

**Erzeugung relativistischer Elektronen
durch Propagation hochintensiver Laserpulse
in einem Plasma**

*Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München*

vorgelegt von **Christoph Gahn**
aus Paderborn

München, den 14.4.2000

1. Gutachter: *Prof. Dr. Dieter Habs*

2. Gutachter: *Prof. Dr. Klaus Witte*

Tag der mündlichen Prüfung: 24.7.2000

Zusammenfassung

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Erzeugung von MeV-Elektronen bei der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit einem Plasma. Bei Lichtintensitäten von mehr als 10^{18} W/cm^2 wird die Bewegung der Elektronen relativistisch und durch kollektive Effekte entstehen im Plasma Beschleunigungsgradienten von 10 GeV/cm . In Abhängigkeit von der Plasmadichte und den Laserpulsparametern können unterschiedliche Prozesse die Beschleunigung bewirken. Während bisher nur Plasmawellen und die damit verbundenen elektrischen Felder als Ursache für die Beschleunigung galten, wurde in der vorliegenden Arbeit erstmalig ein experimenteller Nachweis für die sog. *Direkte Laserbeschleunigung* erbracht. Der Puls, der eine Leistung von einigen Terawatt hat, kontrahiert zunächst durch die relativistische Selbstfokussierung auf einen Durchmesser von einigen μm , zerfällt dann in einzelne Filamente und kollabiert schließlich in einem Superkanal. In diesem Kanal fließt ein Elektronenstrom von der Größenordnung 100 kA , der von einem azimuthalen 100 MG -Magnetfeld umgeben ist. Gleichzeitig werden die Elektronen durch die ponderomotorische Kraft aus dem Kanal verdrängt, so daß sich ein statisches elektrisches Feld von einigen GV/cm aufbaut. In diesen Feldern führen die verbliebenen Elektronen Betatronoszillationen aus und werden analog zum inversen freien Elektronenlaser resonant beschleunigt, wenn ihre Oszillationsfrequenz mit der dopplerverschobenen Laserfrequenz übereinstimmt.

Das Experiment wurde mit dem ATLAS-Lasersystem am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) durchgeführt. Die Laserpulse, die 130 fs lang sind und eine Energie von 250 mJ haben, werden mit einem Parabolspiegel in einen Gas-Jet fokussiert, in dem ein Druck von bis zu 20 Atmosphären herrscht. Bereits die ansteigende Pulsflanke ionisiert das Gas im Falle von Helium oder Wasserstoff vollständig, so daß der Hauptteil des Pulses in einem unterkritischen Plasma propagiert. Im ersten Schritt wurden mit einer optischen Abbildung des Fokus das Einsetzen der Selbstfokussierung bei der vorhergesagten Plasmadichte und die Kanalbildung nachgewiesen. Gleichzeitig diente ein szintillierender Schirm als Nachweis für schnelle Elektronen. Um das Elektronenspektrum bestimmen zu können, wurde daraufhin ein Spektrometer für die speziellen Anforderungen bei Laser-Plasma-Experimenten konzipiert, das die Messung winkelaufgelöster Elektronenspektren ermöglichte. Der Elektronenstrahl verläuft mit einem Öff-

nungswinkel von 15° coaxial zum Laserpuls und sein Energiespektrum folgt einer Boltzmannverteilung mit einem gemessenen Maximum von mehr als 12 MeV. Die Gesamtanzahl der MeV-Elektronen beträgt 2×10^{10} pro Laserschuß.

Die Übereinstimmung dieser Spektren mit einer dreidimensionalen Particle-In-Cell-Simulation, in der die Theoriegruppe am MPQ die Laser-Plasma-Wechselwirkung vollständig implementiert hat, läßt den Schluß zu, daß in diesem Parameterbereich die direkte Laserbeschleunigung der dominante Beschleunigungsmechanismus ist. Als Ergänzung dazu konnte in dieser Arbeit mit einer vollrelativistischen Einzelteilchensimulation die resonante Beschleunigung demonstriert und im Detail analysiert werden.

Abschließend gelang es erstmalig, mit einem Table-Top-Laser Positronen zu erzeugen und nachzuweisen. Dazu wurde der Elektronenstrahl auf ein Bleitarget gerichtet, in dem zunächst Bremsstrahlung und dann Elektron-Positron-Paare produziert wurden. Dieses Experiment demonstriert die Möglichkeit, Kurzpuls-Hochleistungslaser alternativ zu konventionellen Teilchenbeschleunigern zur Elementarteilchenerzeugung zu nutzen. Bei den derzeitigen Fortschritten in der Laserentwicklung wird die laserinduzierte Erzeugung von Pionen, Myonen, η 's und ω 's in den nächsten Jahren möglich sein.

Abstract

In the present work the interaction of ultrashort laser pulses with an underdense plasma is investigated, with the emphasis on the generation of MeV-electrons. At intensities exceeding 10^{18} W/cm² the electron motion becomes relativistic and collective plasma effects give rise to acceleration gradients of 10 GeV/cm. Depending on plasma density and laser-pulse parameters, various processes result in the acceleration. So far plasma waves and the associated electric fields were the only candidate for the acceleration, but in this work the first experimental evidence for the so-called *direct laser acceleration* was found. The laser pulse with a power of some terawatts shrinks to a diameter of a few microns due to relativistic self-focusing, breaks up into several filaments and finally collapses into a single super-channel. In this channel, high electron currents of the order of 100 kA are driven accompanied by an azimuthal magnetic field of about 100 MG. Simultaneously the electrons are pushed out of the channel by the strong ponderomotive force leading to a static electric field of several GV/cm. The remaining electrons make betatron oscillations in these static and magnetic fields and experience a significant acceleration when their oscillation frequency is in resonance with the doppler-shifted laser frequency. This is the inverse free-electron laser mechanism where the magnetic wiggler is replaced by the static channel fields.

The experiment was performed at the Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) using the laser system ATLAS. The laser pulses (130 fs/250 mJ) are focused with an off-axis parabolic mirror into a gas jet providing a pressure of up to 20 atmospheres. The leading edge of a pulse ionizes the gas completely when helium or hydrogen is used, so that the main part of the pulse is propagating in an underdense plasma. In a first step, a sidescattering imaging system of the focus was used to show the onset of self-focusing at the theoretically predicted threshold and at higher plasma densities the channel formation. Simultaneously a bright spot on a scintillating screen confirmed the existence of a relativistic electron beam. In order to determine the electron energy spectrum, thereafter an electron spectrometer was developed that fulfills the special requirements of laser-plasma interaction experiments and allows to measure angularly resolved spectra. The electron beam is coaxial to the laser pulse and has an divergence angle of 15°. The energy spectrum follows a Boltzmann-like distribution with a maximum measured

energy of 12 MeV. The total number of MeV-electrons is 2×10^{10} per laser shot.

The spectra are closely reproduced by three-dimensional Particle-in-Cell simulations performed by the theoretical group at MPQ. A detailed analysis indicates that for the parameter range used in the experiment the direct laser acceleration is the dominant electron acceleration mechanism. In addition, a fully relativistic single-particle simulation could demonstrate the acceleration at resonance in great detail.

Finally, measurements on the first table-top laser produced positrons were performed. By inserting a high- Z material into the electron beam, electron-positron pairs were created via Bremsstrahlung-production. This experiment demonstrates the possibility to use ultrashort-pulse high-intensity lasers instead of conventional particle accelerators for the generation of elementary particles. Considering the present progress of laser development, the laser-induced production of Pions, Muons, η 's, and ω 's will be possible in the near future.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Laserinduzierte Elektronenbeschleunigung | 5 |
| 2.1 | Elektronenbeschleunigung im Vakuum | 5 |
| 2.2 | Selbstfokussierungseffekte | 9 |
| 2.2.1 | Ponderomotorische Selbstfokussierung | 10 |
| 2.2.2 | Relativistische Selbstfokussierung | 12 |
| 2.2.3 | Kanalbildung | 15 |
| 2.3 | Beschleunigungsmechanismen im Plasma | 17 |
| 2.3.1 | Laser-Wakefield-Beschleunigung | 17 |
| 2.3.2 | Direkte Laserbeschleunigung | 21 |
| 3 | Kanalbildung und MeV-Elektronen im Experiment | 27 |
| 3.1 | Das Lasersystem ATLAS | 27 |
| 3.2 | Experimenteller Aufbau | 29 |
| 3.3 | Bestimmung der Fokusintensität | 30 |
| 3.4 | Dichteprofil des Gas-Jets | 31 |
| 3.5 | Kanalbildung | 32 |
| 3.6 | Nachweis von MeV-Elektronen | 34 |
| 4 | Das Elektronenspektrometer | 39 |
| 4.1 | Der Dipolmagnet als dispersives Element | 40 |
| 4.2 | Szintillatorfasern und CCD-Kamera als Detektor | 43 |
| 4.3 | Funktionstest im Experiment | 46 |
| 4.4 | Eigenschaften des Spektrometers | 48 |
| 5 | Messung von Elektronenspektren | 51 |
| 5.1 | Experimenteller Aufbau | 51 |
| 5.2 | Abhängigkeit von der Plasmadichte | 52 |
| 5.3 | Winkelabhängigkeit | 55 |
| 5.4 | Abhängigkeit von der Laserintensität | 57 |
| 5.5 | Abhängigkeit von der Gassorte | 60 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5.6 | Zusammenfassung | 61 |
| 6 | Direkte Laserbeschleunigung | 63 |
| 6.1 | 3D-PIC-Simulationen | 63 |
| 6.2 | Einzelteilchen-Simulation | 66 |
| 6.2.1 | Die Resonanz | 69 |
| 6.2.2 | Monte-Carlo-Simulation | 69 |
| 6.3 | Erklärungen für die experimentellen Ergebnisse | 74 |
| 7 | Laserinduzierte Positronenerzeugung | 75 |
| 7.1 | Paarerzeugung durch Elektronen | 75 |
| 7.2 | Experimenteller Nachweis von Positronen | 77 |
| 7.3 | Eine neue Positronenquelle | 83 |
| 8 | Perspektiven | 85 |
| | Literaturverzeichnis | 89 |
| | Publikationen | 99 |
| P.1 | C. Gahn <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 83 , 4772 (1999) | 99 |
| P.2 | C. Gahn <i>et al.</i> , Appl. Phys. Lett. 73 , 3662 (1998) | 105 |
| P.3 | C. Gahn <i>et al.</i> , Rev. Sci. Instrum. 71 , 1642 (2000) | 109 |
| P.4 | G. D. Tsakiris <i>et al.</i> , Phys. Plasmas 7 , 3017 (2000) | 115 |

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklung der Kurzpuls-Hochleistungslaser hat seit der Realisierung der „Chirped Pulse Amplification“ im Jahre 1985 [1] einen außergewöhnlichen Verlauf genommen. So werden heute mit „Table-Top“-Systemen, die auf einem Labortisch Platz haben und Pulse von ~ 100 fs Dauer mit ~ 100 mJ Energie bieten, im Fokus Intensitäten von mehr als 10^{18} W/cm² erreicht. Dieser Wert stellt für die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie gleichsam eine magische Schwelle dar, weil an ihr die Bewegung freier Elektronen relativistischen Charakter bekommt. Sie oszillieren nicht mehr nur im elektrischen Feld, sondern erfahren durch das Magnetfeld eine Beschleunigung in Laserpropagationsrichtung. In Plasmen kommen kollektive, nichtlineare Effekte hinzu, die zu Beschleunigungsgradienten von 10 GeV/cm führen. Damit bieten diese Multi-Terawatt-Laser eine Alternative zu konventionellen Teilchenbeschleunigern. Bedenkt man, daß es mit dem kürzlich still gelegten NOVA-Laser am Lawrence Livermore National Laboratory bereits ein System gab, das Laserschüsse mit einer Leistung von 1 PW und einer Fokussintensität von 10^{21} W/cm² lieferte, läßt sich erahnen, welches Potential in diesen Lasern und ihrer Entwicklung steckt [2]. Zur Zeit befinden sich alleine in Europa vier Petawatt-Lasersysteme bereits im Bau oder in der Entwicklung (*Rutherford Appleton Laboratory* RAL: Fertigstellung 2002, *Laboratoire Utilisation des Lasers Intense* LULI: 2002, *Gesellschaft für Schwerionenforschung* GSI: 2003 [3], *Institut für Optik und Quantenelektronik* IOQ an der Universität Jena: 2004).

Ein gravierender Unterschied zwischen Multi-TW- und 0.1-1 PW-Systemen, ist der technisch bedingte zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Schüssen. Während erstere eine Repetitionsrate von 10 Hz erreichen, beschränkt sich die Nutzung letzterer im Augenblick noch auf ~ 1 Schuß pro Stunde.¹ Dadurch ist es schwer, die Reproduzierbarkeit der Ereignisse zu überprüfen und die zugrundeliegenden physikalischen Phänomene der Laser-Plasma-Wechselwirkung

¹Der in Jena geplante PW-Laser soll dank Pumplichterzeugung durch Laserdioden mit 0.1 Hz Repetitionsrate in Betrieb gehen.

zu untersuchen. Trotzdem ist mit einem der letzten NOVA-Schüsse die photoinduzierte Spaltung von ^{238}U gelungen [4]. Die 10Hz-Systeme ermöglichen es, mit wachsender Anzahl der Schüsse eine bessere Statistik für die Messung zu erzielen und somit Untergrund, der z. B. in Form von Röntgenstrahlung auftritt, von wirklichen Ereignissen zu trennen. So erbrachten Pretzler *et al.* am Max-Planck-Institut für Quantenoptik mit dem ATLAS-Laser den ersten Nachweis für Fusionsneutronen [5]. Sie beschossen ein Target aus deuteriertem Plastik und konnten die Signale in ihrem Detektor über Flugzeitmessung eindeutig als Neutronen identifizieren. Ohne die hohe Repetitionsrate wäre dies nicht möglich gewesen, da im Mittel nur bei jedem 15. Schuß ein meßbares Ereignis auftrat. Nach einem Ausbau des Lasers ($\sim 10\text{ TW}$) beträgt die Ausbeute an Neutronen jetzt 10^4 im vollen Raumwinkel pro Schuß. In einer Fortsetzung dieses Experiments konnte das Bremsstrahlungsspektrum, das die schnellen Elektronen beim Eindringen in das Target erzeugen, sehr genau vermessen und zu hohen Energien hin optimiert werden [6]. Es setzt sich aus 4×10^6 MeV-Photonen mit einer maximalen Energie von 2.5 MeV zusammen.

Von besonderer Bedeutung für diese Experimente ist die Ausbildung eines Plasmakanals, in dem der Laser über eine lange Strecke fokussiert bleibt und die Elektronen beschleunigt werden [7]. Dieser Effekt spielt auch bei der sog. *schnellen Zündung* („Fast Ignitor“) eines Fusionstargets eine wichtige Rolle [8]. Während in der konventionellen Trägheitsfusion die symmetrisch von allen Seiten eingestrahlten Laserpulse das sphärische Target so weit komprimieren müssen, bis sich im Kern die Fusion von Deuterium und Tritium selbständig in Gang setzt, findet hier nur eine Vorkomprimierung des Targets statt (Schritt 1 in Abb. 1.1). Dies hat den Vorteil, daß Instabilitäten vermieden werden. Um die Zündung des Targets vorzubereiten, bohrt ein weiterer Laserpuls (Schritt 2) ein Loch in die Hülle und drückt die Grenze, an der das Plasma überkritisch wird und die ein Laserpuls nicht durchdringen kann, nahe an den hochverdichteten Kern [9]. Ein letzter Puls (Schritt 3) kann nun in dem Kanal propagieren und Elektronen auf MeV-Energien beschleunigen. Diese Elektronen deponieren ihre Energie am Rande des Kerns und setzen die thermonukleare Reaktion in Gang. Der Erfolg dieses Konzepts ist stark von der Energie- und Richtungsverteilung der Elektronen abhängig, da sie ihre gesamte Energie an einer Stelle deponieren müssen. Ein breites Spektrum mit entsprechend unterschiedlichen Reichweiten der Elektronen im Plasma oder eine große Strahldivergenz wären daher kontraproduktiv.

