.

Links abgebildet ist der relativ einfache experimentelle Aufbau. Ein Doppelbunch wird in einen Gasjet mit bekannter Länge und Elektronendichte eingekoppelt, wo das erste Elektronenpaket durch Anregen einer Plasmawelle Energie verliert und erodiert. Der folgende Elektronenbunch wird je nach Position in der Plasmawelle beschleunigt oder abgebremst. Die Energie dieser Elektronen kann über ein Permanentmagnetspektrometer hinter dem Gasjet gemessen werden.

Rechts zu sehen ist eine Skizzierung der Form des elektrischen Feldes im blow-out Regime. Eine geringe Änderung der Plasmawellenlänge von $\lambda_{P,1}$ auf $\lambda_{P,2}$ bewirkt, dass der zweite Elektronenbunch sich in der abbremsenden Phase der zweiten Plasmawellenoszillation statt in der Beschleunigenden Phase der ersten befindet. Über einige mm Propagationsstrecke bedeutet dies einen energetischen Unterschied von einigen 100 MeV, wie im Folgenden durch Simulationen belegt wird.

In dem hier vorgestellten Konzept werden die beiden Elektronenpakete in ein Plasma mit veränderbarer, aber bekannter Plasmawellenlänge eingekoppelt [116]. Mit Hilfe eines spektral auflösenden Detektors hinter dieser Stufe misst man dann

die Energie des zweiten Elektronenbunches. Im einfachsten Fall wird wieder ein magnetisches Spektrometer wie in Abbildung 5.3 verwendet. Während Durchführung und Auswertung dieses Ansatzes relativ einfach konzipiert sind, muss hier, im Gegensatz beispielsweise zur Abstandsvermessung via transition radiation, die Reproduzierbarkeit des Doppelbunches gegeben sein. Dies betrifft die Parameter des zeitlichen Abstands, der Ladung und der Energie.

Zur Überprüfung dieses Ansatzes wurden Simulationen mit OOPIC durchgeführt. Die Energie der beiden Elektronenpakete betrug 300 MeV, die Ladung 800 pC, der Radius und die longitudinale Ausdehnung ($1/e$) betragen je $5.0 \mu\text{m}$ und $5.7 \mu\text{m}$ und ihre Separierung $45 \mu\text{m}$. Das Hintergrundgas war anfangs nicht ionisierter Wasserstoff mit einer Elektronendichte von $3.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $8.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einem flat-top Profil von 2 mm Länge und einem vernachlässigbar dünnen Übergang vom und zum Vakuum. Das beobachtete Gebiet hatte eine Größe von $30 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ und eine Zellgröße von $0.75 \mu\text{m}$ mit Makropartikeln pro Zelle für das Hintergrundgas und 1280 Makropartikeln pro Elektronenpaket. Die zeitliche Schrittweite betrug 1.25 fs. In Abbildung 5.4 ist die grafische Auswertung der Simulationen zu sehen.

In den Graphen links in der Abbildung erkennt man, wie das Elektronenpaket ab einer Elektronendichte von $7.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ beginnt, teilweise durch Überlappung mit der abbremsenden Phase der Plasmawelle Energie zu verlieren. Dieser Prozess verläuft über eine Änderung der linearen Plasmawellenlänge von $39.9 \mu\text{m} - 37.8 \mu\text{m} = 2.1 \mu\text{m}$ hinweg, was in etwa der ursprünglichen Länge des Elektronenpakets von $2.0 \mu\text{m}$ entspricht. Die Differenz im Abstand der Elektronen von $45 \mu\text{m}$ zu der errechneten linearen Plasmawellenlänge von $39.9 \mu\text{m}$, bei welcher der Übergang von beschleunigender zu abbremsender Phase eintritt, lässt sich über einen relativistischen Effekt wie bei der LWFA erklären, welcher zu einer vergrößerten Plasmawellenlänge (im Falle der LFWA wie in (3.8)) führt [141]. Eine rechnerische Bestimmung dieser Diskrepanz ist nicht trivial und hängt unter anderem von der Form des führenden Elektronenbunches ab [10]. Alternativ kann diese aber durch Simulationen wie die hier durchgeführte bestimmt und ausgeglichen werden.

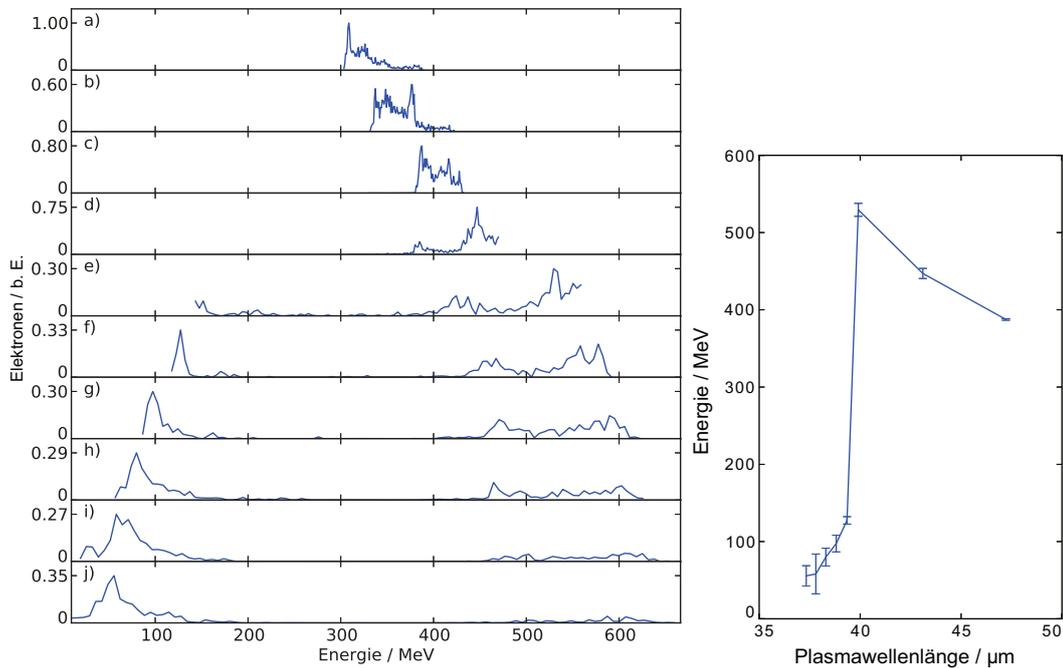


Abb. 5.4: Spektrum des witness für verschiedene Gasdichten.

Links: Energiespektrum eines simulierten $2.0 \mu\text{m}$ langen witness bunches im Abstand von $45.0 \mu\text{m}$ von einem driver bunch, beide mit 300 MeV Anfangsenergie. Die Elektronendichten in 10^{17} cm^{-3} betragen a) 3.0 b) 4.0 c) 5.0 d) 6.0 e) 7.0 f) 7.2 g) 7.4 h) 7.6 i) 7.8 j) 8.0 und die Plasmawellenlängen in μm betragen a) 61.0 b) 52.8 c) 47.2 d) 43.1 e) 39.9 f) 39.3 g) 38.8 h) 38.3 i) 37.8 j) 37.3. Zu sehen ist der signifikante Energieverlust und dessen starke Abhängigkeit von der Elektronendichte beim Unterschreiten einer kritischen Grenze der Plasmawellenlänge bei etwa $n_e = 7.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ab hier liegt der witness bunch in der abbremsenden Phase der Plasmawelle. Die Aufspaltung des Elektronenbunches in einen hochenergetischen Teil mit etwa 500 MeV und einen niederenergetischen Teil mit weniger als 150 MeV von e) bis i), also über ein Intervall von $2.1 \mu\text{m}$ ist Konsequenz eines Überlapps des bunches über das Ende der beschleunigenden und den Anfang der abbremsenden Phase der Welle, und kann weiterführend zu einer Abschätzung der Länge des bunches dienen.

Rechts: Abgebildet ist die Energie des witness bunches hinter dem Gasjet in Abhängigkeit der linearen Plasmawellenlänge. Deutlich zu sehen ist der Sprung um etwa 400 MeV durch die Änderung der Plasmawellenlänge, und dementsprechend ein sampling des Elektronenabstands, über 600 nm . Der Energiewert und die Fehlerbalken entsprechen dabei der Energie der höchsten Teilchendichte im Spektrum und dessen FWHM-Breite.

5.3 Trojan Horse Acceleration

Für einige Einsatzgebiete, die sich für aus LWFA stammenden Elektronen anbieten, darunter das seeden von free-electron Lasern (FEL), ist man auf Elektronenbunches mit geringer Emittanz angewiesen.

In Experimenten und Simulationen wurde gezeigt [58], dass die Betatronoszillationen von Elektronen, die in der Plasmawelle abseits der optischen Achse injiziert werden, sich nach Auskoppeln des Elektronenstrahls aus dem Plasma in der Trajektorie der Elektronen im Vakuum und somit in der Emittanz fortpflanzen.

Eine neue Methode der Injektion und Beschleunigung von Elektronen über eine Kombination von LWFA und PWFA, welche durch den Injektionsmechanismus kalter Elektronen in Achsennähe eine geringe Emittanz gewährleistet, wurde von uns publiziert in [83, 82]. Im Folgenden beziehe ich mich auf die Publikation in [82].

Grundlegend wird in diesem Szenario über einen Elektronenpuls eine Plasmawelle in einem leicht ionisierbaren Gas ausgelöst. Hier kann, wie in Abschnitt 5.2, ein Elektronenpuls aus einer LWFA Beschleunigung [78, 193] oder aus einem klassischen Linearbeschleuniger verwendet werden. In einem zweiten Schritt wird jetzt die Injektion von Elektronen eines zweiten, schwerer zu ionisierenden Gases in die beschleunigende und fokussierende Phase der Plasmawelle durchgeführt. Hierzu wird ein nichtrelativistischer Laserpuls verwendet, dessen Intensität ausreicht, ein Hintergrundgas zu ionisieren, nicht aber, die ionisierten Elektronen ponderomotorisch zu verdrängen und so eine Plasmawelle anzutreiben. Zu diesem Zweck würde bereits ein Lasersystem mit einer vergleichsweise geringen Intensität von $I \approx 7 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ entsprechend $a_0 \approx 0.018$ ausreichen.

Bei dem im Folgenden gewählten Beispiel haben wir Helium und Lithium als schwer und leicht ionisierbares Gas gewählt. Bei der richtigen Wahl der Parameter für den Elektronen- und den Laserpuls ist es möglich, dass der Elektronenpuls im blow-out Regime eine Plasmawelle im Lithium erzeugt, und der Laserpuls in der beschleunigenden Phase das bis dahin neutrale und kalte Helium ionisiert.

Die Simulationen wurden mit dem 3D PIC Code VORPAL durchgeführt. Die Simulationsbox bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit in Propagationsrichtung des Elektronenpakets und hat Abmessungen von $88 \mu\text{m} \times 88 \mu\text{m}$ bei einer Zellgröße von 50 nm (longitudinal) und 100 nm . Als Elektronenpaket wird ein gaußförmiger Puls mit dem Radius $\sigma_r = 5 \mu\text{m}$ und der Länge $\sigma_z = 7 \mu\text{m}$ mit einer Ladung von 300 pC und einer Energie von 200 MeV bei einer energetischen Breite von 10% angenommen. Das radiale elektrische Feld skaliert mit (5.1) und hat ein Maximum von 27 GV/m .

Dies ist genug, um das erste Niveau des Lithiums ($E_{Li} = 5.39 \text{ eV}$), nicht aber das Helium ($E_{He} = 24.5 \text{ eV}$) zu ionisieren [15]. Als Hintergrunddichte für das Lithium wählen wir im flat-top Bereich eine Dichte von $n_{e,Li} = 3.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und eine maximale Dichte des Elektronenpulses von $n_e = 6.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Da $n_e > n_{e,Li}$ findet die Interaktion im blow-out Regime statt, bei einer Plasmawellenlänge von $\lambda_{P,Li} = 60 \mu\text{m}$ und einem maximalen beschleunigenden Feld von $E_z \approx 50 \text{ GV/m}$. Jetzt wird ein Laserstrahl ($a_0 = 0.018$, $\tau = 8 \text{ fs}$) in Propagationsrichtung des Elektronenbunches injiziert und am Anfang der Gasjets, noch innerhalb der vom Vakuum auf $n_{e,Li}$ linear ansteigenden Dichte, auf eine Strahltaile von $4 \mu\text{m}$ fokussiert, wodurch Elektronen aus dem Helium auf der Achse freigesetzt werden.

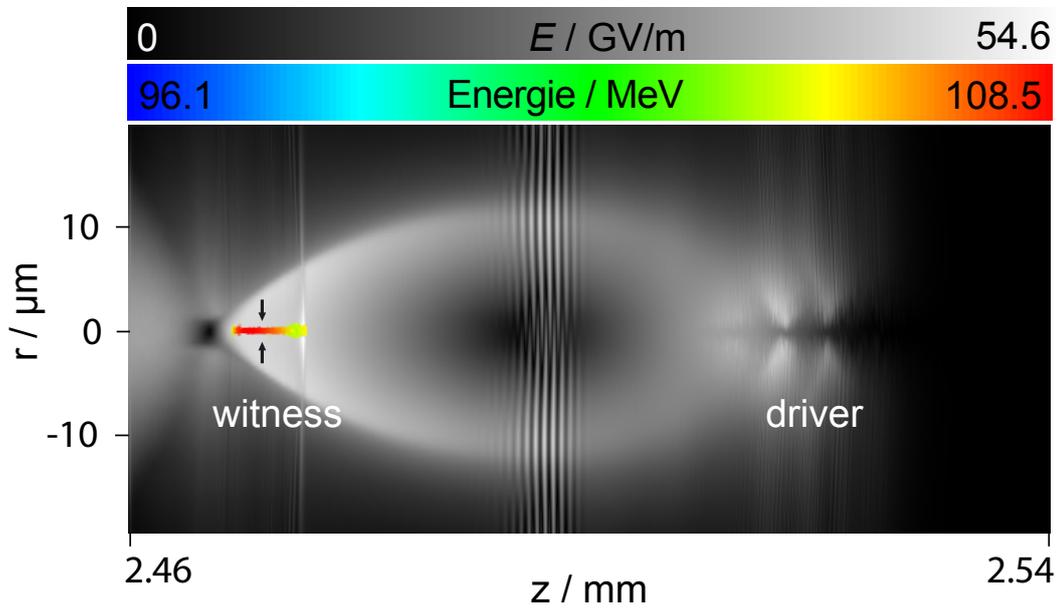


Abb. 5.5: Simulation der Ionisierung von Helium durch einen Laserpuls mit $a_0 = 0.018$ und des Einfangens der Elektronen in der blow-out Plasmawelle hinter dem überkritischen Elektronenpuls (driver). Dargestellt sind das elektrische Feld und die Makropartikel der freigesetzten He-Elektronen. Diese haben an der durch Pfeile markierten Stelle einen Durchmesser von 150 nm . Der driver selbst ist nicht eingezeichnet, erkennbar ist aber die Modulierung des E-Feldes wie in [9].

In Abbildung 5.5 ist der Zustand der Beschleunigung nach einer Propagation über 2.5 mm dargestellt. Hier ist der Laserpuls bereits wieder so weit defokussiert, dass er das Helium nicht mehr ionisiert. Im hinteren Bereich der Plasmawelle sind die zuvor aus dem Helium freigesetzten Elektronen mit farblich gekennzeichnetem Impuls dargestellt. Ein Großteil der Elektronen besitzt bereits einen relativistischen

Impuls und ist also in der beschleunigenden Phase gefangen.

Die radiale Ausdehnung der Elektronen mit $\sigma_r \approx 150$ nm liegt eine Größenordnung unter der des treibenden Elektronenpulses. Somit kann dieser Mechanismus auch als Methode gesehen werden, die spektrale und räumliche Breite eines Elektronenpulses zu transformieren. Ursache für die geringe räumliche Breite ist der, anders als bei der Selbstinjektion von Elektronen aus der Hülle um die blow-out Region, geringe ursprüngliche Abstand der eingefangenen Elektronen von der optischen Achse und der geringe Impuls, den diese bei der Freisetzung durch den Laserpuls erhalten. Eine Betrachtung der Emittanz des Strahls zeigt die Vorzüge dieser neuen Injektionsmethode auf. Der Elektronenstrahl aus 5.5 besitzt hier einen Öffnungswinkel von 1.13 mrad bei einer zentralen Energie von 108 MeV, woraus sich eine normalisierte Emittanz von $\varepsilon_n \approx 0.03$ mm mrad ergibt, ein bis zwei Größenordnungen weniger als bei bisherigen durch LWFA erzeugten Elektronenstrahlen [173, 18, 230]. Dieser Wert ergibt sich ebenfalls nach einer analytischen Abschätzung des Impulsübertrags vom Laser auf die Elektronen. Nimmt man als Breite des Elektronenpakets den durch den Laserpuls ionisierten Bereich $\sigma_r \approx w_0/\sqrt{2}$ und schätzt den vom Laser ponderomotorisch übertragenen transversalen Impuls ab zu $\sigma_{pr} = a_0 m_e c/2$, so erhält man übereinstimmend mit dem Ergebnis der Simulation eine normalisierte Emittanz von $\varepsilon_n \approx \sigma_r \sigma_{pr} / (m_e c) \approx w_0 a_0 / 2^{3/2} \approx 0.025$ mm mrad.