Die Untersuchung der Beschleunigungsmechanismen der Elektronen in Verbindung mit der Bildung eines Plasmakanals verspricht somit fundamentale Erkenntnisse für die Licht-Materie-Wechselwirkung, für die laserinduzierte Teilchenproduktion und für die schnelle Zündung. Die Kanalbildung kann dabei nur in einem unterkritischen Plasma auftreten, das experimentell auf unterschiedliche

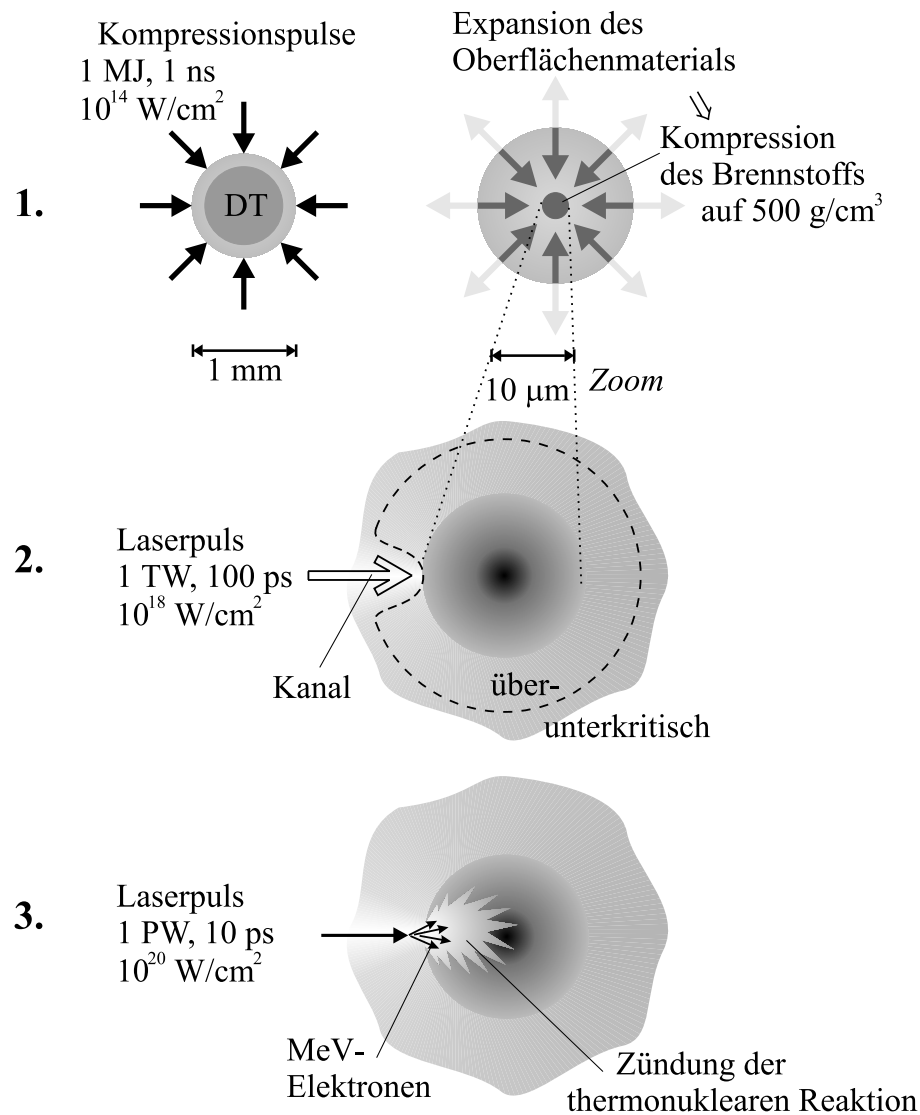


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Konzepts zur schnellen Zündung.

Weise präpariert werden kann. Bei den oben beschriebenen Experimenten wird auf Festkörpertargets geschossen. Ein Vorpuls schafft ein in das Vakuum expandierendes Plasma an der Targetoberfläche, in dem dann der Hauptpuls einen Kanal von maximal einigen $10 \mu\text{m}$ Länge bilden kann. Da Simulationen und erste Messungen aber auf wesentlich größere Propagationslängen hindeuten, wenn nur ein entsprechend weit ausgedehntes Plasma zur Verfügung steht [10], bietet ein Gas-Jet (Durchmesser $\sim 1 \text{ mm}$), der von der ansteigenden Flanke des Pulses ionisiert wird, eine sinnvolle Alternative zu dem Festkörpertarget/Vorpuls-Konzept. Auch ermöglicht er, die beschleunigten Elektronen direkt zu vermessen, nachdem sie den Kanal verlassen haben, und so die Einflüsse unterschiedlicher experimenteller Parameter auf die Beschleunigung studieren zu können. Deshalb steht die

Wechselwirkung zwischen einem solchen Gas-Target und ATLAS-Laserpulsen im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit. Im einzelnen gliedert sie sich wie folgt:

- *Kap. 2* gibt einen kurzen Einblick in die Mechanismen der Elektronenbeschleunigung im Vakuum und im unterkritischen Plasma. Dabei wird besonderes Augenmerk auf die relativistisch-ponderomotorische Selbstfokussierung und die Kanalbildung gelegt, da diese beiden Effekte Voraussetzung für die in dieser Arbeit erstmalig experimentell bestätigte direkte Laserbeschleunigung sind [11].
- In *Kap. 3* wird der experimentelle Nachweis erbracht, daß mit der Bildung eines Kanals die Beschleunigung von Elektronen auf einige MeV Energie verbunden ist.
- *Kap. 4* beschreibt die Entwicklung eines neuartigen Elektronenspektrometers, das an die speziellen Bedingungen der Laser-Plasmawechselwirkung angepaßt ist [12].
- Die Ergebnisse der Messungen mit dem Elektronenspektrometer stehen im Mittelpunkt von *Kap. 5*. Es zeigt die Winkelverteilung der Elektronen und die Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wie Plasmadichte, Laserpulsdauer, -energie und Gassorte.
- *Kap. 6* vergleicht die experimentellen Ergebnisse mit verschiedenen Simulationen, um den Mechanismus der Elektronenbeschleunigung im Kanal identifizieren zu können [13].
- Gegenstand von *Kap. 7* ist eine Anwendung des Elektronenstrahls, bei der ein weiterer Schritt in der Reihe der laserinduzierten Teilchenerzeugung vollzogen wird. Dabei erzeugt der Elektronenstrahl in einem Bleitarget Positronen, die dank einer aufwendigen Abschirmung des Detektors vom Untergrund diskriminiert werden können.
- *Kap. 8* zeigt abschließend Perspektiven für die Physik mit Kurzpuls-Hochleistungslasern auf.
- Im Anhang *Publikationen* sind die im Rahmen dieser Arbeit erschienenen Publikationen zur Elektronenbeschleunigung abgedruckt.

Kapitel 2

Laserinduzierte Elektronenbeschleunigung

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick, wie hochintensives Laserlicht Elektronen beschleunigen kann. Dabei wird zunächst das Verhalten eines einzelnen freien Elektrons im Vakuum beschrieben. Im Mittelpunkt stehen aber Beschleunigungsmechanismen, die durch kollektive Effekte in einem Plasma verursacht werden.

2.1 Elektronenbeschleunigung im Vakuum

Ein Elektron bewege sich in einer ebenen, linear polarisierten Welle mit elektrischem und magnetischem Feld ¹

$$\vec{E}_L = E_0 \hat{x} \cos \phi, \quad (2.1)$$

$$\vec{B}_L = E_0 \eta \hat{y} \cos \phi \quad (2.2)$$

mit der Amplitude E_0 , den Einheitsvektoren \hat{x} , \hat{y} , der Phase $\phi = \omega t - kz$, dem Brechungsindex η , der Frequenz ω , der Wellenzahl $k = \eta\omega/c$ und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c . Die Lichtintensität I dieser Welle beträgt

$$I = \frac{c}{8\pi} E_0^2 = \frac{a_0^2}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} \times 1.37 \times 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}, \quad (2.3)$$

wobei $a_0 = eE_0/\omega mc$ die dimensionslose Lichtamplitude (mit m der Elektronenruhemasse und $-e$ der Elektronenladung) ist und λ die Wellenlänge des Lichtes in μm . Die elektrische Feldstärke und die magnetische Induktion belaufen sich in Einheiten von a_0 auf

$$E_0 = \frac{a_0}{\lambda [\mu\text{m}]} \times 32 \frac{\text{GV}}{\text{cm}}, \quad (2.4)$$

¹Die Gleichungen sind im cgs-Gauß-System geschrieben. Für die Umrechnung in SI-Einheiten s. z. B. [14].

$$B_0 = E_0/c = \frac{a_0}{\lambda[\mu\text{m}]} \times 107 \text{ MG} . \quad (2.5)$$

Die Bewegung eines Elektrons in elektrischen und magnetischen Feldern \vec{E} und \vec{B} beschreibt die Gleichung

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = -e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \quad (2.6)$$

mit dem Impuls \vec{p} , der Geschwindigkeit \vec{v} , dem relativistischen γ -Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ und $\beta = v/c$. Multipliziert man diese Gleichung mit \vec{p} und zieht man $\vec{p}d\vec{p} = \frac{1}{2}dp^2$ sowie $\gamma = \sqrt{1+(p/mc)^2}$ hinzu, so erhält man die Energiegleichung

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = -e \vec{E} \cdot \vec{v} . \quad (2.7)$$

Bei kleinen Feldstärken bzw. niedrigen Intensitäten verhält sich das Elektron in der Welle klassisch (d. h. $\gamma \simeq 1$) und der zweite Term in Gl. 2.6, der aus der Lorentzkraft resultiert, ist wegen des Faktors $1/c$ zu vernachlässigen. Das Elektron oszilliert im elektrischen Feld transversal zur Propagationsrichtung der Welle mit einer Geschwindigkeit (wenn die Anfangsbedingungen so gewählt sind, daß es sich bei maximaler Feldstärke in Ruhe befindet) von

$$\vec{v} \stackrel{a_0 \ll 1}{\simeq} -a_0 c \hat{x} \sin \omega t . \quad (2.8)$$

Wenn die Lichtamplitude a_0 gegen 1 geht, nähert sich v der Lichtgeschwindigkeit und die Bewegung wird relativistisch. Nun gewinnt die Lorentzkraft an Bedeutung und beschleunigt das Elektron in Propagationsrichtung der Welle. Dies geschieht bei einem Intensität-Wellenlängenprodukt (s. Gl. 2.3) von

$$I\lambda^2 \simeq 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2 . \quad (2.9)$$

Zieht man das Vektorpotential \vec{A} hinzu, aus dem die Felder mit $-\partial\vec{A}/\partial t = c\vec{E}_L$ und $\nabla \times \vec{A} = \vec{B}_L$ hervorgehen (hier $\vec{A} = -k^{-1}E_0\vec{x} \sin \phi$), ergibt sich die Trajektorie des Elektrons aus der Bewegungsgleichung und der Energiegleichung [15–17]: Integration der Gl. 2.6 liefert mit (i) $\partial\vec{A}/\partial t = d\vec{A}/dt - (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{A}$, (ii) $\vec{v} \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\vec{v} \cdot \vec{A}) - (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{A}$ und (iii) $d\vec{A}/dx = 0$

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= \frac{e}{c} \frac{dA_x}{dt} \\ \Rightarrow p_x - \frac{e}{c} A_x &= p_{x0} \end{aligned} \quad (2.10)$$

mit dem Anfangsimpuls p_{x0} bei $\phi = 0$ und der x -Komponente des Vektorpotentials A_x . Multipliziert man Gl. 2.6 mit c und subtrahiert sie von Gl. 2.7, erhält man als Bewegungskonstante k_1

$$\begin{aligned} \gamma - \frac{p_z}{mc} &= k_1 \\ \Rightarrow \frac{p_z}{mc} &= \frac{1 - k_1^2 + (p_x/mc)^2}{2k_1} . \end{aligned} \quad (2.11)$$

Unter der Bedingung, daß das Elektron bei $\phi = 0$ (d. h. bei maximaler Feldstärke) in Ruhe ($\vec{p} = 0$) und damit $k_1 = 1$ ist, führen die Bewegungskonstanten zu

$$p_x = \frac{e}{c} A_x \quad \text{und} \quad (2.12)$$

$$T = cp_z = \frac{p_x^2}{2m} \quad (2.13)$$

mit der kinetischen Energie des Elektrons $T = (\gamma - 1)mc^2$. Wird berücksichtigt, daß $\vec{p} = m\omega\gamma(1 - \beta_z) d\vec{r}/d\phi = m\omega d\vec{r}/d\phi$ (denn $\beta_z = p_z/\gamma mc = 1 - 1/\gamma$), ergibt sich die z -Koordinate der Elektronentrajektorie

$$z = \frac{c}{4\omega} a_0^2 \left(\phi - \frac{1}{2} \cos 2\phi \right). \quad (2.14)$$

Während sich der zweite Term über eine Periode ausmittelt, führt der erste zur mittleren Driftgeschwindigkeit des Elektrons

$$\vec{v}_D = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2} c \xrightarrow{a_0 \rightarrow \infty} c, \quad (2.15)$$

mit der es sich in Propagationsrichtung der Welle bewegt. Die maximale kinetische Energie des Elektrons in der Welle beläuft sich nach Gl. 2.13 auf

$$T = \frac{a_0^2}{2} mc^2. \quad (2.16)$$

Hat das Elektron schon eine relativistische Anfangsenergie mit $\gamma_0 \gg 1$ und $p_{z0} \gg p_{x0} = 0$, unterliegt es einer sehr viel größeren Beschleunigung $\Delta\gamma$. Mit $k_1 = \gamma - p_z/mc = \gamma_0 - p_{z0}/mc \approx mc/2p_{z0}$ ergibt sich näherungsweise

$$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0 = \frac{p_z - p_{z0}}{mc} = \frac{1 - k_1^2 + a_0^2}{2k_1} - \frac{1}{2k_1} \approx a_0^2 \frac{p_{z0}}{mc} \approx a_0^2 \gamma_0. \quad (2.17)$$

Allerdings erfährt ein Elektron, das anfänglich in Ruhe war, in einer Welle, die von endlicher Dauer ist, keine Nettobeschleunigung. Nachdem es vom Puls überholt worden ist, kehrt es wieder in den Ruhezustand zurück. Dies folgt direkt aus Gln. 2.12 u. 2.13, die auch für endliche Pulse gültig sind. Anders ist das Verhalten in einem Laserfokus, in dem die Feldamplituden stark radial, z. B. gaußförmig

$$\vec{E}_L = E_0 e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} \hat{x} \cos \phi, \quad (2.18)$$

$$\vec{B}_L = E_0 e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} \eta \hat{y} \cos \phi, \quad (2.19)$$

$$a = a_0 e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} \quad (2.20)$$

abfallen, wobei r_0 der Radius ist, in dem 86% der Energie enthalten sind. In diesem Fall ist eine Nettobeschleunigung von Elektronen möglich. Dafür ist die

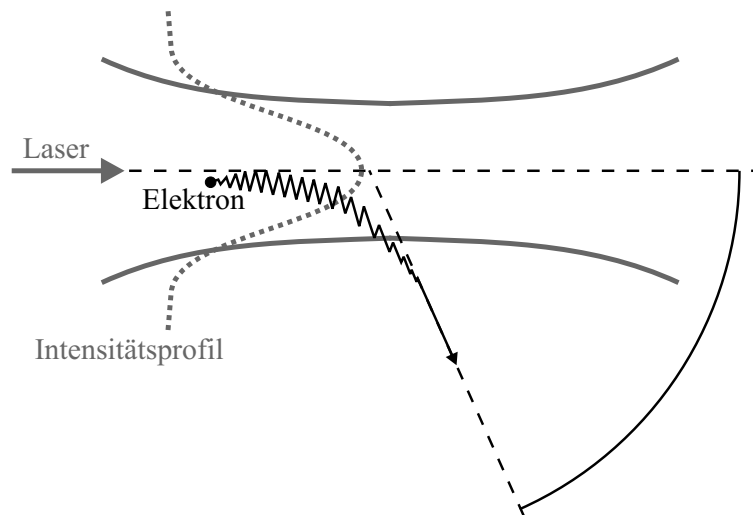


Abbildung 2.1: Prinzip der ponderomotorischen Streuung eines Elektrons im Laserfokus.

sog. ponderomotorische Streuung der Elektronen verantwortlich, die in Abb. 2.1 skizziert ist [18–21]. Wie im vorherigen Fall beginnt das Elektron, im Laserfeld zu oszillieren, und bewegt sich, wenn die Oszillationsgeschwindigkeit groß genug ist, auf den Laserfokus zu. Dort gerät es unter den Einfluß der ponderomotorischen Kraft, die es aus Bereichen hoher Intensität herausschleudert [22, 23]. Ein Elektron, das in der ersten Hälfte seiner Oszillation in Richtung niedrigerer Intensität beschleunigt wird, erfährt dort bei der Rückbeschleunigung wegen der niedrigeren Feldstärke nur noch eine geringere Kraft, die nicht ausreicht, daß es wieder an seinen Ausgangspunkt zurückkehren kann. So verläßt das Elektron schließlich den Einflußbereich des Laserfeldes.

Zur Herleitung der ponderomotorischen Kraft beginnt man im klassischen Fall ($a_0 \ll 1$) mit der ersten Näherung der Geschwindigkeit (Gl. 2.8) \vec{v}_1 bzw. der resultierenden Verschiebung $\delta\vec{x}_1$ des Elektrons im Lichtfeld

$$\begin{aligned} \vec{v}_1 &= -\frac{e}{m\omega} \vec{E}_s(\vec{x}_0) \sin \omega t \\ \delta\vec{x}_1 &= \frac{e}{m\omega^2} \vec{E}_s(\vec{x}_0) \cos \omega t , \end{aligned} \quad (2.21)$$

wobei \vec{E}_s die räumliche Abhängigkeit enthält und \vec{x}_0 der Anfangsort der Elektronenbewegung ist. In zweiter Näherung entwickelt man das elektrische Feld am Ort \vec{x}

$$\vec{E}(\vec{x}) = \vec{E}(\vec{x}_0) + (\delta\vec{x}_1 \cdot \nabla) \vec{E}|_{\vec{x}=\vec{x}_0} + \dots , \quad (2.22)$$

so daß mit $c\nabla \times \vec{E} = -d\vec{B}/dt$ bzw. $\vec{B} = (c/\omega)\nabla \times \vec{E}|_{\vec{x}=\vec{x}_0} \sin \omega t$ bei der Mittelung

über eine Periode aus der Bewegungsgleichung 2.6 die ponderomotorische Kraft

$$\begin{aligned}\vec{F}_p &= -\frac{e^2}{2m\omega^2} \left[\underbrace{(\vec{E}_s \cdot \nabla) \vec{E}_s}_{(\delta \vec{x}_1 \cdot \nabla) \vec{E}} + \underbrace{\vec{E}_s \times (\nabla \times \vec{E}_s)}_{\vec{v}_1 \times \vec{B}} \right] \\ &= -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla \vec{E}_s^2\end{aligned}\quad (2.23)$$

folgt. Im relativistischen Fall ($a_0 \gtrsim 1$) kommt ein Faktor $1/\gamma$ hinzu, so daß gilt [24, 25]:

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{4\gamma m\omega^2} \nabla \vec{E}_s^2. \quad (2.24)$$

Auch hier werden die Elektronen in Bereiche niedrigerer Intensität gedrängt.

Die maximal erreichbare Energie eines durch ponderomotorische Streuung beschleunigten Elektrons ist von der Größenordnung der Werte in Gln. 2.16 u. 2.17 [19]. Der Streuwinkel θ , unter dem das Elektron den Fokus verläßt, ist nach Gl. 2.13 eindeutig festgelegt und beträgt [18, 19]

$$\theta = \tan^{-1} \frac{p_x}{p_z} \stackrel{\gamma_0=1}{=} \tan^{-1} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}. \quad (2.25)$$

2.2 Selbstfokussierungseffekte eines Laserpulses im Plasma

In einem Plasma kann Licht propagieren, wenn seine Frequenz ω größer ist als die Plasmafrequenz ω_p [22]. Ein solches Plasma nennt man unterdicht oder unterkritisch. Dabei ist die Plasmafrequenz die Eigenfrequenz, mit der die Elektronen kollektiv gegen die trägen quasistationären Ionen schwingen:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}} \approx 5.7 \times 10^4 \sqrt{n_e [cm^{-3}]} s^{-1} \quad (2.26)$$

mit der Elektronendichte n_e . Für Laserpulse mit einer Wellenlänge von 790 nm, wie sie ATLAS liefert, ergibt sich somit eine kritische Dichte n_c von $1.8 \times 10^{21} cm^{-3}$, oberhalb derer das Licht nicht propagieren kann. Unterhalb dieser kritischen Dichte können zwei nichtlineare Effekte dazu führen, daß im Laserfokus höhere Intensitäten als im Vakuum erreicht werden und der Strahl weit über die vergleichbare Länge im Vakuum hinaus fokussiert bleibt. Sie resultieren zum einen aus der ponderomotorischen Kraft und zum anderen aus der relativistischen Massenzunahme der Elektronen bei der Oszillationsbewegung. Der Brechungsindex im Plasma [22]

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{4\pi n_e e^2}{\gamma m \omega^2}} \quad (2.27)$$

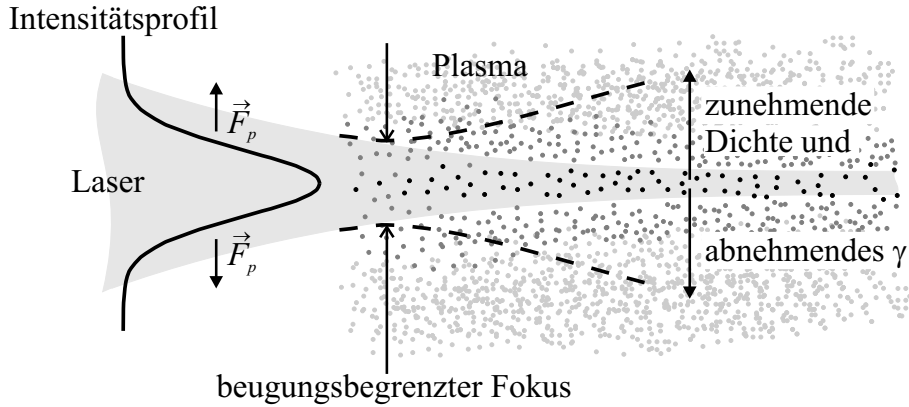


Abbildung 2.2: Prinzip der Selbstfokussierung in einem unterdichten Plasma. Die Punkte stellen Elektronen dar. Je dunkler sie sind, desto höher ist ihr relativistischer γ -Faktor. Die gestrichelten Linien deuten die Strahlteile im Vakuum an, \vec{F}_p ist die ponderomotorische Kraft.

wird dabei in der Weise beeinflusst, daß das Plasma wie eine positive Linse wirkt und den Laserstrahl stärker im Vergleich zum beugungsbegrenzten Vakuumfokus fokussiert. Auf diese beiden Effekte, die in Abb. 2.2 qualitativ skizziert sind und die als ponderomotorische bzw. relativistische Selbstfokussierung bezeichnet werden [26–29], soll im folgenden näher eingegangen werden.

2.2.1 Ponderomotorische Selbstfokussierung

Wegen des Intensitätsprofils des Laserstrahl (s. Gl. 2.20) wirkt die ponderomotorische Kraft (s. Gl.2.24)

$$\vec{F}_p = -\frac{mc^2}{2\gamma} \nabla \frac{a^2}{2} \quad (2.28)$$

auf die Elektronen und drängt sie in Bereiche niedrigerer Intensität. Ist die Wechselwirkung zwischen dem Laserpuls und den Plasmaelektronen adiabatisch, d. h. $\tau \gg 2\pi/\omega_p$, gilt für den mit der transversalen Oszillation verbundenen Impuls $p_\perp \approx amc$ und für den Impuls parallel zur Laserpropagationsrichtung $p_\parallel \approx 0$ [28, 30, 31]. Daraus ergeben sich der γ -Faktor der Plasmaelektronen in der Welle

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{\langle p^2 \rangle}{(mc)^2}} = \sqrt{1 + \frac{a^2}{2}} \quad (2.29)$$

und das ponderomotorische Potential Φ_p (mit $-e\nabla\Phi_p = \vec{F}_p$)

$$\Phi_p = \frac{mc^2}{e} \left(\sqrt{1 + \frac{a^2}{2}} - 1 \right). \quad (2.30)$$

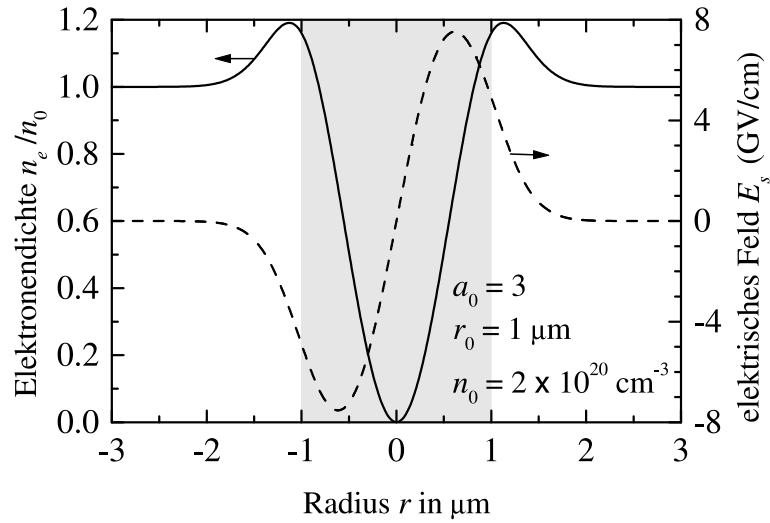


Abbildung 2.3: Dichteprofil (durchgezogene Linie) und statisches elektrisches Feld (gestrichelte Linie) bei der ponderomotorischen Selbstfokussierung für $a_0 = 3$ und $n_0 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Der grau unterlegte Bereich entspricht dem Laserstrahlradius r_0 . Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

Die entsprechende radiale Kraft treibt die Elektronen solange aus dem Bereich hoher Intensität heraus, bis diese ein radiales elektrisches Feld aufgebaut haben, dessen Coulomb-Kraft die ponderomotorische Kraft aufwiegt. Bei Gaußscher radialer Intensitätsverteilung (s. Gl. 2.20) ergibt sich ein quasistatisches Feld

$$\vec{E}_s = \vec{F}_p/e = \hat{r} \frac{mc^2 a_0^2 r}{er_0^2} e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}}\right)^{-1/2}. \quad (2.31)$$

Die entsprechende Elektronenverteilung läßt sich mit Hilfe des Gaußschen Gesetzes in differentieller Form

$$\nabla \cdot \vec{E}_s = 4\pi e(n_0 - n_e) \quad (2.32)$$

bestimmen, wobei n_0 die Ladungsdichte der Ionen ist. Diese Elektronenverteilung sowie das dazugehörige elektrische Feld sind in Abb. 2.3 für die später im Experiment wichtigen Parameter $a_0 = 3$, $r_0 = 1 \mu\text{m} \approx \lambda$ und $n_0 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Das Maximum des elektrischen Feldes liegt zwischen $r_0/2$ und r_0 . Auf der Laserachse tritt eine Dichtereduktion von $\Delta n/n_0 = 2 \left(\frac{c}{\omega_p r_0}\right)^2 a_0^2 (1 + a_0^2/2)^{-1/2}$ auf. Abb. 2.4 zeigt diese Reduktion für drei verschiedene Dichten in Abhängigkeit von der Lichtamplitude. Bei hinreichend großem a_0 tritt wie in Abb. 2.3 eine vollständige Elektronenentleerung – man spricht von Kavitation – im Zentrum des Laserspots auf.

Anhand Gl. 2.27 sieht man, wie durch die ponderomotorische Kraft der Brechungsindex im Plasma beeinflusst wird. Da sie eine radial anwachsende Elektronendichte verursacht (s. Abb. 2.2 u. 2.3), sieht der Laserstrahl einen entsprechend

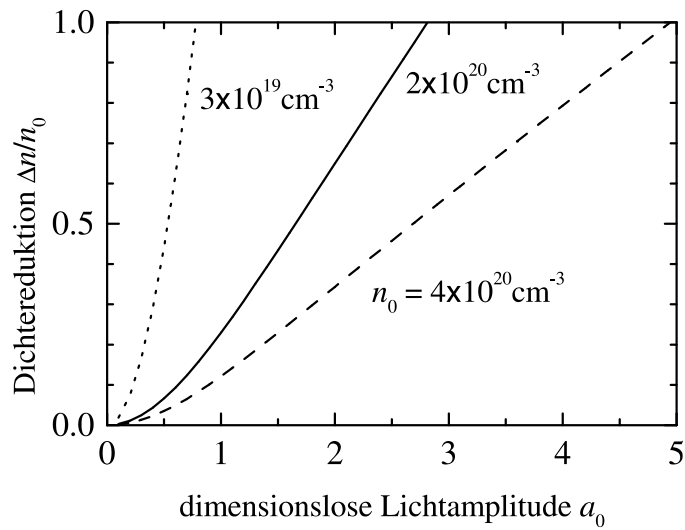


Abbildung 2.4: Dichtereduktion auf der Laserachse in Abhängigkeit von der dimensionslosen Lichtamplitude a_0 für drei verschiedene Plasmadichten n_0 .

radial abnehmenden Brechungsindex. Wenn dieser die Beugung auf- oder sogar überwiegt, bleibt der Strahl fokussiert bzw. zieht sich zu einem im Vergleich zum Vakuumfokus kleineren Spot zusammen. Diesem Effekt kann allerdings die Ionisationsdefokussierung entgegenwirken, die auftritt, wenn das Plasma vor der Wechselwirkung nicht vollständig ionisiert ist. Dann bildet sich durch das radial abnehmende Intensitätsprofil ein ebenfalls radial abnehmendes Ionisations- und damit Dichteprofil aus, das eine defokussierende Wirkung hat.

Quantitative Aussagen zum Einsetzen der ponderomotorische Selbstfokussierung werden im folgenden Abschnitt im Zusammenhang mit der relativistischen Selbstfokussierung getroffen.

2.2.2 Relativistische Selbstfokussierung

Die relativistische Selbstfokussierung ist ebenfalls auf das transversale Strahlprofil zurückzuführen. Da der mit der Oszillation in der Welle verbundene γ -Faktor der Plasmaelektronen nach Gl. 2.29 $\gamma = (1 + a^2/2)^{1/2}$ beträgt, führt die radial abnehmende Intensität ($\propto a^2$) zu einem entsprechend abnehmenden Brechungsindex (s. Gl. 2.27 und Abb. 2.2). Wie im Falle der ponderomotorischen Selbstfokussierung wirkt dies der Beugung entgegen.

Eine einfache Abschätzung verdeutlicht, von welchem Parameter das Einsetzen der relativistische Selbstfokussierung abhängt [32, 33]. Mit Gl. 2.27 und den Annahmen $a_0 \lesssim 1$ und $\omega_p = \text{const} \ll \omega$ läßt sich der Brechungsindex schreiben

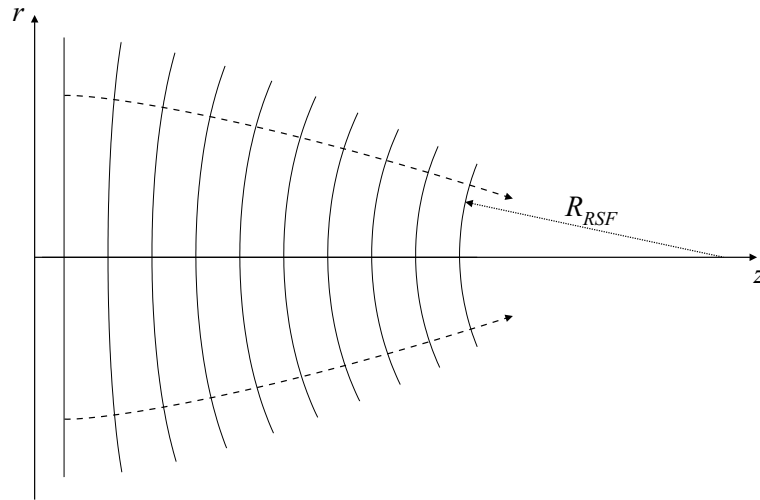


Abbildung 2.5: Einfluß des nichtlinearen Brechungsindex $\eta_2 > 0$ auf die Wellenfronten (durchgezogene Linien) und deren Normalen (gestrichelte Linien). Der Krümmungsradius R_{RSF} einer Wellenfront ist als gepunkteter Pfeil dargestellt.

als [34]

$$\eta \approx 1 - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}_{\eta_0} + \underbrace{\frac{1}{8} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}_{\eta_2} a^2 . \quad (2.33)$$

Damit ergibt sich die momentane Phase (o.E.d.A. sei $t = 0$) der Welle aus Gl. 2.20 für $r \ll r_0$ zu

$$\begin{aligned} kz &= \underbrace{\frac{\omega \eta_0}{c}}_{k_0} z + \underbrace{\frac{\omega \eta_2}{c}}_{k_2} a_0^2 \left(1 - \frac{2r^2}{r_0^2} \right) z \\ &\stackrel{\eta_2 a_0^2 \ll \eta_0}{=} k_0 z - \frac{k_0 r^2}{2R_{RSF}} , \end{aligned} \quad (2.34)$$

wobei

$$R_{RSF} = \frac{k_0 r_0^2}{4k_2 a_0^2 z} \quad (2.35)$$

der Krümmungsradius der Wellenfronten ist, den der nichtlineare Anteil des Brechungsindex η_2 verursacht. Die Abb. 2.5 zeigt die Wellenfronten und ihre konvergierenden Normalen. Gleichzeitig ist der Strahl der Beugung unterworfen. Diese führt zu einer Divergenz und einem entsprechenden Krümmungsradius der Wellenfronten von (für $z \ll z_R$)

$$R_B = \frac{z_R^2}{z} , \quad (2.36)$$

mit der Rayleighlänge

$$z_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} , \quad (2.37)$$

innerhalb derer der Strahlradius kleiner als $\sqrt{2}r_0$ ist [35]. Ist nun $R_{RSF} = R_B$ hebt die Selbstfokussierung den Beugungseffekt gerade auf und es ergibt sich

$$a_0^2 r_0^2 \stackrel{\lambda \approx \frac{2\pi}{k_0}}{\approx} \frac{1}{k_0 k_2} \stackrel{\eta_0 \approx 1}{\approx} \frac{8c^2}{\omega_p^2}. \quad (2.38)$$

Die Schwelle zur relativistischen Selbstfokussierung hängt damit nur von der Leistung des Lasers und nicht von seiner Intensität ab. Nach dieser Abschätzung beträgt die kritische Leistung $P_{RSF} = \pi r_0^2 I_0 / 2 = 4.4 n_c / n_e$ GW (mit der maximalen Intensität I_0 nach Gl. 2.3 [35]). Bei genauerer Betrachtung und numerischer Lösung der Gleichungen für die nichtlineare Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld des Lasers und dem Plasma ergibt sich ein Wert von [28]

$$P_{RSF} = 17 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \text{ GW} = 17 \frac{n_c}{n_e} \text{ GW}. \quad (2.39)$$

Dieser Wert setzt sich aus den Beiträgen sowohl des relativistischen als auch des ponderomotorischen Effektes zusammen. Bei dieser kritischen Leistung kontrahiert der Strahl auf einen Radius von

$$r_0 \approx 2 \frac{c}{\omega_p}. \quad (2.40)$$

Dieser Wert läßt sich auch abschätzen, wenn man den Kanal als dielektrischen Wellenleiter mit $\eta(r < r_0) = 1$ und $\eta(r \geq r_0) = (1 - \omega_p / \omega^2)^{1/2}$ betrachtet [14, 29]. Die Grenzfrequenz der Welle, die noch propagieren kann, beträgt

$$\omega = \frac{2.405 c}{r_0 \sqrt{\eta^2(r < r_0) - \eta^2(r \geq r_0)}}, \quad (2.41)$$

so daß sich bei vorgegebenem ω ein minimaler Kanalradius von $r_0 = 2.4 c / \omega_p$ ergibt.