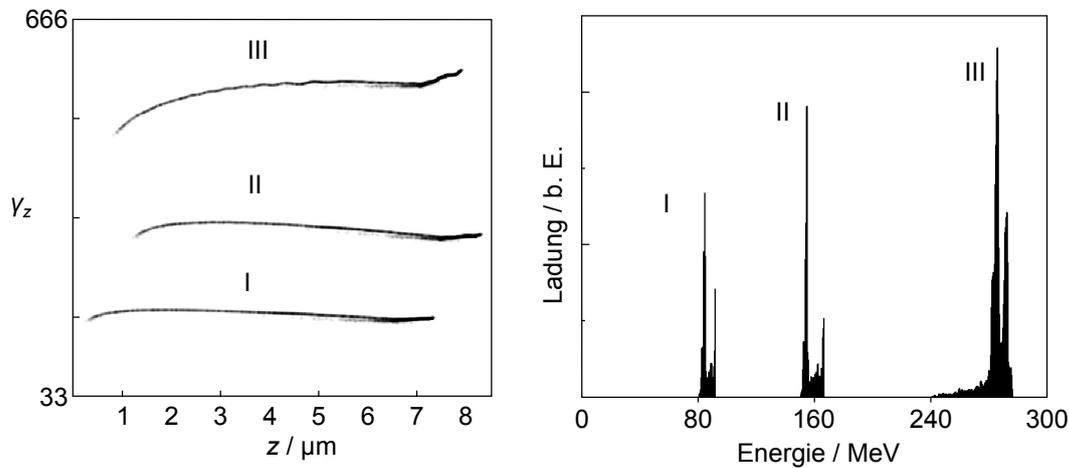


Abb. 5.6: Auswertung der hier vorgeschlagenen Beschleunigung. Phasenraumdiagramm (a) und Spektrum (b) der Heliumelektronen bei 2.16 mm (I) 3.81 mm (II) 8.64 mm (III). Die Energie steigt in dieser Simulation bis auf ≈ 280 MeV an, ohne dass die Elektronen signifikant an Monochromatizität verlieren.

Wie bereits dargelegt sind Elektronenstrahlen mit geringer Emittanz geeignete Kandidaten, um als seeder in Undulatoren oder FEL Systemen eingesetzt zu werden. Eine untere Grenze der Wellenlänge der generierten Röntgenstrahlung kann man beispielsweise für das LCLS abschätzen als $\lambda_{min} = 4\pi\varepsilon_n/\gamma_{LCLS} \approx 0.01$ nm mit dem Lorentzfaktor γ_{LCLS} der am SLAC beschleunigten Elektronen, eine Größenordnung weniger als die bisher dort generierte Strahlung [154, 138].

Nach Abschluss der Ionisierung und Injektion ist die Dauer der Beschleunigung prinzipiell nur durch die Erosion des treibenden Elektronenpulses begrenzt. Abbildung 5.6 zeigt den Energiegewinn und die geringe Dispersion des beschleunigten Elektronenpakets zu verschiedenen Zeiten bis zu einer Strecke von 8.6 mm. Aufgrund der geringen Ausdehnung des Elektronenpulses in axialer Richtung wird dieser gleichmäßig durch das elektrische Feld beschleunigt und behält sein monoenergetisches Profil. In Simulationen mit angepassten Parametern konnte gezeigt werden, dass sich der Energiegewinn bis in das GeV Regime anheben lässt [82].

Kapitel 6

Strahlungstests für die Raumfahrt

Unterkapitel

6.1	Einführung	124
6.2	Strahlungsbelastung in planetaren Magnetfeldern	125
6.2.1	Strahlungsgürtel der Erde	126
6.2.2	Strahlungsgürtel äußerer Planeten	133
6.3	Experimentelle Realisierung	135

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine erste, vielversprechende Applikation für die Studien zu Strahlungsschäden demonstriert [80, 115] und patentiert [196, 79], welche unmittelbar Gebrauch von den in der Einleitung genannten Vorteilen und einzigartigen Charakteristika der Laser-Plasma-beschleunigten Elektronen macht. Hierbei sind weniger die Elektronenstrahlen mit quasimonoenergetischen Spektren, sondern gerade die thermischen Energieverteilungen, die unter vereinfachten Bedingungen routinemäßig und zuverlässig produzierbar sind, als Hilfsmittel wünschenswert.

Im Folgenden beziehe ich mich auf meine Publikation [115].

Bei Raumfahrten, für die elektrische Komponenten in den Erdorbit oder weiter darüber hinaus durch den van-Allen-Gürtel transportiert werden, unterliegen diese Komponenten dauerhaft einem Beschuss schneller Elektronen und anderer hochenergetischer Partikel, wie α -Teilchen und freier Protonen. Durch diese Belastung können in den Halbleiterelementen Gitterfehler entstehen, die in der digitalen Logik dieser Elemente zu Ausfällen und Totalverlusten führen können („killer electrons“,

[86]). Diese Problematik stellt ein Hauptaugenmerk bei der Entwicklung sogenannter „space-grade-electronics“ dar.

In Strahlungsgürteln um Planeten wie Erde, Saturn und Jupiter (welche für zukünftige Raumfahrtmissionen angepeilt sind) ist gerade eine exponentielle Energieverteilung der im Magnetfeld gefangenen Elektronen typisch. Deshalb wird hier von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, mit Laser-Plasma-Beschleunigern Elektronenstrahlen mit exponentieller Energieverteilung zu erzeugen.

Im Folgenden wird zuerst die im All auftretende Strahlung charakterisiert und mit Elektronen aus Laser-Plasma-Beschleunigung verglichen. Danach wird eine sich anbietende experimentelle Realisierung dieses Konzepts präsentiert.

6.1 Einführung

Thermische Elektronenspektren, entweder im Untergrund oder auch als wesentlicher Bestandteil eines monoenergetischen Spektrums (wie beispielsweise in Abbildung 3.12) der Elektronen einer Laser-Plasma-Interaktion werden heute eher als parasitäre Erscheinung betrachtet, die Energie des Laserpulses unnutzbar abführen.

Unser Konzept baut jedoch gerade auf die Verwendung dieser thermischen Elektronenstrahlen, die im Allgemeinen weniger komplexe Anforderungen an die Versuchsaufbauten stellt. Außerdem sind solche thermischen Spektren durch klassische Beschleuniger nicht oder nur schwer herstellbar, es ist also naheliegend, für eine Anwendung, die gerade solche Elektronenstrahlen benötigt, Laser-Plasma-Beschleuniger einzusetzen. Durch intensive Kommunikation und die produktive, positive Resonanz von Kollegen aus der Space-Radiation-Community ist klar geworden, dass an dieser Stelle eine neue technische und wissenschaftliche Disziplin ins Leben gerufen werden kann. Es existierten bisher, voneinander unbemerkt, sowohl die Anforderung der Space-Radiation-Forschung an thermische Elektronenstrahlen, die bisher nicht oder nur mit aufwändigen Mitteln (beispielsweise über sampling mit monoenergetischen Elektronen aus LINACs) erfüllt werden konnte, als auch die bisher größtenteils unerwünschte, mehr als Abfallprodukt, triviale technische Möglichkeit in der Laser-Plasma-Beschleunigung, gerade solche Partikelstrahlen bereitzustellen.

Tests von elektronischen Komponenten auf Strahlungsbeständigkeit bilden tatsächlich bisher einen der wesentlichen und aufwändigsten Punkte bei der Entwicklung von Satelliten und ähnlich durch Strahlungsbelastung gefährdeten technischen Konstrukten [48, 32], da der Erfolg einer jeden Mission von der Strahlungsbeständigkeit

der elektrischen Komponenten abhängt. Ähnliche Szenarien der eigenständigen Weiterentwicklung von ursprünglich parasitären Effekten finden sich historisch beispielsweise bei der Entwicklung von Speicherringen, bei denen die Synchrotronstrahlung zuerst als Verlust hingenommen wurde, um dann, nach Entdeckung der vielfältigen Einsatzgebiete beispielsweise in der Medizintechnik, als eigenständige Strahlungsquelle entwickelt zu werden.

6.2 Strahlungsbelastung in planetaren Magnetfeldern

Die Strahlungsbelastung, die im All auftritt und für entsprechende Missionen relevant sein kann, kann grundlegend in verschiedene Kategorien eingeteilt werden [48]. Zum einen existieren die galaktischen kosmischen Strahlen (Galactic Cosmic Rays, GCR), bestehend aus Protonen, Elektronen und ionisierten Nukleonen mit sehr hohen Energien (> 1 GeV), welche von hochenergetischen Quellen wie Pulsaren, Jets schwarzer Löcher, oder Supernova-Explosionen stammen. Die Energie dieser Teilchen kann bis zu 10^{20} eV annehmen, wobei deren Quelle in diesen Fällen außerhalb der Milchstraße, beispielsweise in Quasaren zu suchen ist. Solche Energien lassen sich mit in absehbarer Zeit zur Verfügung stehender Technologie bei weitem nicht erreichen. Allerdings löst gerade der Beschuss von Materie mit solchen hochenergetischen Partikeln unter anderem Sekundärelektronenschauer aus, welche wiederum räumliche und spektrale Eigenschaften haben, die mit Laser-Plasma-Beschleunigern rekonstruiert werden können.

Gerade in der Nähe von Planeten wie der Erde, dem Jupiter oder dem Mars sind jedoch die thermalisierten Elektronen von Interesse [86], welche in den jeweiligen magnetischen Feldern um den Planeten eingefangen sind. Dieses trapping geschieht ähnlich wie bei einer magnetischen Flasche. Elektronen, die beispielsweise durch Sonnenwinde und somit auch vermehrt bei erhöhter Sonnenaktivität in den Bereich des Erdmagnetfeldes geraten, gyrieren, nachdem sie durch Stöße aus ihrer Bahn gebracht werden, durch die Lorentzkraft um einzelne Feldlinien des Magnetfeldes, folgen diesen also von einem Pol zum anderen. Aufgrund der Verdichtung der Feldlinien an den Polen verlaufen die Linien hier aufeinander zu, wodurch eine Komponente der Lorentzkraft entsteht, die der Drift der Elektronen entlang der Feldlinien entgegen wirkt. Hierdurch werden die Elektronen letztendlich in ihrer Bewegungsrichtung umgekehrt, und, da dieser Effekt symmetrisch an beiden Polen auftritt, auf einer Feldlinie eingefangen.

6.2.1 Strahlungsgürtel der Erde

Die auf diese Art und Weise gefangenen Elektronen bilden den die Erde umgebenden van-Allen-Gürtel, welcher 1958 durch den Explorer-1 Satelliten entdeckt und erstmals vermessen wurde. Dieser lässt sich einteilen in den inneren und äußeren Gürtel, getrennt durch eine Zone mit geringerer Strahlungsbelastung. In beiden Gürteln dominieren neben geringen Anteilen von schwereren Ionen wie O^+ vor allem schnelle Elektronen und Protonen die Strahlungszone [48]. Die Strahlungsintensität innerhalb dieser Zonen ist stark von der jeweiligen Sonnenaktivität abhängig. Eine Auswertung des durchschnittlichen Flusses (bis $2 \cdot 10^8 / \text{cm}^2 \text{ s MeV}$) und der zugehörigen Temperatur im Bereich von 0.1 MeV – 7 MeV während hoher Sonnenaktivität ist in der Abbildung 6.1 dargestellt. Während niedriger Sonnenaktivität ist die Strahlenbelastung um einen Faktor 3 geringer als während der maximalen Aktivität, während die Form des Spektrums weiter eine exponentielle Verteilung annimmt.

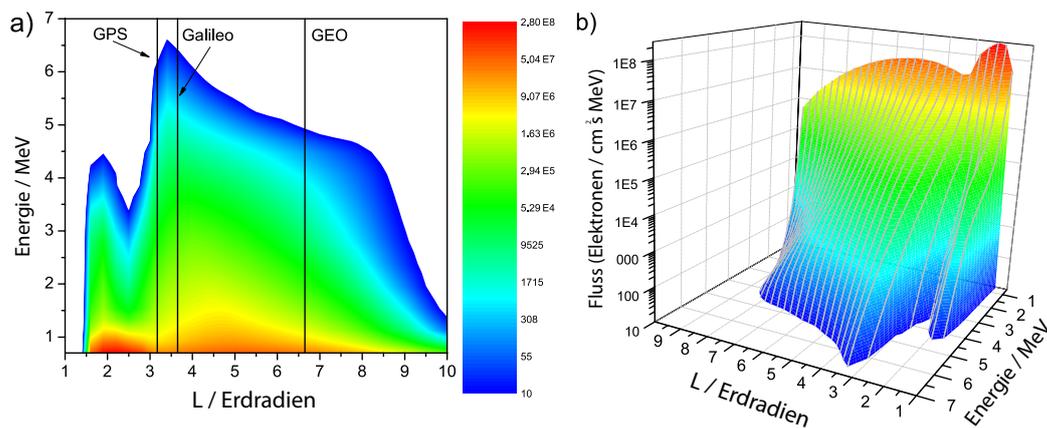


Abb. 6.1: Van Allen Strahlungsgürtel der Erde nach dem AE8max Modell der NASA im Bereich von einem bis zehn Erdradien. Links sind in einer 2D Abbildung zwei Satellitenorbits und der geosynchrone Orbit eingezeichnet. Rechts lässt sich die exponentielle Form des spektralen Profils der Elektronen für verschiedene konstante Radien besser erkennen, man beachte die logarithmische Skalierung des Elektronenflusses.

Diese Graphen entstanden durch die AE8max und AE8min-Modelle der NASA [164], welche durch Messungen und Interpolationen in den entsprechenden Orbits von einem bis zehn Erdradii generiert werden. Diese Modelle sind aufgrund der schwer zu erhaltenden Messdaten nur begrenzt akkurat, für eine ungefähre beziehungsweise obere Abschätzung der zu erwartenden Strahlungsdosis wird sie aber standardmäßig zuverlässig eingesetzt.

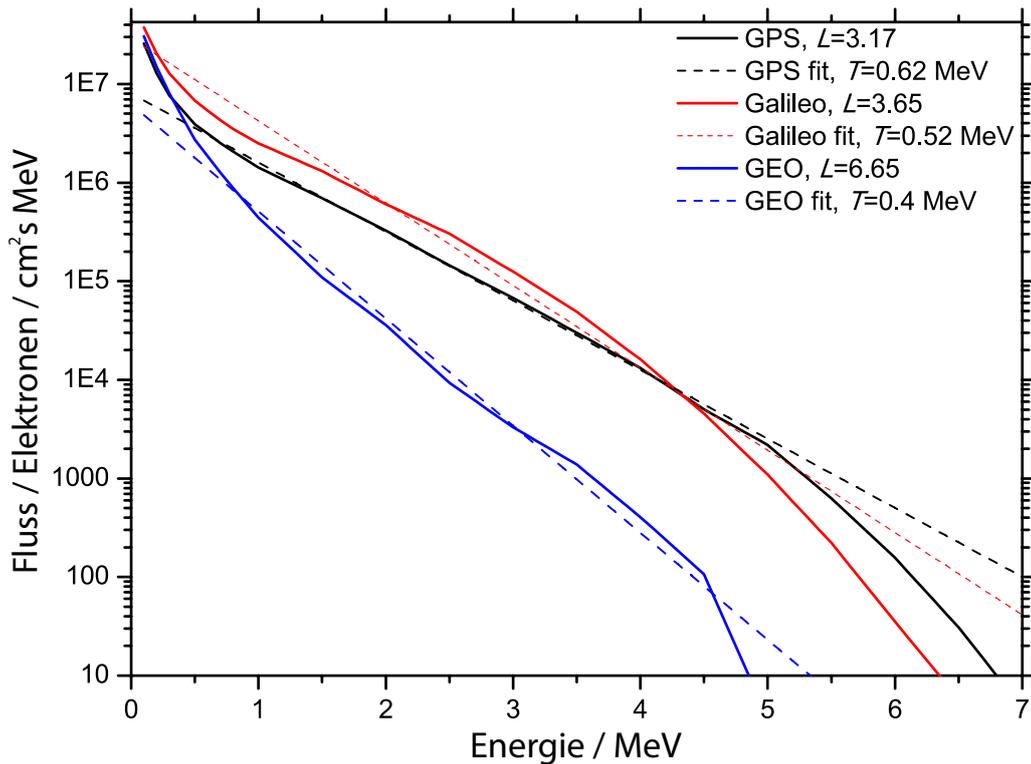


Abb. 6.2: Gemessene (durchgezogene Linien) und exponentiell angepasste (gestrichelte Linien) Spektren der Elektronen bei maximaler Sonnenaktivität (nach dem NASA-Modell AE8max) in den Abständen der Orbits für die Satellitensysteme GPS und GALILEO ($L = 3.17$, $L = 3.65$) und dem geosynchronen Orbit ($L = 6.6$). Die Energieverteilungen können gut mit effektiven Temperaturen $T_{eff} \approx 0.4 \text{ MeV} - 0.62 \text{ MeV}$ beschrieben werden.