Abb. 2.6 zeigt die Leistungsschwelle P_{RSF} und den entsprechenden Strahlradius in Abhängigkeit von der Plasmadichte. Für ATLAS-Laserpulse, die etwa 2 TW Leistung haben, wird eine Plasmadichte von $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ benötigt. Der Strahlradius beträgt bei noch höheren Dichten weniger als $1 \mu\text{m}$. Im Vergleich dazu erreicht man im Vakuum mit einer $F_{\ddagger}/3$ Fokussieroptik ($F_{\ddagger} = f/D$ mit der Brennweite f und dem Strahldurchmesser D), wie sie im Experiment verwendet wurde, bestenfalls [35]

$$r_0 = \frac{2}{\pi} \lambda F_{\ddagger} = 1.5 \mu\text{m}, \quad (2.42)$$

so daß sich die Intensität mindestens um einen Faktor 3 steigert.

Bei sehr hohen Leistungen bzw. Intensitäten wächst der Radius wieder an. Dies läßt sich einfach abschätzen, wenn man totale Kavitation ($n_e = 0$) innerhalb

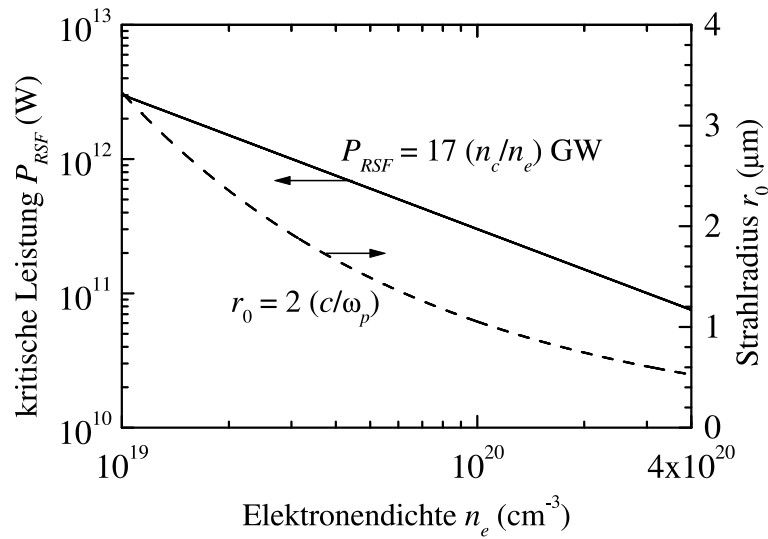


Abbildung 2.6: Leistungsschwelle (durchgezogene Linie) und Strahlradius (gestrichelte Linie) bei der relativistisch-ponderomotorischen Selbstfokussierung in Abhängigkeit von der Plasmadichte ($n_c = 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

von r_0 annimmt. Mit der Poissongleichung (s. Gl. 2.32) $\nabla^2 \Phi = -4\pi e(n_0 - n_e)$ und dem ponderomotorischen Potential Φ_p aus Gl. 2.30 erhält man

$$\begin{aligned}
 \nabla^2 (1 + a^2/2)^{1/2} &= - \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 \\
 \Rightarrow - \frac{(1 + a_0^2/2)^{1/2}}{r_0^2} &\approx - \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 \\
 \Rightarrow r_0 &\approx \frac{c}{\omega_p} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} \right)^{1/4} \stackrel{a_0 \gg 1}{\approx} \frac{c}{\omega_p} \sqrt{a_0}. \quad (2.43)
 \end{aligned}$$

Experimentell ist die relativistisch-ponderomotorische Selbstfokussierung bei verschiedenen Plasmadichten ($n_e = 0.003 n_c$ [36], $0.01 n_c$ [37], $0.03 n_c$ [38], $0.1 n_c$ [34]) demonstriert worden. Dabei propagierte der selbstfokussierte Strahl bis zu einer Länge, die dem mehrfachen konfokalen Parameter (zweimal die Rayleighlänge z_R) entsprach, dem Maß für die Länge des Fokus im Vakuum.

2.2.3 Kanalbildung

Die Selbstfokussierung eines Laserstrahls in einem Plasma war, seit sie Anfang der 70er Jahre postuliert wurde, Gegenstand vieler theoretischer Untersuchungen. Herausragend und für die folgenden Experimente von besonderer Bedeutung waren die Ergebnisse, die Pukhov und Meyer-Ter-Vehn in Ref. [7] vorgestellt haben. Dabei studierten sie mit Hilfe ihres dreidimensionalen Simulations-Codes

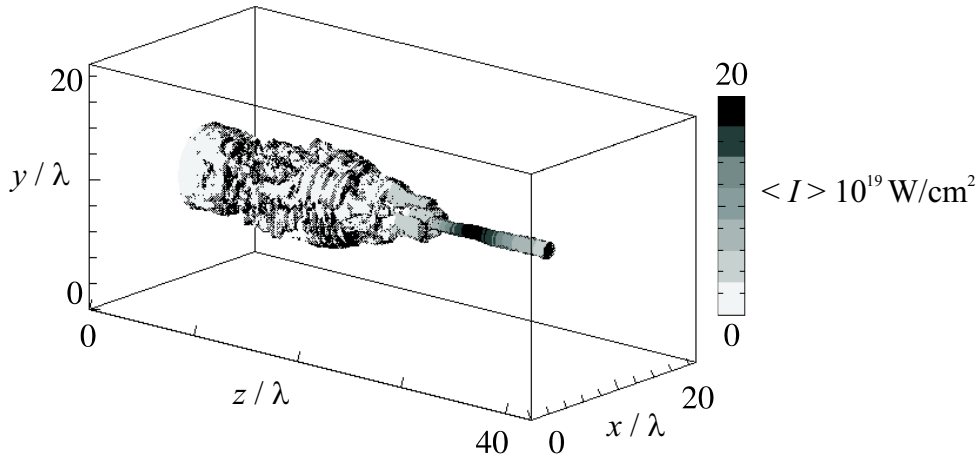


Abbildung 2.7: Kanalbildung in einer 3D-PIC-Simulation. Die Grauskala entspricht der maximalen Intensität $\langle I_{max} \rangle$ (über eine Periode gemittelt und in Einheiten von 10^{19} W/cm^2) in jeder (y, z) -Ebene; die dargestellte Oberfläche entspricht $0.67 \langle I_{max} \rangle$.

VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) [39] die relativistische Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem unterdichten Plasma. Diese Simulation ist eine sog. 3D-PIC-Simulation (three-dimensional Particle-in-Cell), bei der die Maxwellgleichungen und die Bewegungsgleichungen der Teilchen selbstkonsistent numerisch gelöst werden [40]. In diesem Fall wählten sie eine Intensität des Laserpulses von $I_0 = 1.24 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 3$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$), einen Strahldurchmesser von $2r_0 = 12\lambda$ und eine Elektronendichte $n_e = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} = 0.36 n_c$. Abb. 2.7 zeigt als ein wesentliches Resultat dieser Simulation eine perspektivische Ansicht des selbstfokussierten Pulses in der Simulationsbox nach einer Zeit von 180 fs. In dem selbstfokussierenden Strahl werden wegen der hohen Intensität Elektronen in Vorwärtsrichtung beschleunigt. In diesem Strom bilden sich über die Weibelinstabilität einzelne Filamente mit einer Stromdichte von der Größenordnung der Plasmadichte [41]. Diese Stromfilamente wiederum sind von starken azimuthalen Magnetfeldern umgeben, die zu einer weiteren Kontraktion der Filamente führen („Self-Pinching“). Wegen der Magnetfelder, die von der Größenordnung des magnetischen Feldes des Laserlichtes sind (in diesem Fall $\sim 100 \text{ MG}$), ziehen sich die Filamente gegenseitig an und vereinigen sich schließlich zu einem einzigen engen Kanal („Self-Channeling“), dem sog. Superkanal. Das Licht folgt diesen Filamenten relativistischer Elektronen, die den Brechungsindex wie bei der relativistischen Selbstfokussierung beeinflussen [42] und erreicht im Kanal gebündelt fast das zwanzigfache der Vakuumintensität.

Borghesi *et al.* haben in zwei Experimenten sowohl die Bildung eines Kanals [10] als auch das Auftreten von azimuthalen MG-Magnetfeldern beobachtet [43].

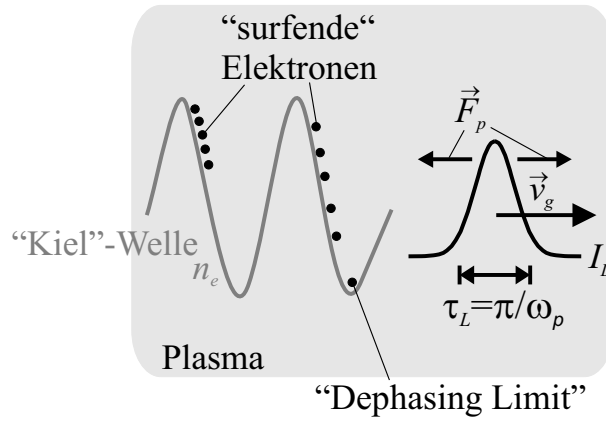


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Wakefield-Beschleunigung: Die mit dem Intensitätsverlauf des Lasers I_L verbundene ponderomotorische Kraft \vec{F}_p regt eine Plasmawelle mit dem Dichteprofil n_e an, in der Elektronen beschleunigt werden, bis sie das Dephasing Limit erreichen.

2.3 Beschleunigungsmechanismen im Plasma

Wie in Abschn. 2.1 dargestellt, kann ein hochintensiver Laserpuls einzelne Elektronen im Vakuum auf Energien von $a_0^2 mc^2/2$ beschleunigen. Im Plasma führen nichtlineare und kollektive Effekte dazu, daß eine um Größenordnungen höhere Anzahl von Elektronen noch höhere Energien erreicht. Während die Laser-Wakefield-Beschleunigung („Laser Wakefield Acceleration LWFA“) seit langem bekannt und experimentell bestätigt ist [44–46], wurde die direkte Laserbeschleunigung („Direct Laser Acceleration DLA“) erst kürzlich entdeckt [11, 47, 48]. Die folgenden Abschnitte stellen die beiden Mechanismen vor.

2.3.1 Laser-Wakefield-Beschleunigung

Ein kurzer Laserpuls kann über die ponderomotorische Kraft, die mit seiner Anstiegsflanke und dem sich anschließenden Abfall verbunden ist, eine Plasmawelle anregen. Wenn seine Pulsdauer τ_L so an die Plasmafrequenz (und die entsprechende Dauer der Plasmaschwingung τ_p) angepaßt ist, daß gilt

$$\tau_L = \frac{\tau_p}{2} = \frac{\pi}{\omega_p}, \quad (2.44)$$

erfahren die Plasmaelektronen gerade resonant mit ihrer Eigenfrequenz zwei aufeinanderfolgende Stöße in entgegengesetzter Richtung. Aus dieser Dichteoszillation entwickelt sich dann eine Kielwelle („Wake“), die mit der Gruppengeschwindigkeit des Lichtes v_g hinter dem Laserpuls herläuft (s. Abb. 2.8). Das longitudinale elektrische Feld, das sich in dieser Welle aufbaut, ist von der Größenordnung des Feldes, das mit dem axialen Verlauf des Laserpulses verbunden ist. Der steile

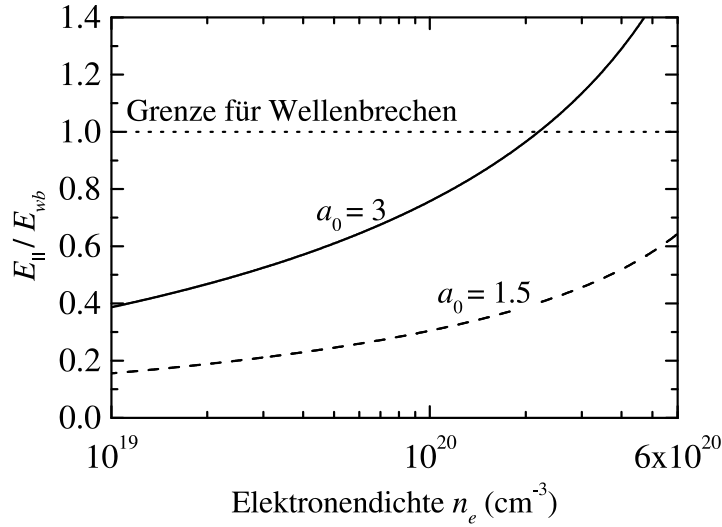


Abbildung 2.9: Feldamplitude der Welle E_{\parallel}/E_{wb} in Abhängigkeit von der Plasmadichte bei LWFA für $a_0 = 1.5$ (gestrichelte Linie) und $a_0 = 3$ (durchgezogene Linie). Die gepunktete Linie stellt die Grenze dar, oberhalb derer Wellenbrechen einsetzt.

Anstieg an der Pulsflanke führt zu einer ponderomotorischen Kraft, die bei einem Puls mit z. B. gaußförmigen Zeitverlauf (man ersetze a_0 in Gl.2.20 durch $a_0 \exp[-(v_g t - z/v_g \tau_L)^2]$) nach Gl. 2.24 zu einem maximalen elektrischen Feld der Größenordnung

$$E_{\parallel} = -|\vec{F}_p|/e \stackrel{|\nabla_{\parallel}| \approx k_p}{\approx} \frac{m\omega_p c}{e} \frac{a_0^2/2}{\sqrt{1+a_0^2/2}} \quad (2.45)$$

führt [49, 50]. Wenn das Feld so groß wird, daß die räumliche Oszillationsamplitude die Plasmawellenlänge überschreitet, bricht die Welle [51]. Das entsprechende elektrische Feld E_{wb} beim Einsetzen des Wellenbrechens (sog. „Wave Breaking Limit“), läßt sich mit dem Gaußschen Gesetz abschätzen [49]. Mit der maximalen Amplitude der Dichteoszillationen von $n_e = 2n_0$ erhält man

$$\begin{aligned} \nabla_{\parallel} \cdot \vec{E}_{wb} &\approx 4\pi e n_0 \\ \stackrel{|\nabla_{\parallel}| \approx k_p \approx \omega_p/c}{\Rightarrow} E_{wb} &\approx \frac{m\omega_p c}{e} \approx \sqrt{n_0 [\text{cm}^{-3}]} \frac{\text{V}}{\text{cm}} . \end{aligned} \quad (2.46)$$

Hier wird durch $|\nabla_{\parallel}| \gtrsim k_p$ sichergestellt, daß die Oszillationsamplitude der Elektronen nicht größer als die Plasmawellenlänge wird. Die voll relativistische Lösung lautet

$$E_{wb} = \frac{\sqrt{2}m\omega_p c}{e} (\gamma_p - 1)^{1/2} , \quad (2.47)$$

wobei γ_p der Lorentzfaktor ist, der sich aus der Phasengeschwindigkeit v_p der Plasmawelle ergibt [52]. Das Verhältnis zwischen der Feldamplitude in der Welle und dem Grenzwert zeigt die Abb. 2.9. Realistische Feldstärken in der Welle belaufen sich auf etwa 10 GV/cm.