In der Abbildung lassen sich der innere und äußere Strahlungsgürtel erkennen, die x-Achse stellt den Abstand von dem Erdmittelpunkt dar, die Erdoberfläche ist also bei $L = 1$. Als innerer Gürtel wird der Bereich von 1 bis 3 Erdradii bezeichnet, also bis zu 13000 km über der Erdoberfläche, hier dominieren Elektronen mit Temperaturen im Bereich einiger hundert keV bis weniger MeV und Protonen im Bereich einiger hundert MeV. Der äußere Gürtel, der unter anderem den geosynchronen Orbit bei 6.6 Erdradii und einige andere wichtige Umlaufbahnen beinhaltet, verläuft von drei bis zehn Erdradii, entsprechend etwa 13000 bis 60000 km. Die höchsten Flussdichten der Elektronenstrahlung liegen in diesem äußeren Gürtel in einem Bereich von 4-5 Radii. Die Elektronen in diesem Bereich erhalten ihre Energie aus Plasmawellen, die durch Energieübertrag dann die Elektronen auf die bis zu MeV-Energien beschleunigen. Die exakten Mechanismen hier zu werden noch erforscht

[87, 27, 86]. Gleiches gilt für die bereits angesprochene quantitative Vermessung dieser Areale. Des Weiteren ist sichtbar, dass unterhalb einer Höhe von etwa einem halben Erdradius, also insbesondere der Bereich des *Low Earth Orbit* (LEO) von 200 km bis 2000 km, keine in dieser Darstellung wesentliche Strahlungsbelastung auftritt. In diesem Abstand befinden sich unter anderem die Orbits von sämtlichen bisher stattgefundenen bemannten Raummissionen, unter anderem der Orbit der ISS und davor der MIR. Einzige Ausnahme hierzu bilden die Apollo-Missionen 1-17 von 1969 bis 1972. Innerhalb des LEO ist die Strahlungsbelastung für Mensch und Maschine weit niedriger als außerhalb, mit technischen Defekten und Ausfällen aufgrund von Elektronenbestrahlung ist hier nicht zu rechnen.

Allerdings befinden sich einige wichtige Satelliten im *Medium Earth Orbit* (MEO), vor allem Positioniersysteme wie GPS, GALILEO oder GLONASS. Der MEO liegt in einem Bereich von 2000 km – 36000 km, wird also gerade von dem geosynchronen Orbit bei 35786 km abgeschlossen. Die Teilchenflussdichte der Elektronen mit Energien im MeV-Bereich liegt in der Größenordnung von $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Hier treten bei mangelnder Abschirmung beispielsweise durch Aluminiumwände potentiell schädigende Strahlungsbelastungen auf. Die Schäden, die auftreten können, umfassen dabei sowohl bit-Sprünge im laufenden Betrieb, welche selten auch auf der Erdoberfläche durch Höhenstrahlung ausgelöst werden können, als auch permanente Gitterfehler in den Halbleiterelementen.

Wie in den logarithmischen Graphen 6.1 b) und 6.2 zu sehen ist, besitzen die Spektren eine exponentielle Charakteristik, lassen sich also näherungsweise beschreiben mit $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T)$, wobei N die Teilchenflussdichte, k_B die Boltzmann-Konstante und $k_B T$ die effektive Temperatur der Strahlung bezeichnen.

Da Strahlung mit einer solchen exponentiellen Energieverteilung leicht über Laser-Plasma-Wechselwirkungen vor allem an überkritischen Targets herstellbar ist, beispielsweise über TSPA (Kapitel 4), bietet es sich an, solche Mechanismen anzuwenden, um für Strahlungstests zur Vorbereitung von Raummissionen die im Orbit vorherrschende Strahlung nachzuahmen.

Bisher wird für solche Studien auf simplere Methoden zurückgegriffen, beispielsweise werden als Strahlungsquelle klassische rf-Linearbeschleuniger oder radioaktive Proben benutzt. Ein solcher Aufbau, am Beispiel des zur ESA gehörigen Forschungszentrum ESTEC in Noordwijk, Niederlande, sieht einen strahlengeschützten Raum vor, in dem eine ^{60}Co Probe in einem verfahrbaren Container gelagert ist, dessen Öffnung in Richtung der zu bestrahlenden Targets weist. Die Intensität der Strah-

lung und somit der deponierten Dosis wird über den Abstand des Strahlers zum zu testenden Element geregelt. Zum Beenden der Bestrahlung wird der Container hinter einem Strahlenschutz abgeschirmt beziehungsweise im Boden versenkt.

Während eine radioaktive Probe bei ausreichender Halbwertszeit eine konstante Aktivität und somit konstante Strahlungsleistung abgibt, und LINACs als Strahlungsquelle eine genaue Einstellung der gelieferten Energie erlauben, sind sie trotzdem in dieser Anwendung grundlegend nachteilbehaftet. In beiden Fällen erhält man diskrete, stark monoenergetische Energieverteilungen, was einen fundamentalen Nachteil bei entsprechenden Belastungstests darstellt, da hier die in der Realität anzutreffenden Szenarien nicht exakt reproduzierbar sind.

Vergleich thermischer und monoenergetischer Elektronen

Abbildung 6.3 zeigt den Fluss und die deponierte Dosis von thermischen und monoenergetischen Elektronen hinter einer Abschirmung von 1 mm bis 4 mm Aluminium. Erkennbar ist die grundlegende Diskrepanz der Wirkung zwischen der in der Realität anzutreffenden Elektronenbestrahlung, und derjenigen, die nach dem Stand der Technik realisierbar ist, beziehungsweise derjenigen, die in der bisherigen Reproduktion von Strahlenschäden angewendet wird.

Neben Experimenten, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, welche exponentielle Spektren produzieren, existieren auch gut verstandene und erforschte theoretische Studien, die eine Abschätzung für die Abhängigkeit der effektiven Temperatur von der Intensität der Laserstrahlung bei einer Wechselwirkung mit überkritischen Targets für nichtrelativistische [44, 39, 68] und relativistische Intensitäten [54] liefern. Für eine Laserintensität I bei einer Wellenlänge λ_L ergibt sich eine empirisch nachgewiesene Abhängigkeit $T_{eff} \propto (I\lambda^2)^\zeta$, wobei ζ einen Wert zwischen 1/2 und 1/3 annimmt [56] (hierdurch entstehen die Beg und Wilks Skalierungen in 4).

In einem Intensitätsbereich von $I\lambda_L^2 \approx 1.3 \times 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ bis $I\lambda_L^2 \approx 1.4 \times 10^{19} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, also einem Bereich relativistischer Intensität, welcher durch kommerzielle Ti:Sa-Lasersysteme wie dem an der HHU Düsseldorf zur Verfügung steht, gilt obige Proportionalität der effektiven Temperatur für $\zeta = 1/2$ und man erhält eine Skalierung $I[\text{W}/\text{cm}^2] = 1.37 \times 10^{18} (\lambda_L[\mu\text{m}^2])^{-1} \times ((T_{eff}/m_0c^2 + 1)^2 - 1)$, welche für eine gewünschte effektive Temperatur T_{eff} die dafür benötigte Laserleistung angibt. Diese Skalierung wurde analytisch und experimentell in einem breiten Parameterraum in [184] und [207] studiert. In in einer weiteren Studie [2] für einen Intensitätsbereich von $I = 10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$ bis $I = 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ wird ein Wert von

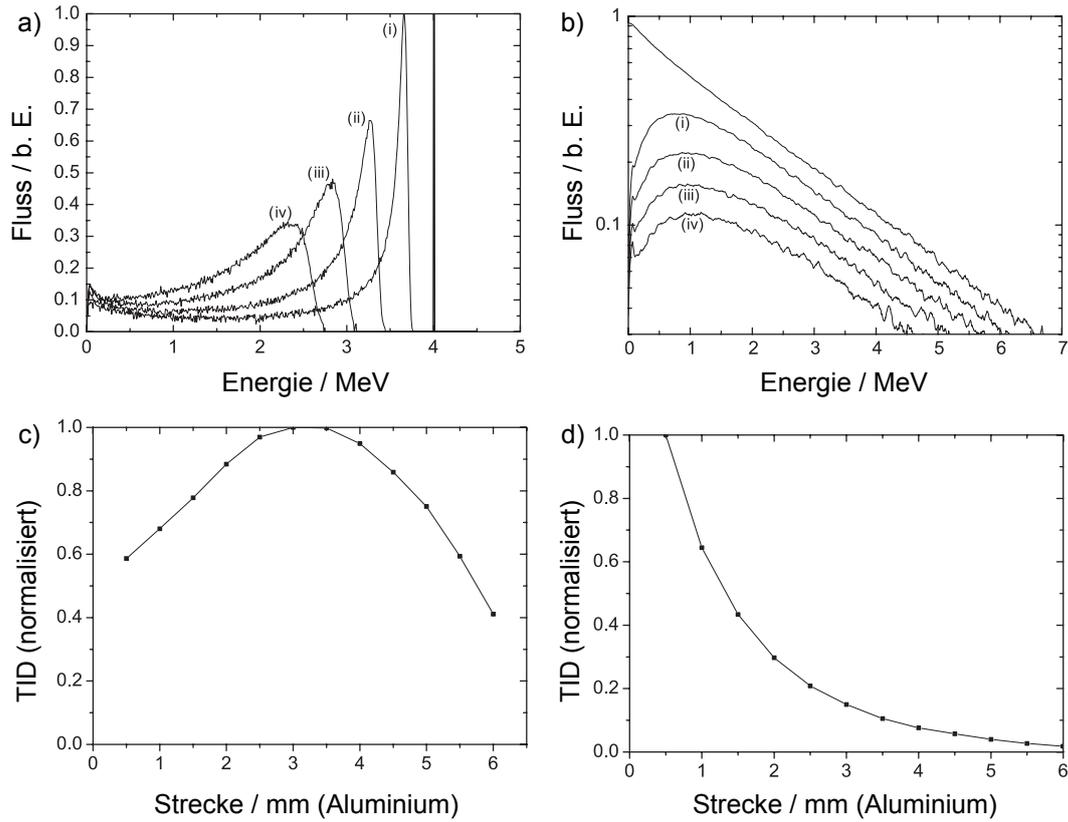


Abb. 6.3: Von uns durchgeführte Simulationen aus [115] zu dem Fluss (oben) und Dosis (unten) von monoenergetischen (links) und thermischen (rechts) Elektronen.

a), b): Normierter Fluss eines monoenergetischen Elektronenstrahls mit einer Energie $E = 4 \text{ MeV}$ und eines Elektronenstrahls mit thermischer Energieverteilung und einer effektiven Temperatur von $T_{eff} = 2 \text{ MeV}$ hinter je 1 mm - 4 mm Aluminium (i)-(iv). In der logarithmischen Darstellung in b) ist erkennbar, wie der Elektronenstrahl sein thermisches Profil bis auf einen cutoff bei niedrigen Energien, aufgrund von Absorption langsamer Elektronen in der Aluminumschicht, behält.

c), d): Die ortsabhängige deponierte Dosis (TID, total ionizing dose) welche innerhalb einer 6 mm dicken Aluminiumwand durch einen monoenergetischen und einen exponentiellen Elektronenstrahl in einer Simulation deponiert wird. Auch hier ist die stark unterschiedliche Charakteristik der beiden Strahlentypen sichtbar.

$\zeta = 1/3$ hergeleitet, wodurch man eine Skalierung $I[\text{W}/\text{cm}^2] = T_{eff}[\text{MeV}]^3 \times 10^{20}$ erhält.

Um den Elektronenfluss im Abstand $L = 3.5$ nachzuahmen, welcher eine Energie $T_{eff} \approx 0.35 \text{ MeV}$ besitzt, benötigt man bei Einsatz eines Ti:Sa-Lasers mit $\lambda_L = 800 \text{ nm}$ eine Intensität im Bereich von $I_{L=3.5} \approx 3.9 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ($\zeta = 1/2$) bis

$I_{L=3.5} \approx 4.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ($\zeta = 1/3$). Eine Integration über die oben vorgestellten Modelle der NASA AE8max, AE8min erlaubt weiterhin eine Abschätzung des Teilchenflusses, der in diesem Orbit anzutreffen ist. Bei dem gewählten Abstand $L = 3.5$ erhält man einen Fluss von $3.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ oder $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pro Tag.

Bei an Festkörpern produzierten Elektronenstrahlen kann mit einer typischen Ladung von 100 nC, entsprechend $6.2 \cdot 10^{11}$ Elektronen gerechnet werden, die pro Schuss freigesetzt wird. Somit würde eine Anzahl von fünf Schüssen, also einer halben Sekunde Strahlzeit bei 10 Hz Pulsfrequenz ausreichen, um die Elektronenzahl zu emittieren, die über einen Tag auf einen cm^2 im Abstand $L = 3.5$ fällt. Dies ist zuerst nur eine untere Abschätzung, da die Elektronen die Oberfläche in einem Kegel mit einem endlichen Öffnungswinkel verlassen, und da das Testobjekt (DUT, *device under test*), nicht beliebig nah an die Strahlungsquelle heran geführt werden kann. Der Öffnungswinkel des Elektronenstrahls ist dabei von der Laserintensität bzw. dem relativistischen γ -Faktor der Elektronen abhängig [63, 80]. Für die oben genannten Parameter erhält man beispielsweise einen vollen Öffnungswinkel von 25° . Nimmt man zur Vereinfachung eine gaußsche Dichteverteilung im Strahlquerschnitt an, so würde ein DUT von 1 cm^2 im Abstand von 10 cm 56 Schüsse benötigen, um die entsprechende maximale Dosis von einem Tag im Abstand $L = 3.5$ zu erhalten. Neben einer Änderung der Laserintensität im Fokus durch Defokussierung oder einer Abschwächung des Strahls ist es hier ähnlich zu dem Strahlungstestaufbau mit ^{60}Co ebenfalls möglich, die Dosis pro Schuss durch die Wahl des Abstands zur Quelle zu verändern.

Es existiert ein grundlegender Unterschied zwischen der im Strahlungsgürtel auftretenden und der durch LPA reproduzierbaren Strahlung. Die durch Laser generierte Strahlung ist nahe der Quelle pulsförmig mit Pulsdauern im Bereich der Pulsdauer der generierenden Laserstrahlung, während die natürliche Strahlung im Strahlungsgürtel hingegen kontinuierlich ist. Dies könnte nichtlineare Effekte mit Strahlungsleistungsabhängigkeit erlauben, die unter natürlichen Bedingungen nicht auftreten.

Durch das exponentielle Spektrum der LPA-Elektronen mit einer Temperatur im Bereich ihrer Ruhemasse $E_{m_0} \approx 511 \text{ keV}$ entsteht allerdings bereits in Zentimeterabständen von der Quelle eine signifikante Dispersion, die eine erhebliche Ausdünnung und Verringerung des maximalen Elektronenflusses verursacht. Gleichzeitig führt der räumliche Öffnungswinkel des Strahls zu einer räumlichen Ausdünnung und Verringerung von lokalen Inhomogenitäten.

Abbildung 6.4 zeigt am Beispiel eines LPA-generierten Elektronenbunches mit $T_{eff} = 0.35$ MeV, $Q = 100$ nC und einer Divergenz von $\Theta = 25^\circ$ die Verringerung des Flusses durch eine Fläche von 1 cm^2 in Abständen von 0.1 cm, 1 cm und 10 cm. Sichtbar ist die Reduktion des maximalen Flusses um mehr als zwei Größenordnungen, während die Pulsdauer entsprechend zu- und die zeitliche Inhomogenität im gleichen Umfang abnimmt (zu beachten ist die logarithmische Darstellung auf beiden Achsen). So lassen sich die Maxima des Elektronenflusses durch Veränderung des Abstands so anpassen, dass mögliche Schwellwerte unterschritten und Nichtlinearitäten vermieden werden.

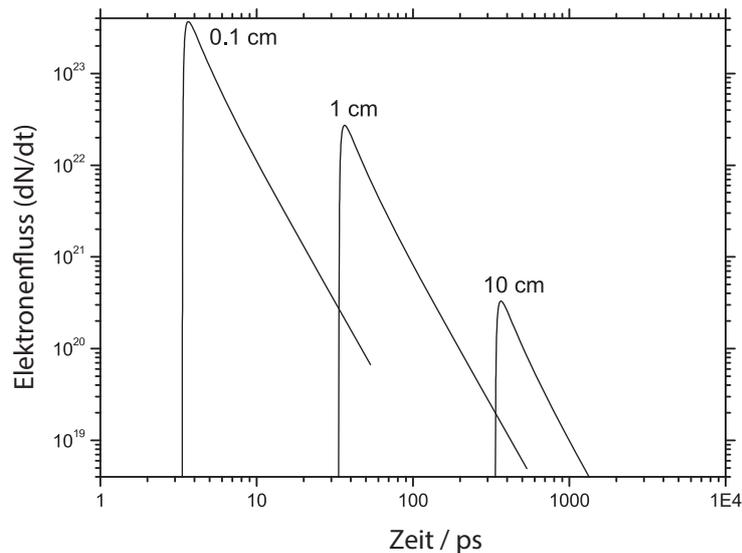


Abb. 6.4: Von uns in [116] berechneter Elektronenfluss durch ein Testobjekt mit einer Fläche von 1 cm^2 in Abständen von 0.1, 1 und 10 cm. Die Elektronen haben eine Ladung $Q = 100$ nC, effektive Temperatur $T_{eff} = 0.35$ MeV und einen Öffnungswinkel $\Theta = 25^\circ$. Durch diesen Winkel und durch die Dispersion des Strahls sinkt der maximale Elektronenfluss um mehr als zwei Größenordnungen.

Die gepulste Form der LPA-generierten Strahlung, zusammen mit der Einstellbarkeit des maximalen Flusses aufgrund der Divergenz und des exponentiellen Spektrums kann für die Anwendung als Strahlungstest sowohl von Vor- als auch von Nachteil sein. Nachteilhaft ist der angesprochene mögliche Einfluss der zu hohen Leistung durch nichtlineare Effekte. Andererseits wird hierdurch gleichzeitig die Möglichkeit eröffnet, gerade solche Effekte zu studieren, beispielsweise im Hinblick auf entsprechende Schwellwerte. Solche Erkenntnisse wären potentiell hilfreich im Hinblick auf sowohl unnatürliche als auch natürliche Elektronenflussspitzen, wie

beispielsweise kaskadenartige Teilchenschauer durch Absorption schneller Protonen in der Nähe anfälliger Elektronik.

6.2.2 Strahlungsgürtel äußerer Planeten

In allen fünf Planeten mit starken Magnetfeldern unseres Sonnensystems sind relativistische Elektronen eingefangen, namentlich die Erde, Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun [152]. Die Elektronen im Strahlungsgürtel von Jupiter stammen hauptsächlich nicht aus Sonnenwinden oder anderen externen Quellen, da das Magnetfeld eine extrem ausgedehnte Magnetosphäre kreiert, welche solche Strahlung größtenteils ablenkt. Quelle für die Elektronen in Jupiters Strahlungsgürtel sind hingegen Gaswolken, welche durch vulkanische Aktivität auf dem Trabanten Io in ein torusförmiges Volumen um den Planeten katapultiert und dort unter anderem durch Photoionisation ein Plasma erzeugen, welches dann die Rotationsgeschwindigkeit des Magnetfeldes beziehungsweise des Planeten annimmt. Hauptsächlich da Jupiter das stärkste Magnetfeld besitzt, und aufgrund seiner hohen Winkelgeschwindigkeit, erreichen die Elektronen in dessen Gürtel die höchsten Flüsse und Energien im Strahlungsgürtel aller Planeten in unserem Sonnensystem. Jupiter ist ein Ziel zukünftiger Raumfahrtmissionen der ESA und NASA, beispielsweise aufgrund der Möglichkeit von Leben auf seinen Monden. Die extreme Strahlungsbelastung in Jupiters Orbits stellt eine erhebliche Problematik bei der Konzipierung solcher Missionen dar. Nach aktuellen Modellen, welche nach ersten Messungen der Pioneer- und Voyager-Sonden in den siebziger Jahren entstanden sind [42, 35, 11, 49, 88, 220], können die maximalen Elektronenenergien in Jupiters Strahlungsgürtel bis zu 100 MeV oder mehr betragen, bei viel höheren Flüssen als im irdischen van-Allen-Gürtel.

In Abbildung 6.5 a) ist beispielsweise der spektrale Fluss im Abstand von $5 R_j$ und $9 R_j$ (R_j , Jupiter-Radien) logarithmisch dargestellt. Offensichtlich kann das Spektrum der Elektronen im Abstand von $5 R_j$ gut mit einer exponentiellen Form angenähert werden, während das Spektrum bei $9 R_j$ von dieser Form abweicht. Allerdings ist es wie in Abbildung 6.5 b) gezeigt möglich, das Spektrum in diesem Abstand durch die Überlagerung, beziehungsweise im Experiment durch die aufeinander folgende Bestrahlung, von mehreren exponentiellen Spektren anzunähern. In diesem Beispiel wurden drei Temperaturen von 0.5 MeV, 6 MeV und 32 MeV verwendet, um den zu erwartenden Elektronenfluss anzunähern.

Diese hohen Energien und Temperaturen, die zumindest für die Rekonstruktion des im Vergleich weniger Teilchen enthaltenden, hochenergetischen Teiles der Kurve

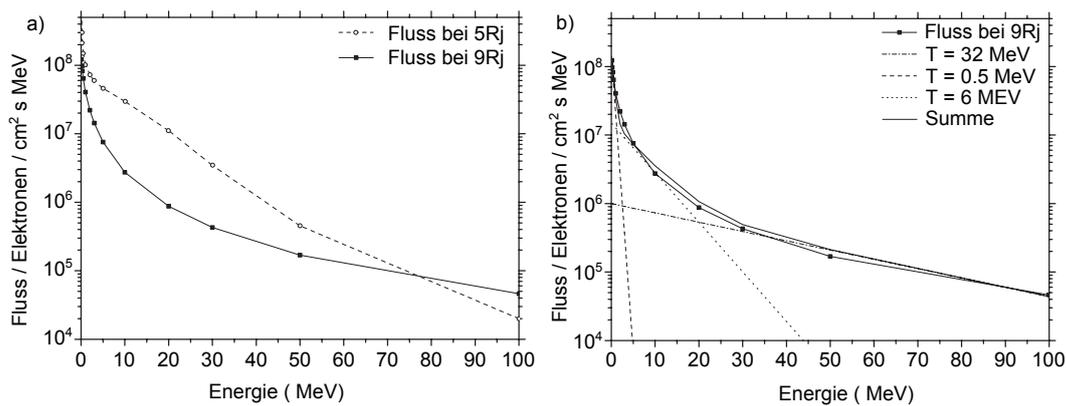


Abb. 6.5: a) Spektrum des Elektronenstrahlungsgürtel Jupiters in Abständen von 5 Rj und 9 Rj.

b) Erzeugung des Spektrums bei 9 Rj durch Überlagerung von drei Elektronenstrahlen mit unterschiedlicher effektiver Temperatur.

vonnöten sind, legen die Verwendung von unterkritischen LPA Mechanismen nahe. Des Weiteren ist es dann denkbar, die entstehenden Elektronenbunches durch PWFA-Stufen wie beispielsweise in [196] oder [195] beschrieben ortsabhängig abzubremesen beziehungsweise zu beschleunigen und dadurch in ein thermisches Spektrum mit näherungsweise unveränderter Gesamtenergie zu transformieren.

Die Reproduktion des extremen Elektronenstrahlungsflusses in Jupiters Strahlungsgürtel stellt eine neuartige und einzigartige Methode dar, entsprechende elektronische Komponenten unter bisher nicht erreichbar realistischen Bedingungen auf Strahlungsschäden zu untersuchen. Der dadurch ermöglichte Zuwachs in Vorhersehbarkeit des Verhaltens und Verlässlichkeit auf die Einsatzfähigkeit der elektronischen Komponenten stellt unter anderem erhebliche Kosteneinsparungen für die anvisierten Missionen der ESA und NASA in Aussicht.

Als rein der Inspiration dienende Randnotiz sei noch angemerkt, dass die natürlichen Mechanismen, welche für die Strahlungsumgebung um Jupiters Umgebung verantwortlich sind, eine gewisse Ähnlichkeit zu den Beschleunigungsvorgängen in den LPAs besitzen. Offensichtlich liegen die Kernparameter wie die räumlichen und zeitlichen Skalen, die Dichten und Intensitäten in beiden Systemen um Größenordnungen auseinander, also finden auch fundamental andersartige physikalische Prozesse statt. Trotzdem können als Gemeinsamkeiten hervorgehoben werden, dass die Injektion von Gas ins Vakuum im Falle Jupiters durch vulkanische Aktivität vollzogen wird, im Labor wird an dieser Stelle eine Gasdüse eingesetzt. Die Umwandlung des Gases in Plasma geschieht dann neben Stoßionisation durch Sekundärelektronen vor

allem über Photoionisation durch Sonnenstrahlung im und oberhalb des UV-Bandes, analog zur Ionisation durch einen Laserpuls im Experiment. Die Beschleunigung im Magnetfeld des Planeten entsteht über die Anregung von Plasmawellen („whistler-mode chorus waves“, [88]), welche unter Resonanzbedingungen die Elektronen auf (ultra)relativistische Energien beschleunigen.

6.3 Experimentelle Realisierung

In Kooperation mit der ESA wurde ein proof of principle-Versuch, bei welchem erstmalig die Strahlenbelastung eines planetaren Strahlungsgürtels im Labor reproduziert wurde, und bei dem gleichzeitig die dadurch induzierten Schäden unter anderem in Halbleiterelementen untersucht wurden, zusammen mit Bernhard Hidding und Oliver Karger konzipiert und durchgeführt. Mit dem Arcuturs Ti:Sa-System der AG Prof. Willi in Düsseldorf (2 J auf dem Target, 27 fs Pulsdauer) wurde eine Messreihe durchgeführt, bei der mehrere von der ESA zur Verfügung gestellte Optokoppler sowohl in Normalenrichtung des Targets als auch im Öffnungskegel der parallel zur Oberfläche (durch TSPA, Kapitel 4) beschleunigten Elektronen angebracht wurden. Eine schematische Abbildung ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

Bei den Messungen dieser Kampagne wurden für Festkörperwechselwirkungen untypisch geringe Ladung im Bereich von < 1 nC erzeugt, eine Erklärung hierfür können Probleme mit der Laserstrahlqualität sein.

STE-QUEST

Ziel dieser Experimente war zum einen, die in Abschnitt 6.1 erwähnten Schäden durch Strahlenbelastung in Halbleiterelementen nachzuweisen. Zum anderen wurden neben den elektronischen Komponenten auch Spiegel als DUT eingesetzt, um die Nachweisbarkeit von Schäden im coating und entsprechende Verringerung der Reflektivität der Spiegel zu untersuchen. Diese Untersuchung in Zusammenarbeit mit der AG Prof. Schiller (Institut für Experimentalphysik, HHU Düsseldorf) zielt dabei ab auf Anforderungen des geplanten STE-QUEST Projektes (Space-Time Explorer and QUantum Equivalence Principle Space Test) der ESA, welches vorsieht, mit Hilfe eines Satelliten in einem Orbit um die Erde hoch präzise Messungen über Effekte beziehungsweise Vorhersagen der allgemeinen Relativitätstheorie und der damit verbundenen Äquivalenzprinzipien durchzuführen. Im Speziellen handelt es sich um die durch Gravitation hervorgerufenen Zeitdilatation und die Universalität

des freien Falls beziehungsweise der Gleichheit von schwerer und träger Masse [200].

Einen wesentlichen Bestandteil dieser Messungen bildet ein optischer Resonator, der im Kern aus hoch reflektiven Spiegeln besteht, zwischen denen eine stehende Welle oszilliert. Sowohl die Reflektivität der Spiegel als auch die Länge des Resonators, welche durch chemische Veränderungen durch Beschuss von Elektronen oder Protonen Veränderungen unterliegen kann, sind für eine präzise Messung ausschlaggebend. Während für zukünftige Messungen auch eine Bestrahlung der Außenwand der Kavität in Frage kommt, wurde die vergangene Kampagne darauf beschränkt, neben den Halbleiterelementen noch zwei Spiegel mit einem Durchmesser von 1 Zoll in den Elektronenöffnungskegel zu positionieren und dementsprechend zu bestrahlen. Die Spiegel wurden vor und nach der Bestrahlung auf ihre Reflektivität und auf die Finesse in einem optischen Resonator hin überprüft [133]. Nach einer unteren Abschätzung über die Auswertung der IPs wurden die Spiegel mit einer nur geringen Ladung von > 36 pC bestrahlt [74]. Eine negative Auswirkung des Elektronenbestrahlung auf die Reflektivität konnte hierbei allerdings noch nicht festgestellt werden.

Durchführung und Auswertung

Die Optokoppler wurden vor und nach der Bestrahlung jeweils zweimal auf ihr Stromübersetzungsverhältnis (current transfer ratio, CTR) bei diskreten Betriebsströmen von $100 \mu\text{A}$ und 1mA und einer Messgenauigkeit im 1pA -Bereich getestet. Das Stromübersetzungsverhältnis ist der Quotient aus dem Eingangsstrom und dem Ausgangsstrom des Optokopplers, der idealerweise 1 betragen sollte, da ein Optokoppler im Allgemeinen dazu dient, zwei Stromkreise galvanisch zu trennen, aber die Signalstärken im linearen Bereich nicht zu verändern. Auf einen vollständigen kontinuierlichen Stromstärkescan, der üblicherweise bei Tests dieser Art als Standardverfahren bei der ESA durchgeführt wird, wurde aus Zeitgründen verzichtet, ist aber eine Möglichkeit für zukünftige Messungen. Die Aussagekraft dieses Experiments wird dadurch nicht beeinträchtigt. Am Beispiel eines Optokopplertyps ist in Abbildung 6.8 die Degradation der CTR durch die Bestrahlung über den Verlauf von mehreren Tagen zusehen. Über diesen Zeitraum akkumulierte sich je nach Positionierung der DUT eine maximale Flussdichte der Elektronen bis zu etwa $640 \text{pC}/\text{cm}^2$. Diese höchste Strahlungsbelastung entstand in der laserseitigen Vorwärtsrichtung, also im Öffnungskegel der TSPA-Elektronen, bei typischen Temperaturen im Bereich von $1 \text{MeV} - 1.5 \text{MeV}$. Die Rekonstruktion der Temperatur

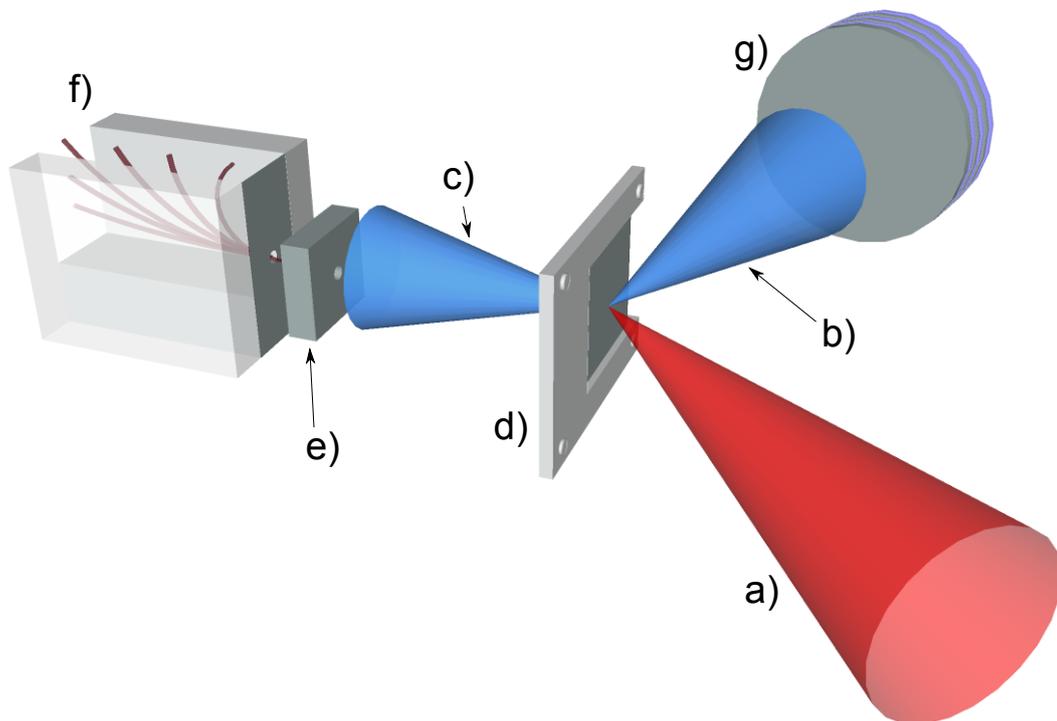


Abb. 6.6: Teil des Aufbaus für die Strahlenbelastungstests. Dargestellt sind a) der mit 45° zum Lot des Targets einfallende Laserstrahl (2 J, 27 fs, 800 nm), b) und c) die Elektronen parallel und senkrecht zur Oberfläche, d) das Target (Aluminiumfolie von $4\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 30.6\ \mu\text{m}$) im Halter, e) ein Halter für mehrere Optokoppler und einen IP-Stack f) ein Elektronenspektrometer g) ein IP Stack für die TSPA Elektronen. Vor letzterem wurden die Spiegel und weitere Optokoppler angebracht.