Einzelne Elektronen, die in dem Potential der Welle gefangen sind, „reiten“ auf diesem Potentialberg wie ein Surfer auf einer Wasserwelle und werden beim „Abreiten“ des Berges beschleunigt (s. Abb. 2.8). Dies geschieht solange, bis das Elektron, das sich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, das Potentialminimum erreicht hat. Die Zeit t_{dl} und Distanz d_{dl} , bis dieses sog. „Dephasing Limit“ erreicht ist, errechnen sich aus $ct_{dl} = v_p t_{dl} + \lambda_p/2$ zu

$$t_{dl} = \frac{\pi \gamma_p^2}{ck_p} \quad \text{und} \quad d_{dl} = ct_{dl} = \frac{\pi \gamma_p^2}{k_p} \simeq \pi c \frac{\omega^2}{\omega_p^3}, \quad (2.48)$$

mit der Annahme, daß $v_p = v_g = c\eta \simeq c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$ und damit $\gamma_p \simeq \omega/\omega_p$. Dabei kann das Elektron mit Gl. 2.46 eine maximale Energie von

$$T \approx \epsilon E_{wb} d_{dl} = \frac{\pi \omega^2}{\omega_p^2} m c^2 \quad (2.49)$$

erreichen [49], bzw. in der voll relativistischen Behandlung [44]:

$$\gamma_{max} = 2\gamma_p^2 = 2 \frac{\omega^2}{\omega_p^2}. \quad (2.50)$$

Abb. 2.10 zeigt sowohl die Dephasing-Distanz als auch die maximal erreichbare Energie in Abhängigkeit von der Plasmadichte. Zwar sinkt einerseits die Maximalenergie mit steigender Dichte wegen der abnehmenden Gruppengeschwindigkeit des Lichtes, andererseits verkürzt sich aber auch die dafür benötigte Distanz. Da es nicht möglich ist, experimentell ein beliebig weit ausgedehntes homogenes Plasma zu präparieren, gilt es in einer praktischen Anwendung, einen Kompromiß zu finden.

Es bleibt anzumerken, daß sich die vorhergehenden Ergebnisse aus eindimensionalen Betrachtungen ergeben. Dies ist gerechtfertigt, wenn die transversale Ausbreitung der Plasmawelle viel größer ist als ihre Wellenlänge. Bei starker Laserfokussierung (d. h. $\lambda \approx r_0 \approx \lambda_p$ nach Gl. 2.42 und Abb. 2.10), wie sie in den folgenden Experimenten vorliegt, treten zusätzlich 2D-Effekte auf (u. a. transversales Wellenbrechen), die zu einer weiteren Verringerung der maximal erreichbaren Feldstärke in der Welle führen [53].

Eine Variante der LWFA ist die „Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration SM-LWFA“. Hierbei bricht ein Laserpuls, der eigentlich viel länger als eine Plasmaoszillation ist, in kurze Pulse auf, die die Bedingung aus Gl. 2.44 erfüllen. Dafür ist zum einen die stimulierte Raman-Streuung, ein 1-D-Effekt, verantwortlich, bei der ein Photon in eine Plasmawelle und ein entsprechend in der Wellenlänge verschobenes Photon gestreut wird [23]. Diese Welle moduliert periodisch den Brechungsindex des Plasmas, so daß der Puls an Stellen hoher (niedriger) Dichte

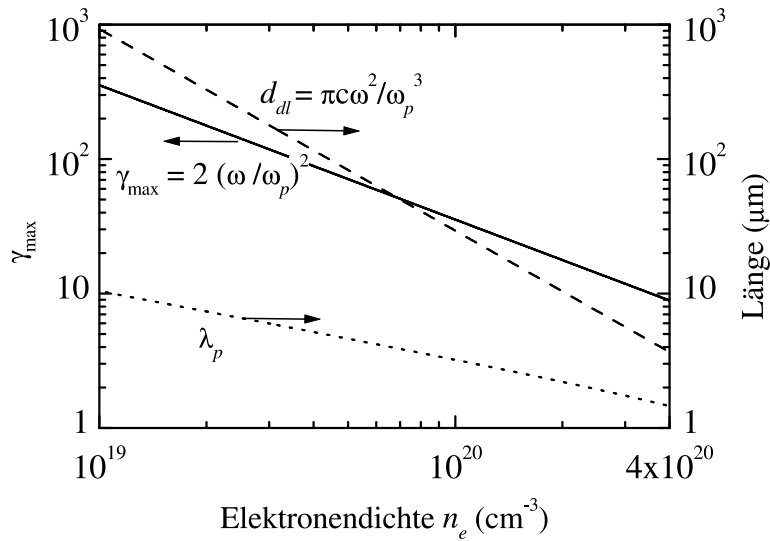


Abbildung 2.10: Maximal erreichbare Energie γ_{max} (durchgezogene Linie), Dephasing-Distanz d_{dl} (gestrichelte Linie) und Plasmawellenlänge λ_p (gepunktete Linie) in Abhängigkeit von der Plasmadichte bei LWFA (für $\lambda = 790 \text{ nm}$). Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

langsamer (schneller) läuft und sich schließlich kurze Pulse der halben Plasmawellenlänge ausbilden [54]. Da die Plasmawelle und das „Bunching“ des Lichtes um $\pi/2$ phasenverschoben sind, ergibt sich aus der ponderomotorischen Kraft des „gebunchten“ Lichtes eine Rückkopplung auf die Plasmadichte, die den Effekt noch verstärkt.

Zum anderen kann der Puls beim Self-Channeling durch eine Selbstmodulation seiner Einhüllenden („Envelope Self-Modulation“), einen 2-D-Effekt, aufbrechen [55]. Hier wird durch die ansteigende Pulsflanke eine kleine Plasmawelle angeregt, mit der radiale Dichtegradienten verbunden sind, die auf den Puls rückwirken. Es entstehen lokal mit der Periode der Plasmawellenlänge Dichteveränderungen, die den Brechungsindex beeinflussen. Ist auf der Laserachse $n_e < n_0$, stellt sich ein Gradient $\partial n_e / \partial r > 0$ ein, der wie bei der ponderomotorischen Selbstfokussierung zur Fokussierung des Pulses führt. Umgekehrt verhält es sich, wenn auf der Achse eine Dichteerhöhung vorliegt. Damit ergibt sich ein selbstmodulierter Zug kurzer Pulse der Länge $\simeq \lambda_p / 2$, in dem das Wakefield resonant angeregt wird. Im Vergleich zur Standard-LWFA können sowohl höhere Beschleunigungsgradienten als auch wegen der Kanalbildung längere Beschleunigungsstrecken erreicht werden. Verschiedene Gruppen haben die Beschleunigung von Elektronen auf viele MeV nachgewiesen [38, 56–58].

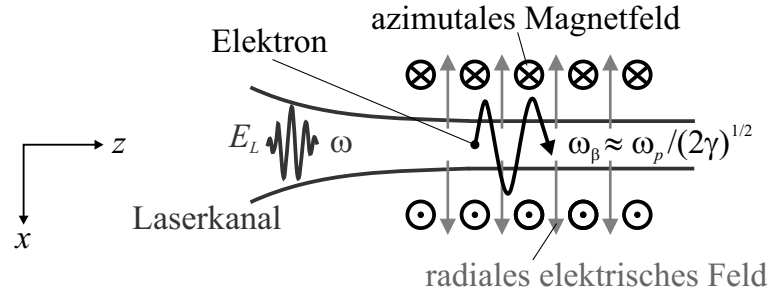


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der direkten Laserbeschleunigung. Das Elektron oszilliert mit der Betatronfrequenz ω_β in den statischen Feldern des Kanals und wird bei Resonanz mit der Frequenz ω des elektrischen Laserfeldes E_L beschleunigt.

2.3.2 Direkte Laserbeschleunigung

1998 sind Pukhov und Meyer-ter-Vehn bei der „Beobachtung“ einzelner hochenergetischer Elektronen in ihren PIC-Simulationen auf die direkte Laserbeschleunigung gestoßen [47, 48]. Dieser Mechanismus, der schematisch in Abb. 2.11 dargestellt ist, funktioniert prinzipiell wie der inverse freie Elektronenlaser [59], wobei das periodische Magnetfeld, das als Undulator bzw. Wiggler fungiert, durch die im Kanal selbsterzeugten statischen Felder ersetzt wird. Ein relativistisches Elektron ($v_z \approx c$), das sich mit dem Laserpuls im Kanal bewegt, führt in diesen Feldern transversale Oszillationen aus. Die dazugehörige Oszillationsfrequenz, die in Anlehnung an den freien Elektronenlaser Betatronfrequenz ω_β genannt wird, läßt sich leicht abschätzen. Nimmt man an, daß der Kanal total von Elektronen entleert ist, ergibt sich aus den Maxwellgleichungen für $r < r_0$ ein elektrisches Feld von

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E}_s &= 4\pi en_0 \\ \int \dots dV \text{ und Gaußscher Satz} \Rightarrow e\vec{E}_s &= \frac{1}{2}\omega_p^2 mr\hat{r}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Für $p_r \ll p_z = \text{const}$ und damit $\gamma \approx \text{const}$ folgt aus der Bewegungsgleichung 2.6

$$\gamma m \frac{d^2 r}{dt^2} \approx e|E_s| = -\frac{1}{2}\omega_p^2 mr, \quad (2.52)$$

so daß das Elektron transversal mit der Frequenz

$$\omega_\beta = \frac{\omega_p}{\sqrt{2\gamma}} \quad (2.53)$$

im Kanal oszilliert.

Dasselbe Ergebnis erhält man unter der Annahme, daß sich fast alle Elektronen im Kanal mit annähernd Lichtgeschwindigkeit mit dem Laserpuls bewegen

und ein azimuthales Magnetfeld erzeugen. Dann gilt wiederum aus den Maxwellgleichungen für $r < r_0$

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{B}_s &= \frac{4\pi}{c} \vec{J} = -4\pi en_e \hat{z} \\ \int \dots dA \text{ und Satz von Stokes} \Rightarrow e \vec{B}_s &= \frac{1}{2} \omega_p^2 m r \hat{\phi}, \end{aligned} \quad (2.54)$$

mit der Stromdichte \vec{J} und dem zum Azimutalwinkel gehörigen Einheitsvektor $\hat{\phi}$. Aus der Bewegungsgleichung folgt mit $\gamma = \text{const}$ und $v_z \approx c$

$$\gamma m \frac{d^2 r}{dt^2} = -e \frac{v_z}{c} |B_s| \approx -\frac{1}{2} \omega_p^2 m r \quad (2.55)$$

und somit dieselbe Betatronfrequenz wie im vorherigen Fall. Da in der Realität ein Teil der Elektronen ponderomotorisch aus dem Kanal herausgetrieben wird und der andere Teil in Vorwärtsrichtung beschleunigt wird, überlagern sich die statischen Felder zu entsprechenden Teilen und üben dann zusammen auf das Elektron eine Kraft aus, die in der Summe den Einzelkräften aus Gln. 2.52 bzw. 2.55 entspricht.

Ist die Betatronfrequenz in Resonanz mit der vom Elektron gesehenen dopperverschobenen Laserfrequenz, erfährt das Elektron eine sehr effektive Beschleunigung. Dies wird schnell deutlich, wenn man die Bewegung auf die x - z -Ebene beschränkt (s. Abb. 2.11), die statischen Felder mit $E_{sx} = \kappa_{E_s} x$ bzw. $B_{sy} = \kappa_{B_s} x$ beschreibt, die Oszillationsbewegung des Elektrons durch $v_x = v_{xA} \cos(\omega_\beta t + \psi)$ nähert und das Laserfeld durch eine ebene Welle (s. Gl. 2.1) idealisiert. Mit der Energiegleichung 2.7 erhält man

$$\begin{aligned} mc^2 \frac{d\gamma}{dt} &= -e \vec{E} \cdot \vec{v} \\ &= -e \kappa_{E_s} x \frac{dx}{dt} - e v_x E_0 \cos(\omega t - kz) \\ &= -\frac{1}{2} e \kappa_{E_s} \frac{dx^2}{dt} - \frac{1}{2} e E_0 v_{xA} [\cos(\omega_\beta t + \omega t - kz + \psi) + \\ &\quad \cos(\omega_\beta t - \omega t + kz + \psi)]. \end{aligned} \quad (2.56)$$

Während sich der $\frac{d}{dt}x^2$ -Term und der mit $\omega_\beta + \omega$ schnell oszillierende Kosinusterm über eine Periode ausmitteln und damit keinen Beitrag leisten, kann der letzte Term effektiv zum Energiegewinn beisteuern. Ändert sich seine Phase $\Psi = (\omega_\beta - \omega)t + kz + \psi$ nur langsam mit der Zeit, d. h. $d\Psi/dt \approx 0$, bzw. ist die daraus resultierende Resonanzbedingung

$$\begin{aligned} \omega_\beta &= \omega - kv_z \\ \Rightarrow \frac{\omega_\beta}{\omega} &= 1 - \eta \frac{v_z}{c} \end{aligned} \quad (2.57)$$

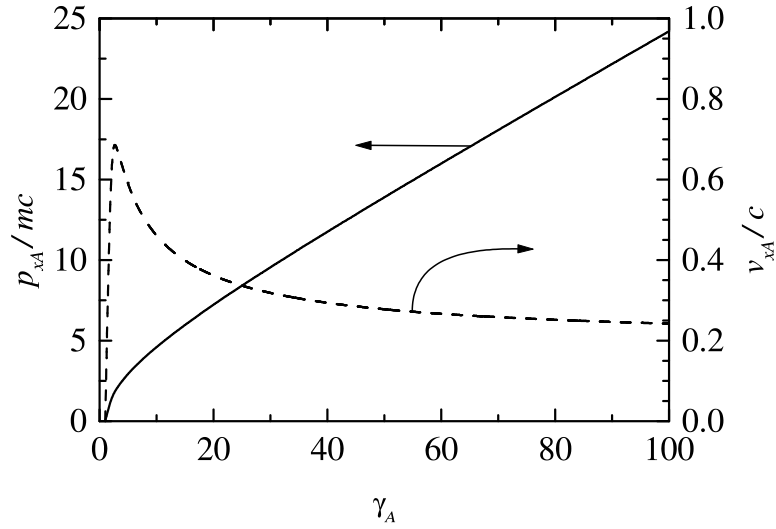


Abbildung 2.12: Dimensionsloser transversaler Impuls, p_{xA}/mc (durchgezogene Linie) und die dazugehörige Geschwindigkeit v_{xA}/c eines Elektrons auf der Kanalachse als Funktion seiner Energie γ_A für $\gamma_{A0} = 0$ und $\eta = 0.98$. Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

erfüllt, erfährt das Elektron eine Beschleunigung, wenn gleichzeitig $\frac{\pi}{2} < \Psi + 2n\pi < \frac{3\pi}{2}$ mit $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ gilt. Diese Bedingung erfordert unter der Annahme $v_x \ll c$ für $\eta = 0.98$ (z. B. $a_0 = 3$ und $n_0 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) ein minimales $\gamma = 2$.

Wie die Impulsgleichung für die z -Komponente

$$\frac{dp_z}{dt} = -\frac{1}{2}e\kappa_{B_s} \frac{dx^2}{dt} - \frac{ekv_x}{\omega} E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.58)$$

zeigt, setzt das Laserfeld über die Lorentzkraft, die es mit $-\frac{e}{c}\vec{v} \times \vec{B}_L$ auf das Elektron ausübt, den transversalen Energiegewinn in die vorwärtsgerichtete Impulskomponente um. Wie bei Gl. 2.56 erhält man wieder den sich nur langsam verändernden Kosinus-Term, der zu zeitlich konstantem Impulsgewinn führt. Multipliziert man Gl. 2.58 mit ω/k und subtrahiert sie von Gl. 2.56, erhält man als Bewegungskonstante

$$\gamma_A - \frac{p_{zA}}{\eta mc} = \text{const} , \quad (2.59)$$

wobei das Subskript A die Werte der entsprechenden Größen auf der Kanalachse bezeichnet. Mit der Beziehung $p_{xA}^2 = m^2 c^2 (\gamma_A^2 - 1) - p_{zA}^2$ lassen sich der transversale Impuls und die entsprechende maximale Geschwindigkeit v_{xA} bestimmen. Beide sind der Abb. 2.12 zu entnehmen. Auffallend ist die Konstanz der Geschwindigkeit ($v_{xA} \simeq 0.25 c$) über einen großen Energiebereich ($20 < \gamma_A < 100$). Aus p_{xA} und p_{zA} ergibt sich der maximale Winkel in Abhängigkeit von γ , mit dem die Elektronen den Kanal verlassen. Dieser wird in Abschn. 6.2.2 von Bedeutung sein.