über MULASSIS zeigte hier auch eine Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Laserpulsenergie, siehe Abbildung 6.7.

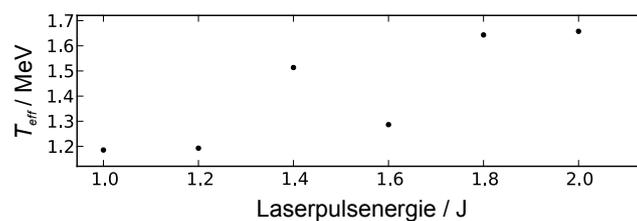


Abb. 6.7: Zusammenhang der Laserpulsenergie und der effektiven Temperatur der Oberflächenelektronen (TSPA) einer Messreihe nach Auswertung durch MULASSIS. Die erkennbare Korrelation stellt in Aussicht, die Temperatur der Elektronen über die Energie des Laserpulses zu kontrollieren.

Die beiden Optokoppler in diesem Kegel sind in Abbildung 6.8 mit einem

gestrichelten Kreis markiert, hier war, wie zu erwarten, auch der Effekt auf die Abnahme der CTR am stärksten. Die Strahlungsbelastung in anderen Raumwinkeln, in denen die restlichen Proben angebracht waren, war nach Auswertung der IPs dabei teilweise deutlich geringen, im Bereich von beispielsweise 7.4 pC/cm^2 und weniger im Falle der ersten beiden Proben in Abbildung 6.8, welche einer geringeren Anzahl von Schüssen ausgesetzt waren [103].

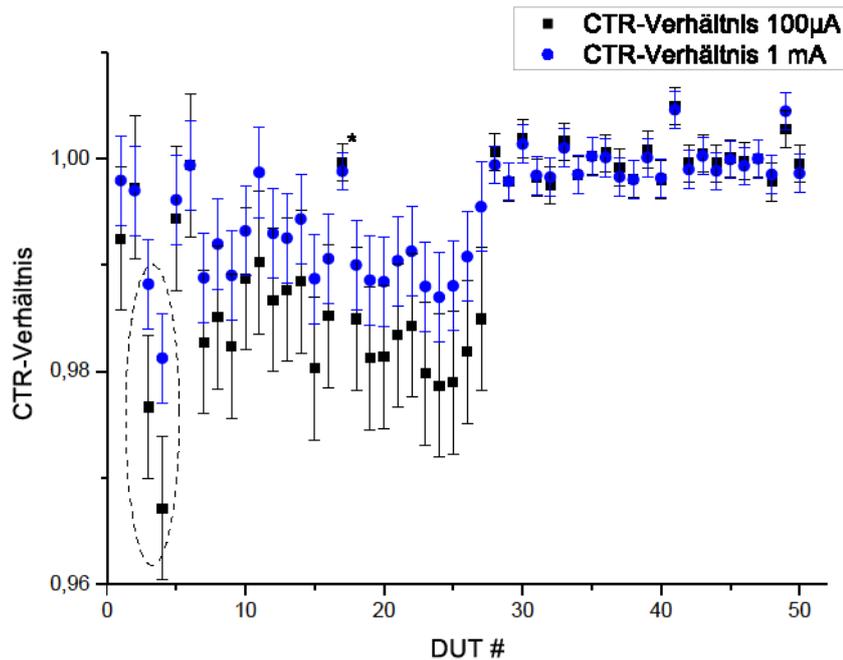


Abb. 6.8: Das Verhältnis des Übersetzungsstromsquotienten CTR vor und nach der Bestrahlung durch Elektronen mit thermischen Spektrum bei dem Optokoppler Modell SFH6345, welcher die geringste Abschirmung gegen von außen einwirkende Strahlung besitzt, bei Eingangsströmen von $100 \mu\text{A}$ und 1 mA . CTR Messung durch O. Karger und B. Hidding. Auswertung durch O. Karger [103]. Die beiden DUT im gestrichelten Kreis lagen in Vorwärtsrichtung im TSPA-Kegel und erfuhren die stärkste Strahlenbelastung, hier lässt sich auch die stärkste Degradation im Stromübersetzungsverhältnis beobachten. Die Proben 17 (*) und 29-50 wurden nicht bestrahlt, hier schwankt das Verhältnis wie anzunehmen ohne signifikante Abweichung um einen Quotienten von 1.00.

Die Abweichung des Quotienten der CTR der beiden in Abbildung 6.8 markierten DUT vor und nach der Bestrahlung beträgt bei einem Eingangsstrom von $100 \mu\text{A}$ im Durchschnitt 1.47% und bei einem Strom von 1 mA 0.82% . Als Referenz zur Abschätzung der Signifikanz dieser Werte betrachten wir die zu erwartende Streuung,

die bedingt durch eine Kombination von systematischer Messungenauigkeit und durch Varianzen der Eigenschaften der Optokoppler aus der Fertigung entsteht. Hier weicht der Quotient bei den 23 nicht bestrahlten Proben im Mittel um 0.0087% bei 100 mA beziehungsweise 0.028% bei 1 mA vom theoretischen Idealwert ab.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde experimentell und durch numerische Simulationen die Laser-Plasma-Beschleunigung von Elektronen an überkritischen und unterkritischen Targets studiert.

Die Zielsetzung lag dabei bei der Bestätigung analytischer Skalierungen für die quasimonoenergetischen Elektronen und bei der Bestimmung eines Parameterregimes, in dem die durch LPA erzeugten Elektronen reproduzierbar mit Eigenschaften emittiert werden, mit denen sie sich für die Einkopplung in anknüpfende Beschleunigerstufen eignen.

Die Experimente wurden im Rahmen des DFG Sonderforschungsbereichs TR18 am ARCTURUS Lasersystem der HHU Düsseldorf, zugehörig zur AG Prof. Willi des Instituts für Laser- und Plasmaphysik, durchgeführt.

Im unterkritischen Regime konnte ein Plasmadichtebereich zur Erzeugung quasimonoenergetischer Spektren erzeugt werden, und es konnte gezeigt werden, dass deren Energie mit den analytischen Skalierungen aus [181] übereinstimmen (3.15). Die spektrale Breite der Elektronen unter 80 MeV lag dabei im Bereich von wenigen Prozent. Bei zentralen Energien oberhalb von 100 MeV wurden scheinbar zwar sehr breite Spektren ($\approx 25\%$) gemessen, was aber zum Großteil durch die Faltung des Spektrums mit der räumlichen Ausdehnung des Elektronenbunches erklärt werden kann (Abbildungen 3.9, 3.15).

Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass sich eine Verlängerung der Laserpulsdauer auf 50 fs durch Modulation durch einen Dazzler positiv auf die Rate, mit der nicht-thermische Elektronen hergestellt werden, auswirkt (Abbildung 3.17).

Im Hinblick auf das Pointing, die räumliche Stabilität und die räumliche Divergenz der Elektronen zeigte eine Erhöhung der Interaktionslänge bei gleichzeitiger

Verringerung der Plasmadichte einen zweiseitigen Einfluss. Durch Verwendung einer 5 mm langen Gaszelle wurde eine systematische Abweichung des Pointings der Elektronen von der optischen Achse vermindert. Bei der zuvor verwendeten Gasdüse mit einem Durchmesser von 3 mm lag diese Abweichung im Bereich von 50 mrad, bei der Gaszelle hingegen bei < 10 mrad. Im Mittel war allerdings die Streuung der Elektronen um die durch das Pointing vorgegebene Achse bei der Gasdüse geringer, wie in Abbildungen 3.18 und 3.20 dargestellt.

Das Verwenden eines Gasgemischs von 99 % Helium und 1 % Stickstoff wie in [169] zeigte hingegen keine messbare Verbesserung der Elektroneneigenschaften.

Da die Ladung der Elektronen, die in unterkritischen Targets beschleunigt werden, durch das beamloading begrenzt ist, bietet sich die Untersuchung von Festkörpertargets an. Aufgrund ihrer speziellen Strahleigenschaften sind die an Festkörpern beschleunigten Elektronen potentiell geeignete Kandidaten als Elektronenquellen für Beschleunigerstufen, wo sie beispielsweise bisherige Photokathoden ersetzen können. Die Elektronen haben in der Nähe der Interaktionsregion Pulsdauern im Bereich von wenigen 10 fs und hohe Ladungen, die drei Größenordnungen über denen aus unterkritischen Plasmen liegen. Die Experimente zur Beschleunigung von Elektronen entlang der Oberfläche eines Quarzglassubstrats lieferten Ladungen und Energien, die analytischen Skalierungen zu Elektronen von überkritischen Plasmen entsprachen (4.2, 4.1). Ein optimaler Einfallswinkel im Bereich von 65° zur Erreichung von hoher Temperatur und Ladung (um 1 MeV, 100 nC) konnte gefunden werden (Abbildung 4.11). Außerdem konnte eine Abhängigkeit der effektiven Temperatur der Elektronen von der Laserpulsenergie festgestellt werden (6.7). Erstmals wurde ebenfalls gezeigt, dass die Richtung der Elektronen nur schwach von der Verkippung des Targets abhängt (Abbildungen 4.13, 4.14). Diese relativ konstante Ausrichtung des Öffnungskegels der TSPA-Elektronen zur optischen Achse des einfallenden Laserstrahls bedeutet eine erhebliche Erleichterung bei der Konzipierung von Nachbeschleunigungsstufen. Die experimentelle Beobachtung wurde mit dem 3D PIC Code VLPL numerisch reproduziert (Abbildung 4.16). Die Simulationen werden von O. Jansen vom Institut für theoretische Physik der HHU Düsseldorf, AG Prof. Pukhov zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit weiter durchgeführt.

Als Vorschlag zur Generierung von Elektronenstrahlen geringer Emittanz und als Ausblick zur weiteren Forschung in Richtung von multi-stage-Beschleunigung wurden mit B. Hidding zwei neue Konzepte zur Elektronenbeschleunigung an unterkritischen Plasmen erarbeitet und in *PHYSICAL REVIEW LETTERS* veröffentlicht [78, 82].

Die erste Methode („Hybrid-Beschleunigung“, in Anspielung auf die Verknüpfung von LWFA und PWFA) sieht vor [78, 77], zwei ultrakurze Elektronenpakete mit geringem Abstand, wie sie im experimentellen Teil demonstriert wurden (Abbildung 3.16), als driver und witness in einem PWFA Szenario zu verwenden. Während sich die Emittanz und das Spektrum des vorderen bunches durch Erosion verbreitern, wird der hintere Elektronenbunch quasimonoenergetisch beziehungsweise mit fast konstantem Phasenraumvolumen beschleunigt (Abbildung 5.2). In daran angelehnten numerischen Simulationen wurde außerdem die Möglichkeit dargelegt, diese Beschleunigungsmethode als Diagnostik zur Abstandsmessung zweier Elektronenpakete zu verwenden.

Das zweite Konzept sieht die Verwendung von einem Gas oder Gasgemisch mit weit auseinanderliegenden Ionisationsenergien vor, in denen ein Elektronenpaket eine Plasmawelle auslöst, während ein Laserpuls die Elektronen aus den nicht-ionisierten Niveaus mit geringer Temperatur und nahe der optischen Achse freisetzt [82, 83]. Hierdurch erhält man nach Rechnung und analytischer Skalierung einen Elektronenstrahl dessen Emittanz im Bereich von 0.03 mm mrad zwei bis drei Größenordnungen unter der für LPA typischen Emittanz liegt [36, 18, 144]. Dieses Beschleunigungsszenario sieht ferner vor, dass die erzeugte Ladung und Energie durch die Einstellung des Laserpulses justiert werden kann.

Beide Konzepte sind attraktive Ansätze für zukünftige experimentelle Studien. Die hybride Beschleunigung kann bereits an einem System wie dem hier verwendeten 70 TW Ti:Sa Laser erprobt werden, sofern es gelingt, Elektronenpaare mit vorhersagbarem oder konstantem Abstand zu erzeugen. Das „Trojan Horse“ Konzept benötigt in erster Linie eine relativ hohe Ladung für den driver-Puls, dafür aber keine hohe Qualität in Bezug auf seine Monochromatizität oder Emittanz. Die in der von uns präsentierten Simulation benötigte Ladung von 300 pC kann zudem auch in Verbindung mit der Elektronenenergie von 200 MeV mit einem für Universitäten verfügbaren Lasersystem (1 J Energie, 30 fs Pulsdauer) erreicht werden [41].

Als vielversprechende Anwendung laserbeschleunigter Elektronen wurde in Kooperation mit dem European Space Research and Technology Centre (ESTEC) der ESA demonstriert, dass sich Laser-Plasma-Beschleunigung an überkritischen Targets als Alternative zu bisher etablierten, in mancher Hinsicht nachteilhaften Methoden zur Untersuchung elektronischer Komponenten auf Strahlenschäden durch Elektronenstrahlen eignet [115, 80, 79, 196, 103]. Analytische Überlegungen und ein proof-of-principle Versuch, durchgeführt mit B. Hidding und O. Karger, in dem die

Anfälligkeit eines Optokopplertyps auf TSPA Elektronen quantifiziert wurde, bieten einen erfolgversprechenden Ausblick. Hier bieten sich aufgrund der geringen Anforderungen, die an die Produktion von Elektronen mit thermischen Spektren gestellt werden, vielfältige leicht zu realisierende Experimente zur weiteren Untersuchung.

Zwei Jahrzehnte nach der Erfindung des Lasers 1960 wurde die Laser-Plasma-Beschleunigung 1979 als Idee formuliert. Weitere 25 Jahre später erlebte der Forschungsweig einen Paradigmenwechsel, als erstmals quasimonoenergetische Elektronen beschleunigt werden konnten. Heute bewegt sich das Feld stetig in Richtung höherer Energie und Stabilität. Während manche Anwendungen, die vor etwa zehn Jahren noch jeder Grundlage entbehrten, heute demonstriert werden oder in greifbare Nähe gerückt sind, ist noch viel Fleißarbeit vonnöten, bis beispielsweise das multi-GeV Regime durch Aneinanderreihung von LPA Stufen erreicht werden kann. In dieser Arbeit wurden einige Fortschritte und neue Ansätze geschaffen und dokumentiert, die diesen Prozess vielleicht beschleunigen können.

Anhang A

Appendix

A.1 Hard- und Software zur Laborautomatisierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System entworfen und zu einem leistungsfähigen Zustand weiterentwickelt, welches es ermöglicht, Gleichspannungsmotoren computer-gesteuert anzusteuern, oder, wenn diese über einen Inkrementaldrehgeber verfügen, auch gezielt zu regeln. Entsprechende kommerzielle Steuersysteme verursachen Kosten im Bereich von 600 € pro Motor. Als Motivation zur Entwicklung des Systems diente unter anderem der Umstand, dass aufgrund der Strahlungsbelastung während vieler Experimente ein Betreten des Experimentierraumes während der Messungen nicht möglich war. Dadurch war für viele Messungen eine ferngesteuerte Translation oder Rotation verschiedener Elemente wie von Umlenkspiegeln, der Parabel, des Targets oder des beamviewers wünschenswert, idealerweise ohne dabei kostenmäßig ins Gewicht zu fallen.

Die letzten Endes implementierte Lösung besteht aus einer Steuereinheit, in welcher ein einzelner Mikrocontroller vier Linearmotoren kontrolliert. Gewählt wurde ein Atmel ATmega32, welcher über 32 Ein/Ausgabepins verfügt, die genau ausreichen um die vier Motoren (pro Motor sieben Pins: PWM, Richtung +/-, Inkrementaldrehgeber +/-, Endabschalter vorne/hinten) und die Programmier- sowie die Kommunikationsschnittstelle zu betreiben. Die Architektur ist in Abbildung A.1 dargestellt. Nach außen besitzt eine Steuereinheit nur einen Kaltgerätestecker- und einen USB-Anschluss. An diesem sind über einen eingebauten USB-Hub drei oder vier USB-Seriell-Wandler angeschlossen. Jeder einzelne kommuniziert über einen MAX-232-Pegelwandler mit der RS-232 Schnittstelle (UART) des Mikrocontrollers. Dieser wiederum ist direkt an die Endabschalter und Inkrementaldrehgeber von

vier Gleichspannungsmotoren angeschlossen, und versorgt zusätzlich zwei L293D H-Brücken mit einem PWM-Signal, welche die 12 V Betriebsspannung und bis zu 600 mA pro Kanal für die Motoren liefern.

Die Bauform und die Belegung der zu den Motoren führenden Anschlüsse ist dabei identisch zu den kommerziellen Lösungen entworfen worden, so dass an den bestehenden Aufbauten keine Änderungen vorgenommen oder Adapter konstruiert werden müssen.