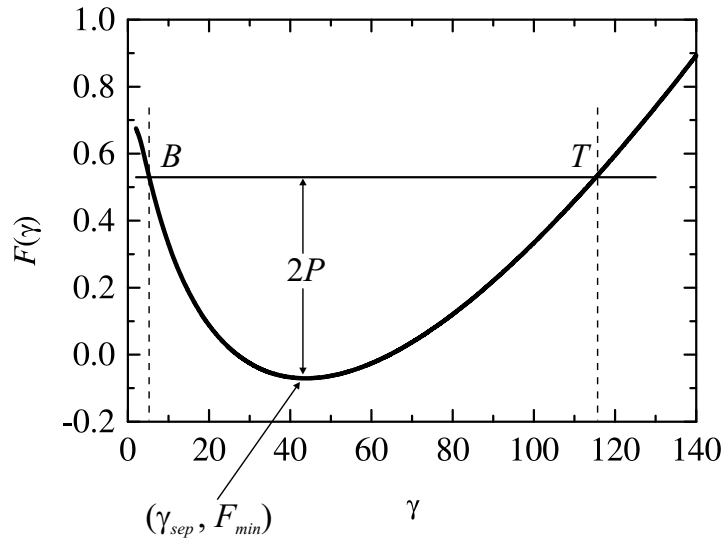


Abbildung 2.13: F als Funktion von γ (Gl. 2.62) für $a_0 = 3$, $n_0 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $v_{xA} = 0.2c$. Die Energie zu dem Punkt B entspricht dem Minimum, die zu T dem Maximum der Separatrix in Abb. 2.14. Bei γ_{sep} treten die Schnittpunkte der Separatrix auf.

Der Energiegewinn läßt sich abschätzen, wenn man die Ableitungen

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\frac{eE_0v_{xA}}{2v_zmc^2} \cos \Psi \quad \text{und} \quad \frac{d\Psi}{dz} = \frac{\omega - \omega_\beta - kv_z}{v_z} \quad (2.60)$$

kombiniert zu

$$\frac{d\gamma}{d\Psi} = -\frac{eE_0v_{xA} \cos \Psi}{2mc^2 \left(\omega - \frac{\omega_p}{\sqrt{2\gamma}} - kv_z \right)}. \quad (2.61)$$

Diese Gleichung beschreibt das Phasenraumverhalten der Elektronen. Mit der nach Abb. 2.12 gerechtfertigten Näherung, daß v_{xA} unabhängig von γ ist und mit $v_z/c = \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} - \frac{v_{xA}^2}{2c^2}\right)^{1/2}$, ergibt die Integration von Gl. 2.61

$$F(\gamma) = -P \sin \Psi + c_1, \quad (2.62)$$

$$\text{mit } F(\gamma) \equiv \gamma - \eta \sqrt{(1 - \alpha_0)\gamma^2 - 1} + \eta \cos^{-1} \frac{1}{\gamma \sqrt{(1 - \alpha_0)}} - \sqrt{2\gamma} \frac{\omega_p}{\omega}, \quad (2.63)$$

$P = a_0v_{xA}/2c$, $\alpha_0 = v_{xA}^2/2c^2$ und der Integrationskonstante $c_1 = F(\gamma_0) + P \sin \Psi_0$. Abb. 2.13 zeigt $F(\gamma)$ für Parameter, die in den nächsten Kapiteln von Bedeutung sein werden. Mit wachsendem γ fällt $F(\gamma)$ zunächst, erreicht ein Minimum F_{min} bei $\gamma = \gamma_{sep}$ und steigt dann wieder. Zu einem Wert von F gehören jeweils zwei γ -Werte. Ist für ein Elektron $c_1 - P < F_{min}$, kann Ψ in Gl. 2.62 nicht alle Werte zwischen 0 und 2π annehmen. Ein solches Elektron ist gefangen. Für $c_1 - P > F_{min}$

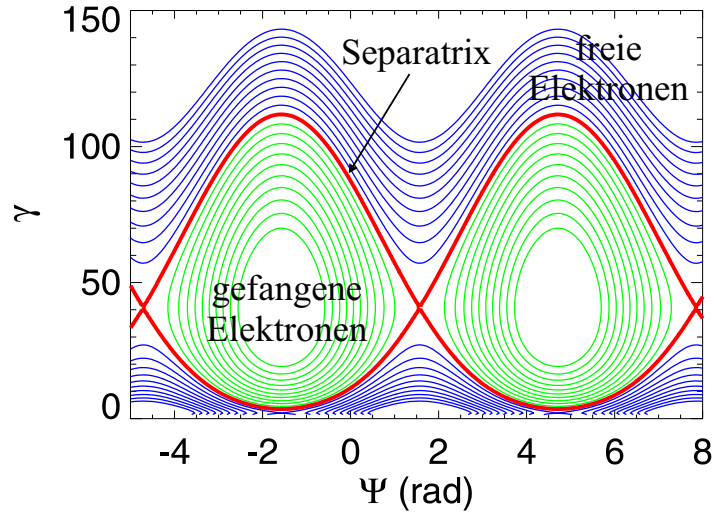


Abbildung 2.14: Phasenraumverhalten (γ gegen Ψ) der Elektronen für die Parameter $a_0 = 3$, $n_0 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $v_{xA} = 0.2 c$.

hingegen sind alle Werte von Ψ erlaubt, so daß diese Elektronen nicht gefangen sind. Die Separatrix ist gegeben durch

$$F(\gamma) - F_{min} = P(1 - \sin \Psi) . \quad (2.64)$$

Abb. 2.14 gibt die Separatrix und das Phasenraumverhalten der gefangenen bzw. freien Elektronen wieder. Elektronen auf derselben Kurve haben ihre Bewegung mit demselben Wert für c_1 begonnen. Die Schnittpunkte der Separatrix treten bei $\gamma = \gamma_{sep}$, $\Psi = \pi/2 + 2n\pi$ auf. Der größte Wert, den die rechte Seite der Gl. 2.64 annehmen kann, ist $2P$. Zieht man in Abb. 2.13 eine horizontale Linie auf der Höhe $2P$ über F_{min} , schneidet diese die $F(\gamma)$ -Kurve an zwei Punkten T und B . B entspricht dem minimalen, T dem maximalen Wert der Separatrix. Die Spanne $\gamma_T - \gamma_B$ ist die maximale Energie, die ein gefangenes Elektron hinzugewinnen kann. Bei den hier gewählten Parametern werden Elektronen von $\gamma \approx 5$ bis auf Werte weit über 100 beschleunigt.

Elektronen mit $c_1 - P > F_{min}$ sind frei und befinden sich über der Separatrix. Um die maximal erreichbare Energie dieser Elektronen zu ermitteln, müßte man eine horizontale Linie in Abb. 2.13 auf der Höhe $2P$ über dem zur Anfangsenergie gehörigen $F(\gamma_0)$ -Wert ziehen. Der rechts von γ_{sep} liegende Schnittpunkt dieser Linie mit der $F(\gamma)$ -Kurve ergäbe die maximal erreichbare Energie. Die hier relevanten Kurven sind aber die innerhalb bzw. unterhalb der Separatrix. Am Anfang des Beschleunigungsprozesses haben die Elektronen wenig Energie in der Größenordnung des ponderomotorischen Potentials (nach Gl. 2.29: $\gamma < 10$). Die meisten Elektronen werden deshalb unterhalb der Separatrix bleiben und kaum beschleunigt werden. Die Elektronen, die sich innerhalb der Separatrix befinden,

beginnen ihre Bewegung an der unteren Grenze der Separatrix. In Abhängigkeit von ihrer Anfangsenergie γ_0 und der anfänglichen Phasenbeziehung Ψ_0 bewegen sie sich auf unterschiedlichen Phasenraumkurven und werden unterschiedlich stark beschleunigt. Am Ende des Kanals, an dem die statischen Felder verschwinden und das Laserlicht „aufgebraucht“ ist, bestimmt die momentane Position auf der Phasenraumkurve die Energie, mit der das Elektron das Plasma verläßt. Für ein Ensemble vieler Elektronen ist somit eine breit gestreute Energieverteilung zu erwarten. Wie diese Endverteilung für ein Ensemble aussieht, das mit einer Verteilung niedriger Anfangsenergien startet, wird eine Monte-Carlo-Simulation in Abschn. 6.2.2 zeigen.

Gl. 2.56 hält abschließend noch eine weitere Information über die Abhängigkeit des Energiegewinns von den Laserparametern bereit: Der Energiegewinn $\Delta\gamma$ der Elektronen skaliert (wiederum unter der Voraussetzung $v_{xA} \approx const$) mit der Amplitude des elektrischen Laserfeldes, also

$$\Delta\gamma \sim E_0 \sim \sqrt{I}. \quad (2.65)$$

Kapitel 3

Kanalbildung und MeV-Elektronen im Experiment

Dieses Kapitel beschreibt zunächst, wie die Kanalbildung in einem unterdichten Plasma experimentell erreicht und nachgewiesen werden konnte. Anschließend liefert es den experimentellen Beweis, daß in einem so erzeugten Kanal Elektronen auf Energien von einigen MeV beschleunigt werden.

3.1 Das Lasersystem ATLAS

Die Experimente wurden mit dem Lasersystem ATLAS (Advanced Titanium:Sap-phire Laser System) am Max-Planck-Institut für Quantenoptik durchgeführt. ATLAS ist ein Festkörperlaser, der Titan:Saphir-Kristalle als Lasermedium benutzt und Femtosekunden/Multiterawattpulse liefert, nachdem er sie dem CPA-Prinzip (Chirped Pulse Amplification) folgend verstärkt hat [1, 2]. Eine schematische Zeichnung vom Aufbau dieses Systems zeigt Abb. 3.1. ATLAS ist auf zwei optischen Tischen von jeweils 5 m² Fläche aufgebaut. Dieser Bauweise und der damit verbundenen Kompaktheit verdankt er auch die englische Bezeichnung „Table Top Laser“. Er ist eine Weiterentwicklung des in [60] ausführlich beschriebenen Systems, weswegen hier nur kurz auf seine Funktionsweise eingegangen werden soll.

Ein Titan:Saphir-Oszillator, der von einem Argonionen-Laser gepumpt wird, erzeugt die ultrakurzen Pulse (100 fs) bei einer Wellenlänge von 790 nm. Um diese zwar kurzen, aber energiearmen Pulse (10 nJ) um viele Größenordnungen verstärken zu können, müssen zwei Maßnahmen verwirklicht werden: (i) zeitliche Streckung und (ii) Querschnittsvergrößerung des Strahls. Andernfalls führten die bei der Verstärkung erreichten Intensitäten einerseits zu Zerstörungen in den optischen Komponenten, andererseits zu nichtlinearen Effekten (Selbstphasenmodulation, Selbstfokussierung), die sich negativ auf die Qualität des Strahlprofils

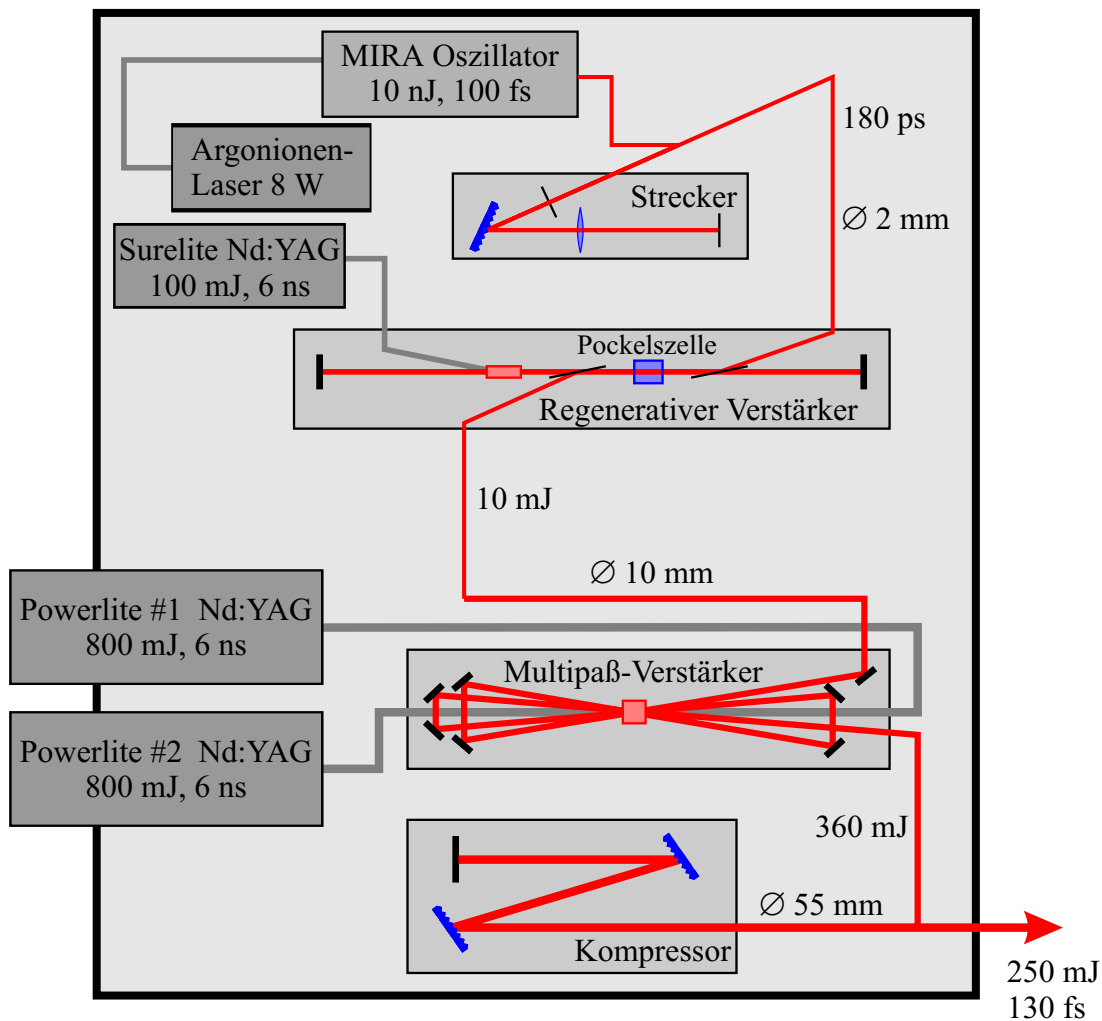


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung von ATLAS.

und die Pulsdauer auswirkten. Der Strecker spaltet die Pulse in ihre spektralen Komponenten auf und dehnt sie so auf 180 ps. Beim Durchlauf durch zwei Verstärkerstufen (regenerativer bzw. Multipaß-Verstärker), in denen jeweils ein Titan:Saphir-Kristall von frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasern gepumpt wird, erfahren sie eine Verstärkung um einen Faktor 4×10^8 . Beim Übergang vom regenerativen zum Multipaß-Verstärker steigt der Strahldurchmesser von 2 auf 10 mm und nach dem Multipaß-Verstärker nochmal auf 55 mm an. Anschließend werden die Pulse im Kompressor in etwa wieder auf ihre ursprüngliche Länge komprimiert. Sie verlassen den Laser typischerweise mit Energien von 250 mJ und Pulsdauern von 130 fs bei einer Repetitionsrate von 10 Hz. In einem evakuierten Rohrsystem werden sie zu einer Vakuumkammer geleitet, in der das Experiment stattfindet.