Für den Controller wurde eine Firmware geschrieben, welche viele der im Laboralltag notwendigen Funktionen erfüllt. Dazu gehören die Identifikation des Controllers, das Ansteuern einer Koordinate, das Setzen der Geschwindigkeit, das automatische Stoppen im Falle eines Verbindungsabbruchs. Eine parallel dazu entwickelte Software für MS Windows ermöglicht das Ansteuern beziehungsweise Abfahren von vordefinierten Koordinaten oder die direkte Steuerung der Geschwindigkeit der Motoren über die Tastatur, was beispielsweise bei der Strahljustage vorteilhaft ist. Eine Erweiterung, in der die Bewegung der Motoren beziehungsweise einer Abbildung des Laserstrahls über Kameras aufgenommen und zur Steuerung ausgewertet wird, so dass sich das System eigenständig einjustieren kann, ist denkbar, wurde aber noch nicht implementiert.

Des Weiteren wurde im Hinblick auf Experimente mit mehreren Gasdüsen noch eine weitere Schnittstelle entworfen und konstruiert, welche zum Auslesen eines Drucksensors dient. Das Signal des Sensors von 4 bis 20 mA wurde über einen 250 Ω shunt in ein Spannungssignal umgeformt. Dieses wird dann am A/D Wandler eines Atmel ATmega48 Controllers einige tausend Mal aufgenommen und gemittelt, wodurch sich nach einer Kalibrierung der Messwert des Sensors mit einem geringeren Rausch zu Signal Verhältnis messen lässt als bei einer parallel eingesetzten kommerziell erhältlichen Lösung.

Für den Laborbetrieb wurden außerdem einige Programme in PYTHON, LABVIEW und C# geschrieben, welche während einer laufenden Messung simultan die aufgenommenen Rohdaten komplett auswerten, was unter anderem die getriggerte Aufnahme des Drucksensors, des ICT Signals und der Kameras mit Hintergrundsubtraktion, Kontrasterhöhung, Koordinatensystemtransformation und Analyse der extrahierten Kurve einschloss. Dieser Informationsgewinn war hilfreich, um im laufenden Experiment zu entscheiden, welche Parameterräume untersucht werden sollen.

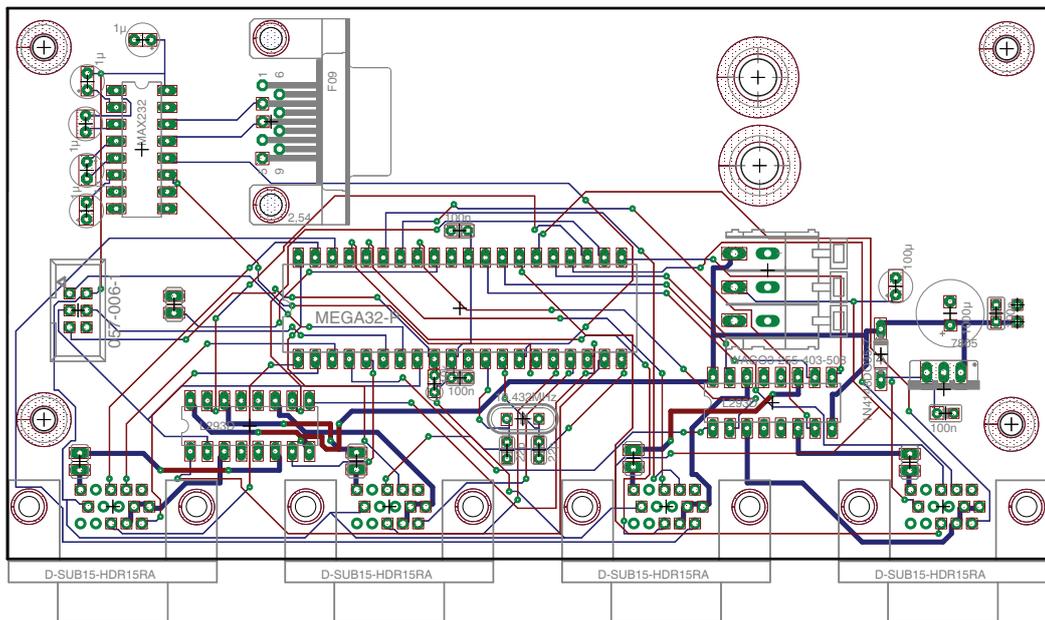


Abb. A.1: Die in CADSOFT EAGLE manuell konstruierte Platine, die nur noch mit den HD15 Schnittstellen und den integrierten Controllern bestückt werden musste. Drei oder vier dieser Platinen wurden mit einem Netzteil in je einem Gehäuse untergebracht und konnten so zwölf bis 16 Motoren ansteuern.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Bauer, P. Mulser, and W. H. Steeb, *Relativistic Ponderomotive Force, Uphill Acceleration, and Transition to Chaos*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 4622–4625. S. 28
- [2] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, et al., *A study of picosecond laser-solid interactions up to 10^{19} Wcm^{-2}* , Physics of Plasmas **4** (1997), 447–457. S. 88, 129
- [3] Michael Behmke, *Einfluss der relativistischen Plasmadynamik auf die zeitlich-spektrale Struktur von Oberflächenharmonischen*, Ph.D. thesis, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, Juni 2011. S. 20
- [4] R. Benattar, C. Popovics, and R. Sigel, *Polarized light interferometer for laser fusion studies*, Review of Scientific Instruments **50** (1979), no. 12, 1583–1586. S. 55
- [5] Bergoz, *Integrating Current Transformer User's Manual*, BERGOZ Instrumentation, 3 ed., 2013. S. 61
- [6] Jens Bernhardt, *Aufbau eines Experimentes zur Überlagerung zweier gegenläufiger intensiver Laserpulse*, Master's thesis, Universität Jena, 2005. S. 27, 28
- [7] D. Besnard, *The megajoule laser program - ignition at hand*, European Physical Journal D **44** (2007), 207–213. S. 88
- [8] D. H. Bilderback, P. Elleaume, and E. Weckert, *Review of third and next generation synchrotron light sources*, Journal of Physics B Atomic Molecular Physics **38** (2005), 773. S. 4
- [9] I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker, et al., *Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator*, Nature **445** (2007), 741–744. S. 1, 37, 46, 108, 111, 113, 119
- [10] I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F. J. Decker, et al., *Scaling of the longitudinal electric field and transformer ratio in a nonlinear plasma wakefield accelerator*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 111301. S. 116
- [11] S. J. Bolton, M. Janssen, R. Thorne, et al., *Ultra-relativistic electrons in Jupiter's radiation belts*, Nature **415** (2002), no. 6875, 987–991. S. 133

-
- [12] F Brandl, B Hidding, J Osterholz, et al., *Directed acceleration of electrons from a solid surface by Sub-10-fs laser pulses.*, Physical Review Letters **102** (2009), no. 19, 195001. S. 82, 104
- [13] B. Brozek-Pluska, D. Gligler, A. Hallou, V. Malka, and Y. A. Gauduel, *Direct observation of elementary radical events: low- and high-energy radiation femto-chemistry in solutions*, Radiation Physics and Chemistry **72** (2005), 149–157. S. 3
- [14] David Bruhwiler, Rodolfo Giacone, John Cary, et al., *Particle-in-cell simulations of plasma accelerators and electron-neutral collisions*, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **4** (2001), no. 10, 1–13. S. 48, 111
- [15] David L. Bruhwiler, D. A. Dimitrov, John R. Cary, et al., *Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators*, Physics of Plasmas **10** (2003), no. 5, 2022. S. 119
- [16] D.L. Bruhwiler, D.A. Dimitrov, J.R. Cary, E. Esarey, and W.P. Leemans, *Simulation of ionization effects for high-density positron drivers in future plasma wakefield experiments*, Particle Accelerator Conference, 2003. PAC 2003. Proceedings of the, vol. 1, May 2003, pp. 734 – 736 Vol.1. S. 37, 113
- [17] F. Brunel, *Not-so-resonant, resonant absorption*, Physical Review Letters **59** (1987), 52–55. S. 82
- [18] E. Brunetti, R. P. Shanks, G. G. Manahan, et al., *Low Emittance, High Brilliance Relativistic Electron Beams from a Laser-Plasma Accelerator*, Physical Review Letters **105** (2010), no. 21, 215007. S. 3, 120, 143
- [19] A. Buck, K. Zeil, A. Popp, et al., *Absolute charge calibration of scintillating screens for relativistic electron detection*, Review of Scientific Instruments **81** (2010), no. 3, 033301. S. 62, 91, 94
- [20] Fabian Budde, *Experiment zur Erzeugung von Undulatorstrahlung mit laserbeschleunigten Elektronen*, Master’s thesis, Universität Jena, 2007. S. 71
- [21] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro, and J. Sakai, *Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking*, Phys. Rev. E **58** (1998), R5257–R5260. S. 67
- [22] S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov, and A. S. Sakharov, *Transverse-Wake Wave Breaking*, Physical Review Letters **78** (1997), 4205–4208. S. 67
- [23] K. Burnett, V. C. Reed, and P. L. Knight, *Atoms in ultra-intense laser fields*, Journal of Physics B Atomic Molecular Physics **26** (1993), 561–598. S. 25
- [24] Allen Caldwell, Konstantin Lotov, Alexander Pukhov, and Frank Simon, *Proton-driven plasma-wakefield acceleration*, Nature Physics **5** (2009), no. 5, 363–367. S. 37

- [25] S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, *Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering*, Nature **396** (1998), 653–655. S. 28
- [26] W.-T. Chen, T.-Y. Chien, C.-H. Lee, et al., *Optically Controlled Seeding of Raman Forward Scattering and Injection of Electrons in a Self-Modulated Laser-Wakefield Accelerator*, Physical Review Letters **92** (2004), 075003. S. 40
- [27] Y. Chen, G. D. Reeves, and R. H. W. Friedel, *The energization of relativistic electrons in the outer Van Allen radiation belt*, Nature Physics **3** (2007), 614–617. S. 128
- [28] C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow, and D. Umstadter, *Relativistic plasma-wave excitation by collinear optical mixing*, Physical Review Letters **54** (1985), 2343–2346. S. 2
- [29] C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert, et al., *Self-Guided Laser Wakefield Acceleration beyond 1 GeV Using Ionization-Induced Injection*, Physical Review Letters **105** (2010), 105003. S. 4, 41, 72
- [30] S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, et al., *Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators*, Reviews of Modern Physics **85** (2013), no. 1, 1. S. 3
- [31] S. Corde, C. Thaury, A. Lifschitz, et al., *Observation of longitudinal and transverse self-injections in laser-plasma accelerators*, Nature Communications **4** (2013), 1501. S. 72
- [32] E. J. Daly, *Radiation environment evaluation for ESA projects*, High-Energy Radiation Background in Space **186** (1989), 483–499. S. 124
- [33] C. D. Decker and W. B. Mori, *Group velocity of large amplitude electromagnetic waves in a plasma*, Physical Review Letters **72** (1994), 490–493. S. 32
- [34] 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** (1996), no. 5, 2047–2056. S. 47, 69
- [35] N. Divine and H. B. Garrett, *Charged particle distributions in Jupiter’s magnetosphere*, Journal of Geophysical Research (Space Physics) **88** (1983), 6889–6903. S. 133
- [36] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*, Reviews of Modern Physics **81** (2009), 1229–1285. S. 3, 34, 36, 38, 39, 40, 43, 44, 78, 143
- [37] Eric Esarey and Mark Pilloff, *Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves*, Physics of Plasmas **2** (1995), no. 5, 1432–1436. S. 42
- [38] Eric Esarey, Phillip Sprangle, and Jonathan Krall, *Laser acceleration of electrons in vacuum*, Phys. Rev. E **52** (1995), 5443–5453. S. 26

- [39] Kent Estabrook and W. L. Kruer, *Properties of Resonantly Heated Electron Distributions*, Physical Review Letters **40** (1978), no. 1, 42–45. S. 129
- [40] J Faure, *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*, Nature **444** (2006), 737. S. 3
- [41] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, et al., *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, Nature **431** (2004), 541–544. S. 4, 52, 143
- [42] R. Walker Fillius and Carl E. McIlwain, *Radiation Belts of Jupiter*, Science **183** (1974), no. 4122, 314–315. S. 133
- [43] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, et al., *Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **30** (1994), no. 7, 1662–1670. S. 10
- [44] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity*, Physical Review Letters **39** (1977), no. 5, 284–288. S. 129
- [45] S. Fourmaux, K. Ta Phuoc, P. Lassonde, et al., *Quasi-monoenergetic electron beams production in a sharp density transition*, Applied Physics Letters **101** (2012), no. 11, 111106–111106–4. S. 70
- [46] D. H. Froula, C. E. Clayton, T. Döppner, et al., *Measurements of the Critical Power for Self-Injection of Electrons in a Laser Wakefield Accelerator*, Physical Review Letters **103** (2009), 215006. S. 4
- [47] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, et al., *Laser-driven soft-X-ray undulator source*, Nature Physics **5** (2009), 826–829. S. 3
- [48] Henry B. Garrett, *Space Radiation Environment*, Jet Propulsion Laboratory Technical Report, California Institute of Technology (1998). S. 124, 125, 126
- [49] Henry B. Garrett, Steven M. Levin, Scott J. Bolton, Robin W. Evans, and Bidushi Bhattacharya, *A revised model of Jupiter’s inner electron belts: Updating the Divine radiation model*, Geophys. Res. Lett. **32** (2005), no. 4, L04104–. S. 133
- [50] C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, et al., *Plasma-Density-Gradient Injection of Low Absolute-Momentum-Spread Electron Bunches*, Physical Review Letters **100** (2008), 215004. S. 41
- [51] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, et al., *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, Nature **431** (2004), 538–541. S. 4, 52
- [52] Geissler, Schreiber, and Meyer ter Vehn, *Bubble acceleration of electrons with few-cycle laser pulses*, New Journal of Physics **8** (2006), no. 9, 186. S. 49, 51

- [53] G. Genoud, K. Cassou, F. Wojda, et al., *Laser-plasma electron acceleration in dielectric capillary tubes*, Applied Physics B: Lasers and Optics **105** (2011), 309–316. S. 42
- [54] P. Gibbon and E. Förster, *Short-pulse laser - plasma interactions*, Plasma Physics and Controlled Fusion **38** (1996), no. 6, 769–793. S. 129
- [55] Paul Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter*, Imperial College Press London, 2005. S. 83, 90
- [56] Paul Gibbon and A. R. Bell, *Collisionless absorption in sharp-edged plasmas*, Physical Review Letters **68** (1992), no. 10, 1535–1538. S. 129
- [57] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, et al., *Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **77** (2006), no. 10, 103301. S. 3, 60
- [58] Y. Glinec, J. Faure, A. Lifschitz, et al., *Direct observation of betatron oscillations in a laser-plasma electron accelerator*, EPL (Europhysics Letters) **81** (2008), 64001. S. 118
- [59] 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** (2007), no. 19, 98–101. S. 115
- [60] Yannick Glinec, *Propagation of an ultra-intense laser pulse in an under-dense plasma: Production of quasi monoenergetic electron beams and development of applications*, Ph.D. thesis, École Polytechnique, 2007. S. 39, 43
- [61] A. J. Gonsalves, T. P. Rowlands-Rees, B. H. P. Broks, J. J. A. M. van der Mullen, and S. M. Hooker, *Transverse Interferometry of a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide*, Physical Review Letters **98** (2007), no. 2, 025002. S. 73
- [62] S. Gordienko and A. Pukhov, *Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons*, Physics of Plasmas **12** (2005), no. 4, 043109. S. 50, 52
- [63] J. S. Green, V. M. Ovchinnikov, R. G. Evans, et al., *Effect of Laser Intensity on Fast-Electron-Beam Divergence in Solid-Density Plasmas*, Physical Review Letters **100** (2008), no. 1, 015003. S. 131
- [64] F. Grüner, S. Becker, U. Schramm, et al., *Design considerations for table-top, laser-based VUV and X-ray free electron lasers*, Applied Physics B: Lasers and Optics **86** (2007), 431–435. S. 3
- [65] S.Yu. Guskov, *Fast ignition of inertial confinement fusion targets*, Plasma Physics Reports **39** (2013), 1–50 (English). S. 89