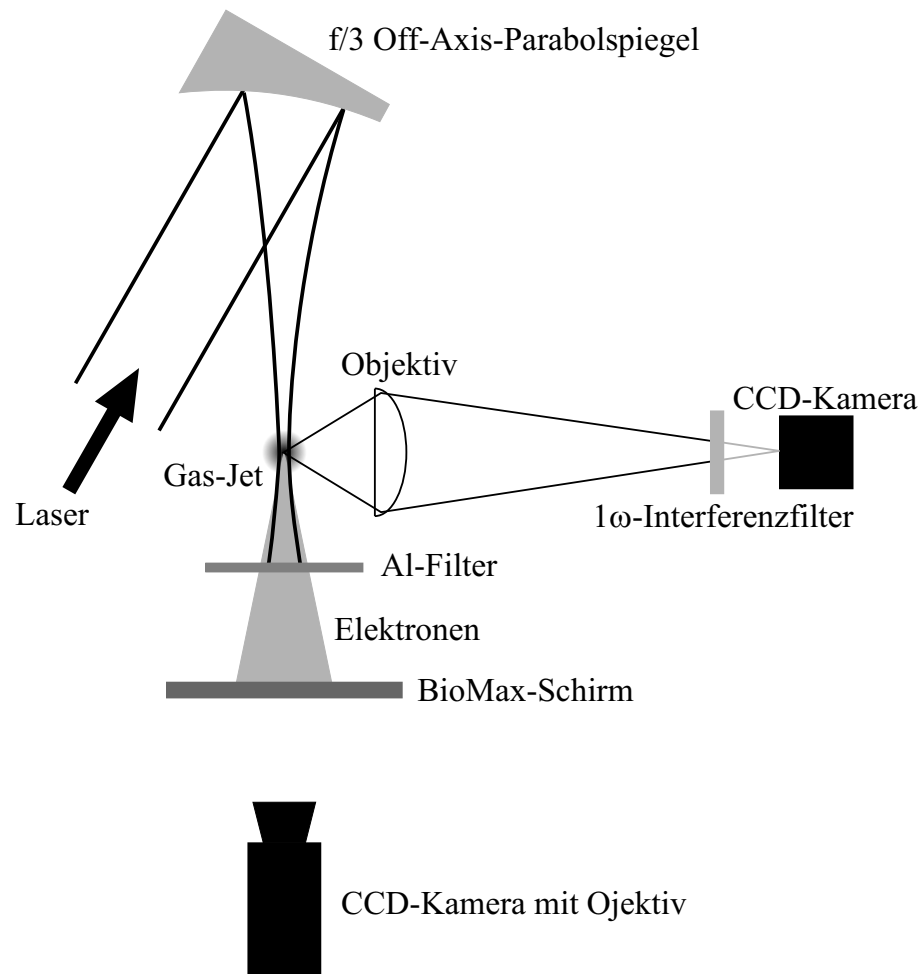


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau zum Nachweis von Kanalbildung und MeV-Elektronen

3.2 Experimenteller Aufbau

Abb. 3.2 zeigt den experimentellen Aufbau in der Vakuumkammer. Der Laserstrahl wird mit einem f/3 Off-Axis-Parabolspiegel in einen Gas-Jet fokussiert. Ein Objektiv bildet das Licht, das aus dem Fokus heraus zur Seite gestreut wird, auf eine CCD-Kamera ab. Dabei wird ein Interferenzfilter benutzt, um nur Licht bei der fundamentalen Laserwellenlänge, das die Elektronen durch Thomson-Streuung emittieren, und somit Regionen hoher Laserintensität zu detektieren. Bei einer achtfachen Vergrößerung erhält man eine Auflösung von $4\ \mu\text{m}$. Da die Wechselwirkungszeit des Lichtes mit dem Plasma viel kürzer als die Belichtungszeit der Kamera ist, können nur zeitintegrierte Bilder aufgenommen werden. Hinter dem Gas-Jet wird das Laserlicht durch ein $100\ \mu\text{m}$ dickes Aluminiumfilter geblockt. Elektronen mit einer kinetischen Energie von über $150\ \text{keV}$ durchdringen dieses Filter und können mit dem dahinterstehenden szintillierenden Schirm

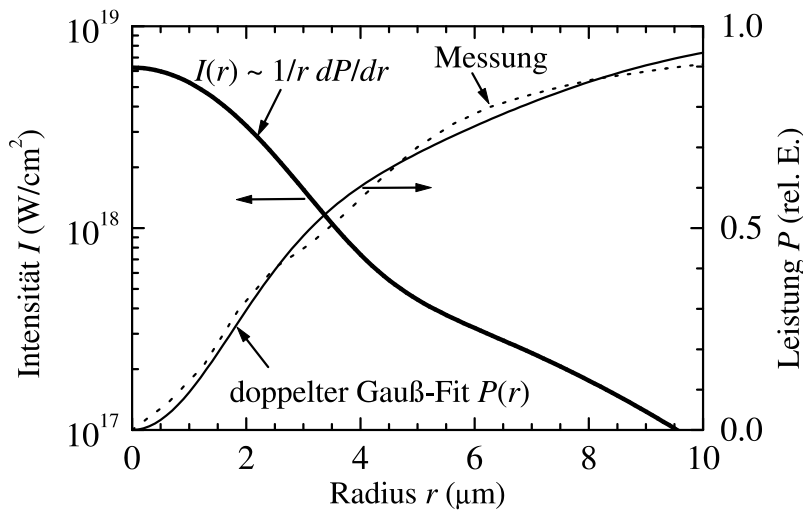


Abbildung 3.3: Eingeschlossene Leistung (Messung als gestrichelte und Fit als dünne durchgezogene Linie) und Intensität im Fokus (dicke durchgezogene Linie). Die waagrechtlichen Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

nachgewiesen werden. Eine weitere CCD-Kamera nimmt ein Bild von dem Schirm auf.

3.3 Bestimmung der Fokusintensität

Zur Bestimmung der Lichtintensität im Fokus wurden Filter und Schirm im Versuchsaufbau (s. Abb. 3.2) durch ein Objektiv hoher Güte mit einer Brennweite von 10 cm ersetzt und so die Fokalebene mit einer Vergrößerung von 50 auf eine CCD-Kamera abgebildet. Um den dynamischen Bereich der 8-Bit-Kamera zu vergrößern und damit auch die Randbereiche des Fokus zu erfassen, kamen bei mehreren Aufnahmen unterschiedlich starke Filter zum Einsatz. Diese Aufnahmen wurden zu einem Bild zusammengesetzt, indem der Wert eines übersteuerten Pixels durch den mit der Filterstärke gewichteten Wert jener Aufnahme ersetzt wurde, bei der das Pixel gerade nicht mehr übersteuert war. Durch Integration der Werte innerhalb eines bestimmten Radius läßt sich der darin eingeschlossene Anteil an Energie bzw. Leistung P bestimmen. Abb. 3.3 zeigt die entsprechende Kurve. Diese Meßkurve entspricht nicht ganz einem Gaußprofil, wie es bei einem ideal fokussierten Gaußschen Strahl zu erwarten wäre, kann aber gut durch einen doppelten Gaußfit der Form

$$P(r) = P_L \left[f \left(1 - e^{-(r/r_a)^2} \right) + (1 - f) \left(1 - e^{-(r/r_b)^2} \right) \right] \quad (3.1)$$

mit den freien Parametern r_a , r_b und f genähert werden. P_L bezeichnet die Gesamtlaserleistung. Aus dieser Kurve ergibt sich durch Differentiation

$$\begin{aligned} I(r) &= \frac{1}{2\pi r} \frac{dP}{dr} \\ &= \frac{250 \text{ mJ}}{130 \text{ fs}} \left[\frac{f}{\pi r_a^2} e^{-(r/r_a)^2} + \frac{1-f}{\pi r_b^2} e^{-(r/r_b)^2} \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

die vom Radius abhängige Intensität $I(r)$. Für die beiden Radien ergeben sich Werte von $r_a = 2.3 \mu\text{m}$ und $r_b = 6.9 \mu\text{m}$, und sie tragen in einem Verhältnis von 8:1 zum Intensitätsprofil bei ($f = .48$). Damit erhält man eine Spitzenintensität von $6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ und einen Spot mit $7 \mu\text{m}$ Durchmesser, in dem die Intensität den Wert von 10^{18} W/cm^2 übersteigt. 90% der gesamten Energie ist in einem Spot von $18 \mu\text{m}$ Durchmesser enthalten. Für die dimensionslose Lichtamplitude a_0 erhält man nach Gl. 2.3 einen Wert von 1.7, so daß einzelne Elektronen im Vakuumlaserfeld eine Beschleunigung auf 740 keV (s. Gl. 2.16) erfahren könnten. Mit $r_0 \approx 3 \mu\text{m}$ beträgt die Länge des Fokus bzw. der konfokale Parameter nach Gl. 2.37 etwa $70 \mu\text{m}$.

3.4 Dichteprofil des Gas-Jets

Eine Düse mit einem Magnetventil liefert das Gas, mit dem der Laserpuls wechselwirkt. Die hier verwendete Ausführung unterscheidet sich von der in [61] untersuchten nur im Öffnungsdurchmesser. Um hohe Dichten im Jet zu erreichen, wird an das Magnetventil ein Gas mit hohem Hintergrunddruck gelegt. Kurze Zeit bevor der Laserpuls die Düse erreicht ($\sim 20 \text{ ms}$), wird das Ventil mit Hilfe einer Spule, durch die ein kurzer Strompuls fließt, für etwa 5 ms geöffnet. In dieser Zeit kann das Gas aus einer kleinen Öffnung von $500 \mu\text{m}$ Durchmesser ausströmen und über der Düse frei expandieren. Wenn der Laserpuls dann eintrifft, hat sich maximaler Druck über der Düse aufgebaut. Das entstehende Dichteprofil wurde mit derselben Meßanordnung wie in [61] für verschiedene Gase (H_2 , He, N_2 , Ar) charakterisiert. Die Ergebnisse dieser interferometrischen Messung [34] sind für Helium in Abb. 3.4 zusammengefaßt. Für die anderen Gase ergeben sich nur marginal abweichende Kurven. Zum einen ist der lineare Zusammenhang zwischen Hintergrunddruck und maximaler Dichte direkt über der Düse dargestellt, zum anderen der exponentielle Dichteabfall in axialer Richtung und das gaußförmige Dichteprofil in radialer Richtung. Die Breite des radialen Gaußprofils ist zwar wegen der Expansion des Jets von der Höhe über der Düse abhängig, aber in dem hier gezeigten, für das Experiment relevanten Bereich kann dieser Umstand vernachlässigt werden. Es werden maximale Dichten von einigen 10^{20} Molekülen pro cm^3 erreicht.

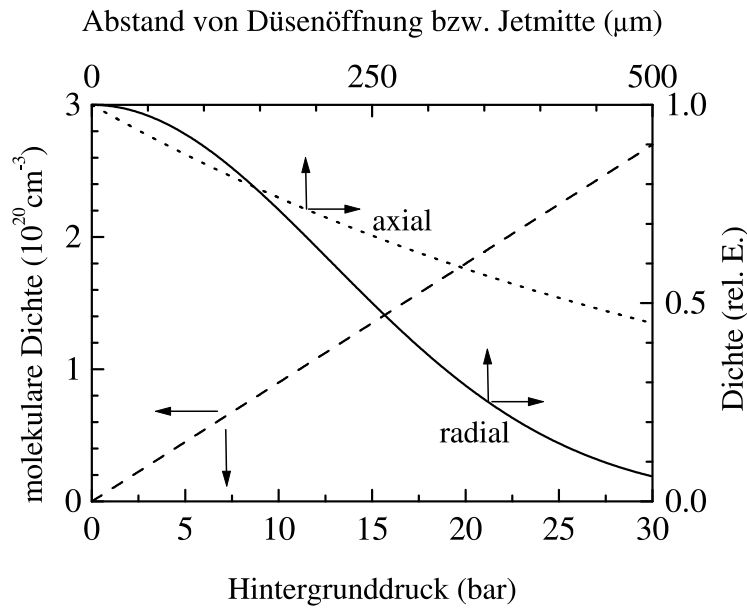


Abbildung 3.4: Charakteristik des Gas-Jets: maximale Dichte im Jet in Abhängigkeit vom Hintergrunddruck direkt an der Düsenöffnung (gestrichelte Linie), axialer Dichteabfall mit wachsendem Abstand von der Düsenöffnung (gepunktete Linie) und radiales Dichteprofil im Abstand von der Jetmitte (durchgezogene Linie). Die Pfeile deuten auf die Abszisse bzw. Ordinate der jeweiligen Kurve.

3.5 Kanalbildung

Mit dem Ziel, Selbstfokussierung und Kanalbildung beobachten zu können, mußte die Gasdüse so justiert werden, daß sich der Laserfokus im Gas-Jet befand. Um zunächst die Position des Fokus im Vakuum zu bestimmen, wurde die Targetkammer mit 10 mbar Stickstoff gefüllt und das aus dem Fokus seitlich gestreute Licht, wie in Abb. 3.2 bereits gezeigt, abgebildet. Bei dieser geringen Gasdichte war keine Defokussierung des Lasers aufgrund von Ionisationseffekten zu erwarten [34]. Abb. 3.5b zeigt die entsprechende Aufnahme. Da bei der geringen Gasdichte die Intensität des gestreuten Lichtes zu niedrig war, wurde auf das Interferenzfilter verzichtet, so daß zusätzlich auch Licht von Rekombinationsübergängen im expandierenden Plasma auf die Kamera traf. Dies führte allerdings auch zu einer gewissen Unschärfe und Verbreiterung des eigentlichen Fokus im resultierenden Bild, da kein achromatisch korrigiertes Objektiv zur Abbildung verwendet wurde. Trotzdem ließ sich aufgrund der Symmetrie im Bild die Position des Fokus genau genug bestimmen und ist in Abb. 3.5b durch den weißen Pfeil angedeutet. Um nun die Position der Gasdüse verändern und somit den Jet in den Fokus fahren zu können, wurde ein $400 \mu\text{m}$ dicker Draht in die Öffnung gesteckt, die Düse von der dem Objektiv gegenüberliegenden Seite mit einer Taschenlampe angestrahlt und der Schatten wiederum abgebildet (s. Abb. 3.5a). Nun konnte die Düse kontrol-

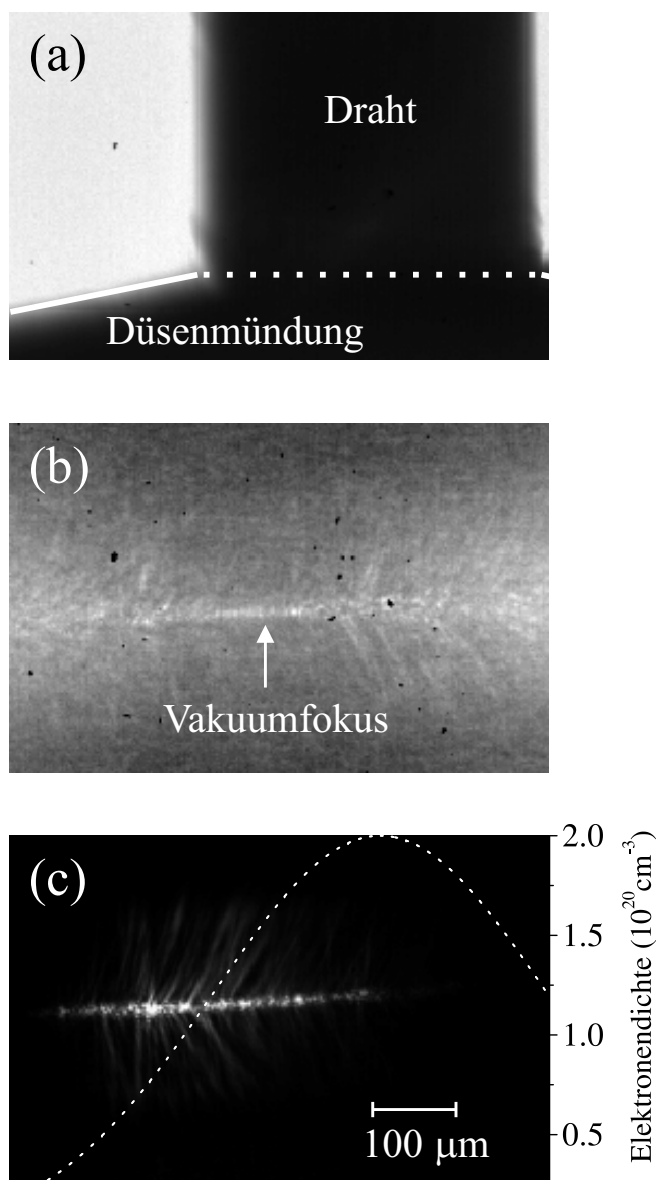


Abbildung 3.5: (a) Bestimmung der Position der Gasdüse, (b) Position des Vakuumsfokus (c) Kanalbildung (Dichteprofil als gestrichelte Linie).

liert in der Höhe sowie longitudinal in der Richtung des Laserstrahls verfahren werden. Außerdem ergab diese Abbildung zugleich eine Längeneichung, da der Durchmesser des Drahtes bekannt war. Der Bildausschnitt entspricht etwa einem Bereich von $650 \mu\text{m}$ Länge. Übrig blieb die horizontale und zugleich zur Laserrichtung transversale Dimension, also die Verstellung der Düse auf das Objektiv zu. Dazu wurde die Fokusdiagnostik aus Abschn. 3.3 verwendet und der Draht grob in den Fokus gefahren. Die genaue Justage wurde dann wiederum mit der Diagnostik aus Abb. 3.2 vorgenommen, indem bei Betrieb der Gasdüse und fixierter

longitudinaler und vertikaler Position auf maximal seitlich gestreutes Licht optimiert wurde. Dies ist ein Indiz, daß der Laser in die Mitte des Jets zielt, wo die Elektronendichte am höchsten ist und somit am meisten Licht gestreut wird.