- [66] N. Hafz, S. K. Lee, T. J. Yu, J. Lee, and J. H. Sung, *On the Pointing Angle of Electron Beams from Laser Wakefield Accelerators*, AIP Conference Proceedings **1299** (2010), no. 1, 161–165. S. 69
- [67] N. A. M. Hafz, T. M. Jeong, I. W. Choi, et al., *Stable generation of GeV-class electron beams from self-guided laser-plasma channels*, Nature Photonics **2** (2008). S. 3, 4, 41
- [68] Robert J. Harrach and Ray E. Kidder, *Simple model of energy deposition by suprathermal electrons in laser-irradiated targets*, Phys. Rev. A **23** (1981), no. 2, 887–896. S. 129
- [69] F. Hartemann, D. Gibson, W. Brown, et al., *Compton scattering x-ray sources driven by laser wakefield acceleration*, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **10** (2007), no. 1, 1–8. S. 3
- [70] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, et al., *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*, Physics of Plasmas **7** (2000), 2076–2082. S. 83
- [71] J. Hebling, *Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion*, Optical and Quantum Electronics **28** (1996), 1759–1763 (English). S. 70
- [72] A. Henig, S. Steinke, M. Schnürer, et al., *Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses.*, Physical Review Letters **103** (2009), no. 24, 245003. S. 84
- [73] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, et al., *Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification*, Optics Letters **34** (2009), 2459. S. 2
- [74] B Hidding, private Kommunikation, 2013. S. 101, 136
- [75] B. Hidding, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, et al., *Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses*, Physical Review Letters **96** (2006), no. 10, 105004. S. 5, 40, 52
- [76] B. Hidding, M. Geissler, G. Pretzler, et al., *Quasimonoenergetic electron acceleration in the self-modulated laser wakefield regime*, Physics of Plasmas **16** (2009), no. 4, 043105. S. 5, 68
- [77] B. Hidding, T. Königstein, S. Karsch, et al., *Hybrid Laser-Plasma Wakefield Acceleration*, American Institute of Physics Conference Series (S. H. Gold and G. S. Nusinovich, eds.), American Institute of Physics Conference Series, vol. 1299, November 2010, pp. 483–488. S. 143
- [78] B. Hidding, T. Königstein, J. Osterholz, et al., *Monoenergetic Energy Doubling in a Hybrid Laser-Plasma Wakefield Accelerator*, Physical Review Letters **104** (2010), no. 19, 195002. S. 110, 111, 118, 142, 143

- [79] B. Hidding, T. Königstein, G. Pretzler, and O. Willi, *Verfahren zum Testen der Empfindlichkeit elektronischer Bauteile durch Teilchen- und Photonenstrahlen mittels Laser-Plasma-Wechselwirkung*, DPMA (2012), no. DAKZ 10 2010 010 716.6. S. 123, 143
- [80] B. Hidding, T. Königstein, O. Willi, et al., *Laser-plasma-accelerators - A novel, versatile tool for space radiation studies*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **636** (2011), 31–40. S. 123, 131, 143
- [81] B. Hidding, G. Pretzler, M. Clever, et al., *Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment*, Review of Scientific Instruments **78** (2007), no. 8, 083301. S. 5, 60, 62, 93
- [82] B. Hidding, G. Pretzler, J. B. Rosenzweig, et al., *Ultracold Electron Bunch Generation via Plasma Photocathode Emission and Acceleration in a Beam-Driven Plasma Blowout*, Physical Review Letters **108** (2012), 035001. S. 118, 121, 142, 143
- [83] B. Hidding, J. B. Rosenzweig, Y. Xi, et al., *Beyond injection: Trojan horse underdense photocathode plasma wakefield acceleration*, AIP Conference Proceedings **1507** (2012), no. 1, 570–575. S. 118, 143
- [84] Bernhard Hidding, *En Route : Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis*, Ph.D. thesis, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, 2008. S. 5, 40, 55, 62, 84, 87, 99
- [85] M J Hogan, T O Raubenheimer, A Seryi, et al., *Plasma wakefield acceleration experiments at FACET*, New Journal of Physics **12** (2010), no. 5, 055030. S. 108
- [86] R. B. Horne, *Plasma astrophysics: Acceleration of killer electrons*, Nature Physics **3** (2007), 590–591. S. 124, 125, 128
- [87] R. B. Horne, R. M. Thorne, Y. Y. Shprits, et al., *Wave acceleration of electrons in the Van Allen radiation belts*, Nature **437** (2005), 227–230. S. 128
- [88] Richard B. Horne, Richard M. Thorne, Sarah A. Glauert, et al., *Gyro-resonant electron acceleration at Jupiter*, Nature Physics **4** (2008), no. 4, 301–304. S. 133, 135
- [89] C. Iaconis and I. A. Walmsley, *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*, Optics Letters **23** (1998), 792–794. S. 11
- [90] T. G. Jones, A. Ting, D. Kaganovich, C. I. Moore, and P. Sprangle, *Spatially resolved interferometric measurement of a discharge capillary plasma channel*, Physics of Plasmas **10** (2003), 4504–4512. S. 73
- [91] C. Joshi, *The development of laser- and beam-driven plasma accelerators as an experimental field*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 5, 055501. S. 78

- [92] C. Joshi, B. Blue, C. E. Clayton, et al., *High energy density plasma science with an ultrarelativistic electron beam*, Physics of Plasmas **9** (2002), no. 5, 1845. S. 109, 110, 113
- [93] C. Joshi and V. Malka, *Editorial: Focus on Laser- and Beam-Driven Plasma Accelerators*, New Journal of Physics **12** (2010), no. 4, 045003. S. 108
- [94] C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, et al., *Ultra-high gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves*, Nature **311** (1984), 525–529. S. 2
- [95] C. Joshi, T. Tajima, J. M. Dawson, H. A. Baldis, and N. A. Ebrahim, *Forward Raman instability and electron acceleration*, Physical Review Letters **47** (1981), 1285–1288. S. 2, 41
- [96] R. Jung, J. Osterholz, M. Galimberti, et al., *Optimization and characterization of supersonic gas jet target for laser-plasma interaction studies*, Tech. report, Central Laser Facility, 2005. S. 54
- [97] Ralf Jung, *Laser-plasma interaction with ultra-short laser pulses*, Ph.D. thesis, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, May 2007. S. 28
- [98] KK Kainz, KR Hogstrom, JA Antolak, et al., *Dose properties of a laser accelerated electron beam and prospects for clinical application*, Medical physics **31** (2004), 2053. S. 3
- [99] S. Y. Kalmykov, A. Beck, S. A. Yi, et al., *Electron self-injection into an evolving plasma bubble: Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration in the blowout regime*, Physics of Plasmas **18** (2011), no. 5, 056704. S. 49
- [100] Serguei Y. Kalmykov, Bradley A. Shadwick, Arnaud Beck, and Erik Lefebvre, *Physics of Quasi-Monoenergetic Laser-Plasma Acceleration of Electrons in the Blowout Regime*, Femtosecond-Scale Optics (2011), Available from: <http://www.intechopen.com/books/femtosecond-scale-optics/physics-of-quasi-monoenergetic-laser-plasma-acceleration-of-electrons-in-the-blowout-regime>. S. 3
- [101] M. Kaluza, J. Schreiber, M. Santala, et al., *Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments*, Physical Review Letters **93** (2004), no. 4, 17–20. S. 83
- [102] M. C. Kaluza, S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, et al., *Observation of a Long-Wavelength Hosing Modulation of a High-Intensity Laser Pulse in Underdense Plasma*, Physical Review Letters **105** (2010), no. 9, 095003. S. 70, 78, 79
- [103] Oliver Karger, *Strahlungstests für die Raumfahrt mittels Laser-Plasma-beschleunigter Elektronen*, Master's thesis, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, 08 2012. S. 138, 143

- [104] S Karsch, J Osterhoff, a Popp, et al., *GeV-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide*, New Journal of Physics **9** (2007), no. 11, 415–415. S. 3, 42
- [105] T Katsouleas, *Physical mechanisms in the plasma wake-field accelerator*, Phys. Rev. A **33** (1986), 2056–2064. S. 2, 46, 110
- [106] T. Katsouleas, *Accelerator physics: Electrons hang ten on laser wake*, Nature **431** (2004), 515–516. S. 3
- [107] T. Katsouleas and W. B. Mori, *Wave-Breaking Amplitude of Relativistic Oscillations in a Thermal Plasma*, Physical Review Letters **61** (1988), 90–93. S. 110
- [108] Rhon Keinigs and Michael E. Jones, *Two-dimensional dynamics of the plasma wakefield accelerator*, Physics of Fluids **30** (1987), no. 1, 252–263. S. 40
- [109] M. H. Key, *Status of and prospects for the fast ignition inertial fusion concept*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 5, 055502. S. 88
- [110] W. D. Kilpatrick, *Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc*, journal = Review of Scientific Instruments, **28** (1957), no. 10, 824–826. S. 1, 35
- [111] S. Kneip, C. McGuffey, J. L. Martins, et al., *Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source*, Nature Physics **6** (2010), 980–983. S. 3
- [112] S. Kneip, S. R. Nagel, S. F. Martins, et al., *Near-GeV Acceleration of Electrons by a Nonlinear Plasma Wave Driven by a Self-Guided Laser Pulse*, Physical Review Letters **103** (2009), no. 3, 035002. S. 4
- [113] S. Kneip, Z. Najmudin, and A. G. R. Thomas, *A plasma wiggler beamline for 100 TW to 10 PW lasers*, High Energy Density Physics **8** (2012), 133–140. S. 3
- [114] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, et al., *Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition*, Nature **412** (2001), 798–802. S. 89
- [115] T. Königstein, O. Karger, G. Pretzler, J. B. Rosenzweig, and B. Hidding, *Design considerations for the use of laser-plasma accelerators for advanced space radiation studies*, Journal of Plasma Physics **78** (2012), no. Part 4, SI, 383–391 (English). S. 123, 130, 143
- [116] Thomas Königstein, Bernhard Hidding, Stefan Karsch, Oswald Willi, and Georg Pretzler, *Electron multi-bunch distance measurement based on plasma wakefield acceleration*, 2010, Poster presented at European Conference of Laser Interaction with Matter 31 (ECLIM), September 6–10 2010, Budapest, Ungarn. S. 115, 132

- [117] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov, *Electron Self-Injection in Multidimensional Relativistic-Plasma Wake Fields*, Physical Review Letters **103** (2009), no. 17, 1–4. S. 77
- [118] I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Phenomenological theory of laser-plasma interaction in "bubble" regime*, Physics of Plasmas **11** (2004), no. 11, 5256. S. 50
- [119] W. L. Kruer and K. Estabrook, *$J \times B$ heating by very intense laser light*, Physics of Fluids **28** (1985), 430–432. S. 82
- [120] T. Kudyakov, S. S. Abdullaev, S. A. Bozhenkov, et al., *Influence of B_t on the magnetic turbulence and on the runaway transport in low-density discharges*, Nuclear Fusion **52** (2012), no. 2, 023025. S. 62
- [121] T. Kudyakov, A. Jochmann, K. Zeil, et al., *High energy electron crystal spectrometer*, Review of Scientific Instruments **80** (2009), no. 7, 076106. S. 61
- [122] P. Lambropoulos, *Mechanisms for multiple ionization of atoms by strong pulsed lasers*, Physical Review Letters **55** (1985), 2141–2144. S. 25
- [123] S. Lee, T. Katsouleas, R. Hemker, and W. B. Mori, *Simulations of a meter-long plasma wakefield accelerator*, Phys. Rev. E **61** (2000), 7014–7021. S. 109, 110
- [124] S. Lee, T. Katsouleas, R. G. Hemker, E. S. Dodd, and W. B. Mori, *Plasma-wakefield acceleration of a positron beam*, Phys. Rev. E **64** (2001), 045501. S. 37
- [125] W. Leemans, C. Geddes, J. Faure, et al., *Observation of Terahertz Emission from a Laser-Plasma Accelerated Electron Bunch Crossing a Plasma-Vacuum Boundary*, Physical Review Letters **91** (2003), no. 7, 7–10. S. 4
- [126] W. P. Leemans, *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, Nature Physics **2** (2006), 696–699. S. 3, 4
- [127] W. P. Leemans, P. Catravas, E. Esarey, et al., *Electron-Yield Enhancement in a Laser-Wakefield Accelerator Driven by Asymmetric Laser Pulses*, Physical Review Letters **89** (2002), 174802. S. 40
- [128] W. P. Leemans, D. Rodgers, P. E. Catravas, et al., *Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators*, Physics of Plasmas **8** (2001), no. 5, 2510–2516. S. 3
- [129] Wim Leemans and Eric Esarey, *Laser-driven plasma-wave electron accelerators*, Physics Today **62** (2009), no. 3, 44–49. S. 3
- [130] Wim P. Leemans, E. Esarey, C.G.R. Geddes, et al., *Progress on laser plasma accelerator development using transversely and longitudinally shaped plasmas*, Comptes Rendus Physique **10** (2009), no. 2-3, 130–139. S. 42

- [131] Hanno Lemoine, *Elektronenbeschleunigung im Bubble-Regime*, Master's thesis, Universität Düsseldorf, 2009. S. 39
- [132] Y. T. Li, X. H. Yuan, M. H. Xu, et al., *Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses*, Physical Review Letters **96** (2006), no. 16, 165003. S. 87
- [133] Z. Li, R. G. T. Bennett, and G. E. Stedman, *Swept-frequency induced optical cavity ringing*, Optics Communications **86** (1991), 51–57. S. 136
- [134] X. X. Lin, Y. T. Li, B. C. Liu, et al., *Directional transport of fast electrons at the front target surface irradiated by intense femtosecond laser pulses with preformed plasma*, Laser and Particle Beams **30** (2012), 39–43. S. 84, 87
- [135] J. S. Liu, C. Q. Xia, W. T. Wang, et al., *All-Optical Cascaded Laser Wakefield Accelerator Using Ionization-Induced Injection*, Physical Review Letters **107** (2011), no. 3, 035001. S. 4
- [136] X. Liu and D. Umstadter, *Competition between ponderomotive and thermal forces in short-scale-length laser plasmas*, Physical Review Letters **69** (1992), 1935–1938. S. 83
- [137] L. A. Lompre, G. Mainfray, C. Manus, S. Repoux, and J. Thebault, *Multiphoton Ionization of Rare Gases at Very High Laser Intensity (10^{15} W/cm²) by a 30-psec Laser Pulse at 1.06 μ m*, Physical Review Letters **36** (1976), 949–952. S. 23
- [138] Henrik Loos, *LCLS accelerator operation and measurement of electron beam parameters relevant for the x-ray beam*, Tech. report, SLAC National Accelerator Laboratory (SLAC), 2013. S. 121
- [139] Haiyang Lu, Mingwei Liu, Wentao Wang, et al., *Laser wakefield acceleration of electron beams beyond 1 GeV from an ablative capillary discharge waveguide*, Applied Physics Letters **99** (2011), no. 9, 091502. S. 3, 41
- [140] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, et al., *Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **10** (2007), no. 6, 1–12. S. 47, 50, 52, 54, 69
- [141] Wei Lu, Chengkun Huang, Miaomiao Zhou, WB Mori, and T Katsouleas, *Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime*, Physical Review Letters **96** (2006), no. 16, 165002. S. 50, 116
- [142] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187** (1960), 493–494. S. 15
- [143] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **24** (1988), no. 2, 398–403. S. 15

- [144] V. Malka, *Laser plasma accelerators*, Physics of Plasmas **19** (2012), no. 5, 055501. S. 3, 4, 63, 143
- [145] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, et al., *Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse*, Science **298** (2002), 1596–1600. S. 2, 3
- [146] Victor Malka, *A new and exciting optically induced electron source: Extreme acceleration gradients beyond 1 TV/m*, Europhysics News **35** (2004), no. 2, 43–46. S. 3
- [147] Victor Malka, Jérôme Faure, and Yann A Gauduel, *Ultra-short electron beams based spatio-temporal radiation biology and radiotherapy*, Mutation Research/Reviews in Mutation Research **704** (2010), no. 1, 142–151. S. 3
- [148] Victor Malka, Jérôme Faure, Yann A Gauduel, et al., *Principles and applications of compact laser-plasma accelerators*, Nature Physics **4** (2008), no. 6, 447–453. S. 4
- [149] Victor Malka and Patrick Mora, *Principles of laser-plasma accelerators*, Comptes Rendus Physique **10** (2009), no. 2-3, 106–115. S. 3, 49
- [150] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, et al., *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, Nature **431** (2004), 535–538. S. iii, v, 2, 3, 52
- [151] Benjamin Marx, *Interferometrie eines Plasmadichtegradienten in einer Gasentladungskapillare*, Master's thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008. S. 73
- [152] B. H. Mauk and N. J. Fox, *Electron radiation belts of the solar system*, Journal of Geophysical Research (Space Physics) **115** (2010), no. A14, 12220. S. 133
- [153] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, et al., *Ionization Induced Trapping in a Laser Wakefield Accelerator*, Physical Review Letters **104** (2010), no. 2, 1–4. S. 77
- [154] B. W. J. McNeil and N. R. Thompson, *X-ray free-electron lasers*, Nature Photonics **4** (2010), 814–821. S. 121
- [155] George H. Miller, Edward I. Moses, and Craig R. Wuest, *The national ignition facility: enabling fusion ignition for the 21st century*, Nuclear Fusion **44** (2004), no. 12, S228. S. 88
- [156] 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** (1994), 1482–1485. S. 41
- [157] Patric Muggli and Mark J. Hogan, *Review of high-energy plasma wakefield experiments*, Comptes Rendus Physique **10** (2009), no. 2-3, 116–129. S. 46

- [158] K. Nakamura, A. J. Gonsalves, C. Lin, et al., *Charge Diagnostics for Laser Plasma Accelerators*, American Institute of Physics Conference Series (S. H. Gold and G. S. Nusinovich, eds.), American Institute of Physics Conference Series, vol. 1299, November 2010, pp. 227–232. S. 60
- [159] K. Nakamura, A. J. Gonsalves, D. Panasencko, et al., *Analysis of Capillary Guided Laser Plasma Accelerator Experiments at LBNL*, American Institute of Physics Conference Series (C. B. Schroeder, W. Leemans, and E. Esarey, eds.), American Institute of Physics Conference Series, vol. 1086, January 2009, pp. 147–152. S. 42
- [160] K. Nakamura, B. Nagler, Cs. Tóth, et al., *GeV electron beams from a centimeter-scale channel guided laser wakefield accelerator*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 5, 056708. S. 4
- [161] 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** (2007), no. 5, 053112. S. 84
- [162] N. Nakanii, K. Kondo, T. Yabuuchi, et al., *Absolute calibration of imaging plate for GeV electrons*, Review of Scientific Instruments **79** (2008), no. 6, 066102. S. 92
- [163] M. Nakatsutsumi, R. Kodama, P. A. Norreys, et al., *Reentrant cone angle dependence of the energetic electron slope temperature in high-intensity laser-plasma interactions*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 5, 050701. S. 99
- [164] NASA, *AE-8 Radiation Belt Models at SPDF*, (2011). S. 126
- [165] P. A. Norreys, M. Santala, E. Clark, et al., *Observation of a highly directional γ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids*, Physics of Plasmas **6** (1999), 2150–2156. S. 90
- [166] A. Oguchi, A. Zhidkov, K. Takano, et al., *Multiple self-injection in the acceleration of monoenergetic electrons by a laser wake field*, Physics of Plasmas **15** (2008), no. 4, 043102. S. 68
- [167] J. Osterhoff, A. Popp, Z. Major, et al., *Stable Laser-Driven Electron Beams from a Steady-State-Flow Gas Cell*, American Institute of Physics Conference Series (C.B. Schroeder, W. Leemans, and E. Esarey, eds.), American Institute of Physics Conference Series, vol. 1086, January 2009, pp. 125–130. S. 77
- [168] J. Osterhoff, A. Popp, Zs. Major, et al., *Generation of Stable, Low-Divergence Electron Beams by Laser-Wakefield Acceleration in a Steady-State-Flow Gas Cell*, Physical Review Letters **101** (2008), 085002. S. 3, 4, 41, 72
- [169] A. Pak, K. A. Marsh, S. F. Martins, et al., *Injection and Trapping of Tunnel-Ionized Electrons into Laser-Produced Wakes*, Physical Review Letters **104** (2010), no. 2, 1–4. S. 77, 142

- [170] J. Pang, Y. K. Ho, X. Q. Yuan, et al., *Subluminous phase velocity of a focused laser beam and vacuum laser acceleration*, Phys. Rev. E **66** (2002), 066501. S. 14, 29
- [171] 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** (1956), no. 11, 967–967. S. 40
- [172] M. Passoni, L. Bertagna, and A. Zani, *Target normal sheath acceleration: theory, comparison with experiments and future perspectives*, New Journal of Physics **12** (2010), no. 4, 045012. S. 83
- [173] G. R. Plateau, C. G. R. Geddes, D. B. Thorn, et al., *Low-Emittance Electron Bunches from a Laser-Plasma Accelerator Measured using Single-Shot X-Ray Spectroscopy*, Physical Review Letters **109** (2012), no. 6, 064802. S. 120
- [174] B. B. Pollock, C. E. Clayton, J. E. Ralph, et al., *Demonstration of a Narrow Energy Spread, 0.5 GeV Electron Beam from a Two-Stage Laser Wakefield Accelerator*, Physical Review Letters **107** (2011), 045001. S. 4, 72
- [175] A Popp, J Osterhoff, M Fuchs, et al., *Utilizing tilted laser-intensity fronts for electron-pointing control and off-axis injection in laser-wakefield acceleration*, LPAW Kardamili, 2009. S. 11
- [176] A. Popp, J. Vieira, J. Osterhoff, et al., *All-Optical Steering of Laser-Wakefield-Accelerated Electron Beams*, Physical Review Letters **105** (2010), 215001. S. 11, 70, 72, 78
- [177] G. Pretzler, A. Kasper, and K. J. Witte, *Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers*, Applied Physics B: Lasers and Optics **70** (2000), 1–9. S. 10
- [178] A. Pukhov, *Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)*, Journal of Plasma Physics **61** (1999), 425–433. S. 104
- [179] A. Pukhov, *Control of laser-wakefield acceleration by the plasma-density profile*, Physical Review E **77** (2008), no. 2, 1–4. S. 46
- [180] A. Pukhov, D. a. der Brügge, and I. Kostyukov, *Relativistic laser plasmas for electron acceleration and short wavelength radiation generation*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52** (2010), no. 12, 124039. S. 3
- [181] A Pukhov and S Gordienko, *Bubble regime of wake field acceleration: similarity theory and optimal scalings.*, Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences **364** (2006), no. 1840, 623–33. S. 50, 65, 78, 141
- [182] 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** (2004), B179–B186. S. 54, 63

- [183] 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** (2002), no. 4-5, 355–361. S. iii, v, 2, 36, 48, 49, 50
- [184] A. Pukhov, Z.-M. Sheng, and J. Meyer ter Vehn, *Particle acceleration in relativistic laser channels*, Physics of Plasmas **6** (1999), no. 7, 2847–2854. S. 129
- [185] Alexander Pukhov, Sergei Gordienko, Vasili Sereedov, and Igor Kostyukov, *Quasi-monoenergetic electron acceleration in relativistic laser-plasmas*, Comptes Rendus Physique **10** (2009), no. 2-3, 159–166. S. 36, 44, 46, 55
- [186] Brice Quesnel and Patrick Mora, *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum*, Phys. Rev. E **58** (1998), 3719–3732. S. 28
- [187] Vidya Ramanathan, Sudeep Banerjee, Nathan Powers, et al., *Submillimeter-resolution radiography of shielded structures with laser-accelerated electron beams*, Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams **13** (2010), no. 10, 104701. S. 3
- [188] S. A. Reed, V. Chvykov, G. Kalintchenko, et al., *Efficient initiation of photo-nuclear reactions using quasimonoenergetic electron beams from laser wakefield acceleration*, Journal of Applied Physics **102** (2007), no. 7, 073103. S. 3
- [189] A. P. L. Robinson, D. J. Strozzi, J. R. Davies, et al., *Theory of Fast Electron Transport for Fast Ignition*, ArXiv e-prints (2013). S. 89
- [190] A. P. L. Robinson, M. Zepf, S. Kar, R. G. Evans, and C. Bellei, *Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses*, New Journal of Physics **10** (2008), no. 1, 013021. S. 84
- [191] L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke, et al., *Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions*, Nature Physics **3** (2007), 58–62. S. 83
- [192] L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, et al., *Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons*, Physical Review Letters **95** (2005), no. 19, 4–7. S. 83
- [193] J. B. Rosenzweig, G. Andonian, P. Bucksbaum, et al., *Teravolt-per-meter beam and plasma fields from low-charge femtosecond electron beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **653** (2011), 98–102. S. 118
- [194] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas, and J. J. Su, *Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields*, Physical Review A **44** (1991), 6189. S. 48
- [195] J. B. Rosenzweig, A. Valloni, D. Alesini, et al., *Design and applications of an X-band hybrid photoinjector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **657** (2011), 107–113. S. 134

- [196] James Rosenzweig, Alex Y. Murokh, and Bernhard Hidding, *Method of Testing Electronic Components*, (2011), no. US 2011/0240888 A1. S. 123, 134, 143
- [197] Ian N. Ross, John L. Collier, Pavel Matousek, et al., *Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification*, Appl. Opt. **39** (2000), no. 15, 2422–2427. S. 2
- [198] A. Rousse, K. T. Phuoc, R. Shah, R. Fitour, and F. Albert, *Scaling of betatron X-ray radiation*, European Physical Journal D **45** (2007), 391–398. S. 3
- [199] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Infrared and Optical Masers*, Phys. Rev. **112** (1958), 1940–1949. S. 15
- [200] S. Schiller, *Space Time Explorer and Quantum Equivalence Principle Space Test (STE-QUEST) Cosmic Vision 2015-2025 proposal*, Proposal in response to ESA M3 call 2010 (2010). S. 136
- [201] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, et al., *Synchrotron Radiation From Laser-Accelerated Monoenergetic Electrons*, IEEE Transactions on Plasma Science **36** (2008), 1773–1781. S. 3, 64
- [202] K. Schmid, A. Buck, C. M. S. Sears, et al., *Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 091301. S. 55, 70
- [203] Karl Schmid, *Laser Wakefield Electron Acceleration A Novel Approach Employing Supersonic Microjets and Few-Cycle Laser Pulses*, Springer Theses **10** (2011), 3. S. 60
- [204] CB Schroeder, Eric Esarey, CGR Geddes, Carlo Benedetti, and WP Lee-mans, *Physics considerations for laser-plasma linear colliders*, Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams **13** (2010), no. 10, 101301. S. 3
- [205] S. Semushin and V. Malka, *High density gas jet nozzle design for laser target production*, Review of Scientific Instruments **72** (2001), no. 7, 2961–2965. S. 54
- [206] Y. Sentoku, K. Mima, H. Ruhl, et al., *Laser light and hot electron micro focusing using a conical target*, Physics of Plasmas **11** (2004), 3083–3087. S. 89
- [207] Z-M Sheng, Yasuhiko Sentoku, Kunioki Mima, et al., *Angular distributions of fast electrons, ions, and bremsstrahlung X/ γ -rays in intense laser interaction with solid targets*, Physical Review Letters **85** (2000), no. 25, 5340–5343. S. 129
- [208] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Optics Letters **16** (1991), 42–44. S. 2
- [209] P. Sprangle, E. Esarey, and A Ting, *Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas*, Phys. Rev. A **41** (1990), 4463–4469. S. 47

- [210] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, *Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions*, Physical Review Letters **64** (1990), 2011–2014. S. 47
- [211] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, *Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding*, Applied Physics Letters **53** (1988), no. 22, 2146–2148. S. 38
- [212] P. Sprangle, B. Hafizi, J. R. Peñano, et al., *Stable Laser-Pulse Propagation in Plasma Channels for GeV Electron Acceleration*, Physical Review Letters **85** (2000), 5110–5113. S. 46
- [213] P. Sprangle, J. Krall, and E. Esarey, *Hose-Modulation Instability of Laser Pulses in Plasmas*, Physical Review Letters **73** (1994), 3544–3547. S. 75
- [214] P. Sprangle, Cha-Mei Tang, and E. Esarey, *Relativistic Self-Focusing of Short-Pulse Radiation Beams in Plasmas*, Plasma Science, IEEE Transactions on **15** (1987), no. 2, 145–153. S. 34
- [215] Donna Strickland and Gerard Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **55** (1985), no. 6, 447–449. S. 2, 15
- [216] G.-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, and P. Guzdar, *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Physics of Fluids **30** (1987), 526–532. S. 33, 48
- [217] M. Tabak, D. S. Clark, S. P. Hatchett, et al., *Review of progress in Fast Ignition*, Physics of Plasmas **12** (2005), no. 5, 057305. S. 87, 90
- [218] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*, Physical Review Letters **43** (1979), 267–270. S. 2, 35
- [219] K. A. Tanaka, T. Yabuuchi, T. Sato, et al., *Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer*, Review of Scientific Instruments **76** (2005), no. 1, 013507. S. 92, 98
- [220] X. Tao, R. M. Thorne, R. B. Horne, et al., *Importance of plasma injection events for energization of relativistic electrons in the Jovian magnetosphere*, Journal of Geophysical Research (Space Physics) **116** (2011), 1206. S. 133
- [221] J. Tilborg, C. B. Schroeder, C. V. Filip, et al., *Temporal Characterization of Femtosecond Laser-Plasma-Accelerated Electron Bunches Using Terahertz Radiation*, Physical Review Letters **96** (2006), no. 1, 014801. S. 67, 115
- [222] A. Ting, E. Esarey, and P. Sprangle, *Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas*, Physics of Fluids B: Plasma Physics **2** (1990), no. 6, 1390–1394. S. 47
- [223] P. Tomassini, M. Galimberti, A. Giulietti, et al., *Production of high-quality electron beams in numerical experiments of laser wakefield acceleration with longitudinal wave breaking*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **6** (2003), 121301. S. 67

- [224] 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** (2006), no. 12, 123102. S. 36
- [225] F. Tsung, Ritesh Narang, W. Mori, et al., *Near-GeV-Energy Laser-Wakefield Acceleration of Self-Injected Electrons in a Centimeter-Scale Plasma Channel*, Physical Review Letters **93** (2004), no. 18, 1–4. S. 49
- [226] J. van Tilborg, *Coherent Transition Radiation From a Laser Wakefield Accelerator as an Electron Bunch Diagnostic*, AIP Conference Proceedings (2004), 372–378. S. 115
- [227] J. P. Verboncoeur, A. B. Langdon, and N. T. Gladd, *An object-oriented electromagnetic PIC code*, Computer Physics Communications **87** (1995), 199–211. S. 111
- [228] W. Wang, J. Liu, Y. Cai, et al., *Angular and energy distribution of fast electrons emitted from a solid surface irradiated by femtosecond laser pulses in various conditions*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 2, 023108. S. 87
- [229] W. P. Wang, W. T. Wang, X. M. Zhang, et al., *Angular distribution of emitted electrons due to intense p-polarized laser foil interaction*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 3, 033101. S. 87
- [230] R. Weingartner, S. Raith, A. Popp, et al., *Ultralow emittance electron beams from a laser-wakefield accelerator*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012), 111302. S. 120
- [231] S. M. Wiggins, R. C. Issac, G. H. Welsh, et al., *High quality electron beams from a laser wakefield accelerator*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52** (2010), no. 12, 124032. S. 4
- [232] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Absorption of ultra-intense laser pulses*, Physical Review Letters **69** (1992), 1383–1386. S. 87, 90
- [233] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, et al., *Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions*, Physics of Plasmas **8** (2001), 542–549. S. 83
- [234] K. Wille, *The Physics of Particle Accelerators*, Oxford University Press, Incorporated, 2001. S. 109
- [235] O Willi, M Behmke, L Gezici, et al., *Particle and x-ray generation by irradiation of gaseous and solid targets with a 100TW laser pulse*, Plasma Physics and Controlled Fusion **51** (2009), no. 12, 124049. S. 19
- [236] Yuchi Wu, Dan Han, Bin Zhu, et al., *A new method to calculate the beam charge for an integrating current transformer*, Review of Scientific Instruments **83** (2012), no. 9, 093302. S. 60

-
- [237] K. Zeil, S. D. Kraft, A. Jochmann, et al., *Absolute response of Fuji imaging plate detectors to picosecond-electron bunches*, Review of Scientific Instruments **81** (2010), no. 1, 013307. S. 62
- [238] M. Zhou, C.E. Clayton, C. Huang, et al., *Beam head erosion in self-ionized plasma wakefield accelerators*, Particle Accelerator Conference, 2007. PAC. IEEE, june 2007, pp. 3064 –3066. S. 47

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei einigen Kollegen, mit denen ich während meiner Dissertation zusammenarbeiten konnte, für ihre Unterstützung bedanken.

In erster Linie danke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Georg Pretzler, der mich über die Dauer der Promotion jederzeit mit der so wichtigen Motivation, mit immer erneut beeindruckendem fachlichem Wissen und mit immer freundlichem Rat unterstützt hat.

Prof. Dr. Alexander Pukhov danke ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferats dieser Dissertation.

Ich danke auch Prof. Dr. Oswald Willi für die Möglichkeit, mit seinem Lasersystem Experimente durchführen zu können.

Außerordentlicher Dank gilt meinem Vorgänger Prof. Dr. Bernhard Hidding. Einen fachlich und menschlich vorbildlicheren Betreuer und Kollegen hätte ich mir nicht wünschen können.

Ich möchte auch Oliver Karger danken, für die tüchtige und fruchtbare Zusammenarbeit an der Space Radiation.

Oliver Jansen danke ich ebenfalls vielmals für das unermüdliche Durchführen und Auswerten der Simulationen zu den Festkörperexperimenten.

Dr. Toma und Monika Toncian danke ich sehr für die zahlreichen Stunden, die sie den Laser für mich bereitgestellt haben.

Für die Unterstützung bei der Vorbereitung und der Durchführung der Experimente, sowie für die Zusammenarbeit außerhalb der Labors danke ich den vielen weiteren Kollegen und Mitarbeitern des ILPP.

Danke auch an Michael Behmke, Fabian Budde, Johannes Bockelmann und Severin Montag für die unterhaltsamen Mittagspausen.

Herzlichen Dank an meinen Bruder und meine Eltern für den Rückhalt, den ihr mir gegeben habt.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, 6. Juni 2013

(Thomas Königstein)