Da die Schwelle für die relativistische Selbstfokussierung nach Gl. 2.39 umgekehrt proportional zur Plasmadichte wächst, war es nicht unmittelbar ersichtlich, wo sich der Vakuumfokus im Dichteprofil des Jets befinden sollte, um eine optimale Kanalbildung zu erreichen. Fokussiert man in den Randbereich des Gasjets, wo die Dichte deutlich geringer als im Zentrum des Jets ist, setzt keine Selbstfokussierung ein, da die Laserleistung niedriger als die bei dieser Dichte erforderliche kritische Leistung ist. Fokussiert man in das Zentrum, wird der Strahl bereits am Rand des Jets, wo er noch einen großen Durchmesser hat und seine Intensität entsprechend kleiner ist, durch das sich einstellende Ionisationsprofil defokussiert. Es stellte sich im Experiment heraus, daß sich unabhängig von der maximalen Dichte die längsten Kanäle ausbildeten, wenn in das ansteigende Dichteprofil etwa an die Stelle fokussiert wurde, wo die Dichte die Hälfte des maximalen Wertes erreichte. Abb. 3.5c zeigt als Beispiel den längsten beobachteten Kanal von $400\ \mu\text{m}$ Länge. Zusätzlich ist das Dichteprofil angedeutet. Die maximale Elektronendichte beträgt $2 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$. In Abb. 3.6 ist die Abhängigkeit der Kanallänge von der Elektronendichte dargestellt. Wenn die Schwelle für das Einsetzen relativistischer Selbstfokussierung bei einer Elektronendichte von $n_{RSF} = 2 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ überschritten wird, setzt die Kanalbildung ein. Um dies zu verdeutlichen, ist der konfokale Parameter von $70\ \mu\text{m}$ als horizontale Linie eingezeichnet. Schnell wächst die Kanallänge weiter und erreicht ihr Maximum von $400\ \mu\text{m}$ bei einer Elektronendichte von $2 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$. Je weiter die Dichte über dem Wert n_{RSF} liegt, desto länger kann der Laser Energie an die Elektronen abgeben, ohne daß seine Leistung unter die kritische Leistung P_{RSF} sinkt und Defokussierung einsetzt. Bei noch höherer Dichte fällt die Kanallänge wieder ab, da wegen der größeren Anzahl an Elektronen mehr Laserenergie in dem „Heizen“ dieser Elektronen verloren geht, somit die Energie eher verbraucht ist und der Kanal früher sein Ende findet.

3.6 Nachweis von MeV-Elektronen

Ein einfacher experimenteller Aufbau wurde verwendet, um Elektronen nachzuweisen, die im Kanal auf relativistische Energien von einigen MeV beschleunigt werden (s. Abb. 3.7). Da sie unabhängig vom Beschleunigungsmechanismus in Propagationsrichtung des Lasers erwartet werden, blockt ein $100\ \mu\text{m}$ dicker Aluminiumfilter $18\ \text{cm}$ hinter dem Fokus das Laserlicht. Anhand der empirisch gewonnenen Formel

$$R = 412 T^{1.265 - 0.0954 \ln T} \quad (3.3)$$

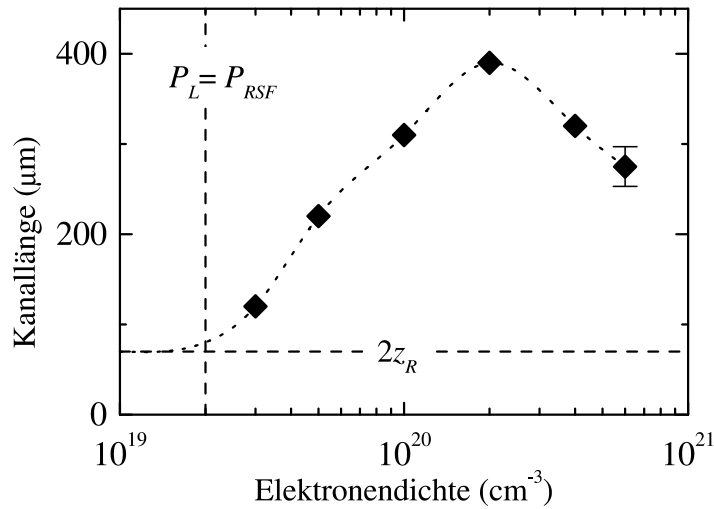


Abbildung 3.6: Kanallänge in Abhängigkeit von der Elektronendichte (die gepunktete Linie, die die als schwarze Rauten dargestellten Meßpunkte verbindet, dient nur als visuelle Hilfe). Der Fehlerbalken resultiert aus Schuß-zu-Schuß-Schwankungen. Die vertikale, gestrichelte Linie zeigt die theoretische Schwelle für relativistische Selbstfokussierung, die horizontale den konfokalen Parameter.

für die maximale Reichweite R (in mg/cm²) von Elektronen mit kinetischer Energie T (in MeV) [62] im Bereich von 0.01 bis 3 MeV sieht man, daß Elektronen mit einer Energie größer als 150 keV dieses Filter überwinden können. 3 cm hinter diesem Filter befindet sich ein szintillierender Schirm (Kodak BioMax MS Intensifying Screen), der von allen Seiten gegen Streulicht geschützt ist. Das Aufleuchten des Schirms nimmt eine CCD-Kamera auf. Wurde im Gas-Jet die Elektronendichte von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht, bei der auch, wie in Abschn. 3.5 gezeigt, die relativistische Selbstfokussierung und Kanalbildung einsetzte, erschien gleichzeitig ein schwach leuchtender Spot auf dem Schirm, der auf der Laserachse zentriert war. Dieser Spot gewann mit wachsender Elektronendichte an Helligkeit und Größe. Um auszuschließen, daß Röntgenstrahlung die Ursache für diesen Spot war, sollte ein Magnetfeld den vermeintlichen Elektronenstrahl ablenken. Dazu wurde der Abstand zwischen Filter und Schirm vergrößert und direkt hinter dem Filter eine 8 mm starke Kupferblende mit einem Loch von 5 mm Durchmesser eingefügt, um nur den zentralen Bereich des Strahls durchzulassen (in Abb. 3.7 aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt). Daran schloß sich ein mit 2 Permanentmagneten erzeugtes annähernd homogenes Magnetfeld von etwa 1 kG Stärke an. Tatsächlich verschob bzw. verzerrte sich der Spot in die Richtung, die für Elektronen unterschiedlicher Energie erwartet wurde (s. Abb. 3.7 oben rechts). Aus der minimalen Ablenkung ergab sich eine erste Abschätzung für die maximale Energie, die von einigen Elektronen des Spektrums erreicht wird. Sie

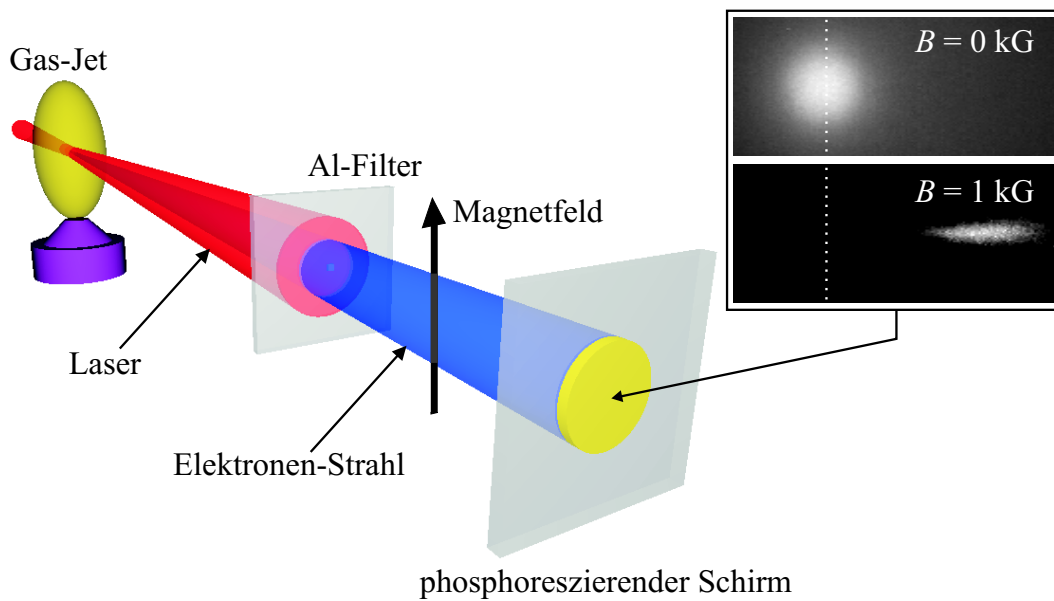


Abbildung 3.7: Nachweis von MeV-Elektronen

beträgt 5 MeV.

Abb. 3.8 zeigt das Bild des Elektronenstrahls (ohne Blende bzw. Magnetfeld) und das dazugehörige Schnittprofil durch den Mittelpunkt bei einer Elektronendichte im Jet von $1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Unter Berücksichtigung des Abstandes zum Fokus ergibt sich ein Divergenzwinkel des Strahls von 15° FWHM. Allerdings ist die Aussagekraft dieser Messung dadurch begrenzt, daß sogar Elektronen mit mehreren MeV Energie aufgrund von Coulomb-Vielfachstreuung einige Grad im

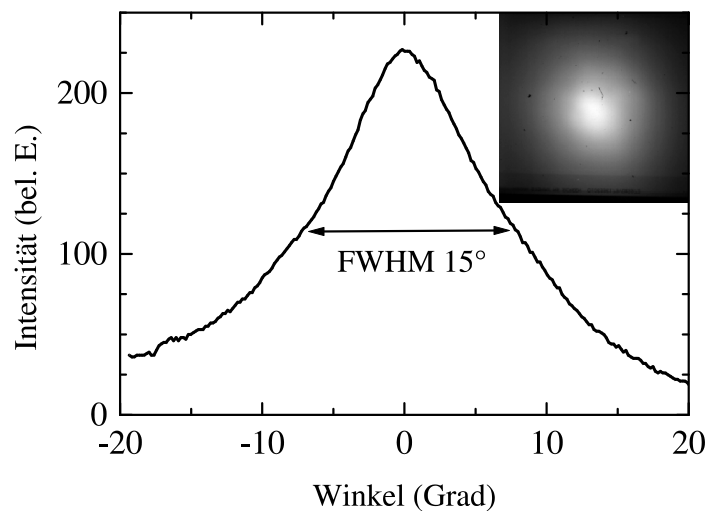


Abbildung 3.8: Divergenz des Elektronenstrahls. Einsatz: Bild des Strahls.

Filter gestreut werden können [63]. Für langsamere Elektronen wirkt sich dieser Effekt noch stärker aus. Da der Abstand vom Filter zum Schirm aber nur $1/7$ des Abstandes vom Fokus zum Schirm beträgt, werden das gemessene Strahlprofil und die damit errechnete Divergenz nicht von der Streuung sondern von den ursprünglichen Strahleigenschaften dominiert.

Somit ergibt sich ein erstes grobes Bild für die Charakteristik des Elektronenstrahls:

- Er besteht aus Elektronen, die einer spektralen Energieverteilung mit einem Maximum von einigen MeV unterworfen sind.
- Seine Entstehung ist unmittelbar mit der Bildung eines Kanals verbunden.
- Seine Propagationsrichtung ist kollinear zur Laserrichtung.
- Seine Divergenz beträgt einige Grad.

Kapitel 4

Das Elektronenspektrometer

Nachdem die Existenz von MeV-Elektronen bewiesen war, sollte das Elektronenspektrum näher untersucht werden. Dazu wurde ein Spektrometer benötigt, das mehreren Anforderungen gerecht werden mußte. So sollte es mit einer hohen spektralen Auflösung einen Bereich von 500 keV bis mindestens 10 MeV abdecken und die absolute Anzahl der Elektronen messen. Es mußte kompakt und im Vakuum einsetzbar sein, da die Elektronen nur in einer Vakuumkammer erzeugt werden können. Eine weitere Anforderung war Beweglichkeit, um die Elektronen in unterschiedlichen Richtungen messen zu können. Die Elektronendetektoren mußten unempfindlich gegen Röntgen- und γ -Strahlung sein, die mit großer Intensität aufgrund von Bremsstrahlung auftreten. Damit kamen die Detektoren nicht in Frage, die verschiedene Experimentatoren bei ihren Spektrometern verwendet haben. Weder ein photographischer Film [64], dicke Siliziumdioden [65], Oberflächensperrschichtdetektoren [58], ein unkalibrierter Szintillatorschirm [38], noch die Kombination von Szintillator und Photomultiplier [58, 66] können alle genannten Anforderungen erfüllen. Wie sich aber herausstellte und im folgenden gezeigt wird, ist die Kombination von szintillierenden Lichtleiterfasern und einer CCD-Kamera für den Einsatz unter den genannten Bedingungen geeignet. Als dispersives Element wurde wie bei den oben genannten Experimenten das statische Feld eines Dipolmagneten verwendet.

Eine schematische Zeichnung des Elektronenspektrometers findet sich in Abb. 4.1. Die Elektronen passieren eine Blende, die den größten Teil des Strahls blockt und nur einen kleinen Bruchteil durch ihre Öffnung in das Magnetfeld des Spektrometers läßt. Dort werden die Elektronen aufgrund ihrer unterschiedlichen Energie dispergiert und erzeugen, wenn sie auf eine szintillierende Faser treffen, einen Lichtblitz, dessen Intensität proportional zur Anzahl der Elektronen im jeweiligen Energiebereich ist. Dieses Licht wird in der Faser durch Totalreflexion zur CCD-Kamera geleitet, wo es über eine Faseroptik, die direkt auf den CCD-Chip geklebt ist, ausgelesen wird. Aus der ausgelesenen Aufnahme aller Fasern

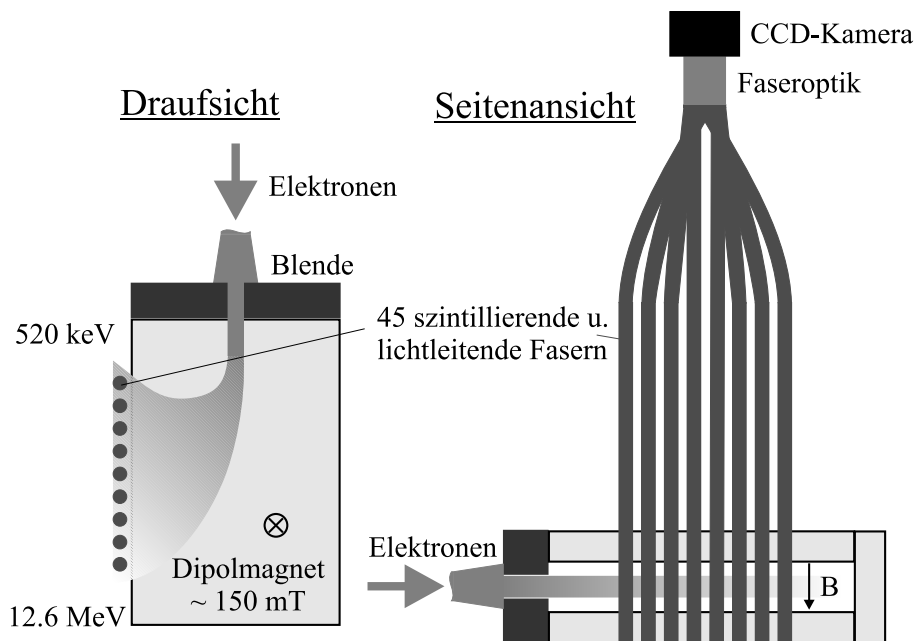


Abbildung 4.1: Aufbau des Elektronenspektrometers.

ergibt sich unter Berücksichtigung einer Kalibrierung das Elektronenspektrum.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten und ihre Funktionsweise näher beschrieben (s. a. [12]). Abb. 4.2 zeigt ein Photo des Spektrometers, auf dem die Blende fehlt und die Fasern noch nicht lichtdicht verpackt sind.

4.1 Der Dipolmagnet als dispersives Element

Jeder Pol des Dipolmagnets, der die Elektronen dispergiert, besteht aus 25 Hartferrit-Permanentmagneten (1 cm Stärke), die auf einer 1.2 cm starken Eisenplatte von $12.5 \times 22.5 \text{ cm}^2$ Fläche angeordnet sind. Die Magnete werden von einem 3 mm starken Aluminiumblech gehalten, das die gesamte Fläche abdeckt. Ein Eisenjoch verbindet die beiden Pole und hält sie in einem Abstand von 1.5 cm auseinander. Damit beträgt die Gesamthöhe des Spektrometers 6.5 cm. Die maximale magnetische Flußdichte zwischen den beiden Polen beträgt 150 mT. Das Feld wurde in der horizontalen Ebene parallel zu den Polplatten mit einer Hallsonde in Schritten von 1 cm ausgemessen, womit sich die in Abb. 4.3a gezeigte Konturkarte ergab. In der vertikalen Dimension von einem Pol zum anderen ist die Flußdichte annähernd konstant. Die Trajektorien der Elektronen im Spektrometer berechnet ein Computerprogramm, das den Bahnverlauf in kleinen Schritten verfolgt (sog. Ray Tracing). Dazu interpoliert es linear in zwei Dimensionen aus

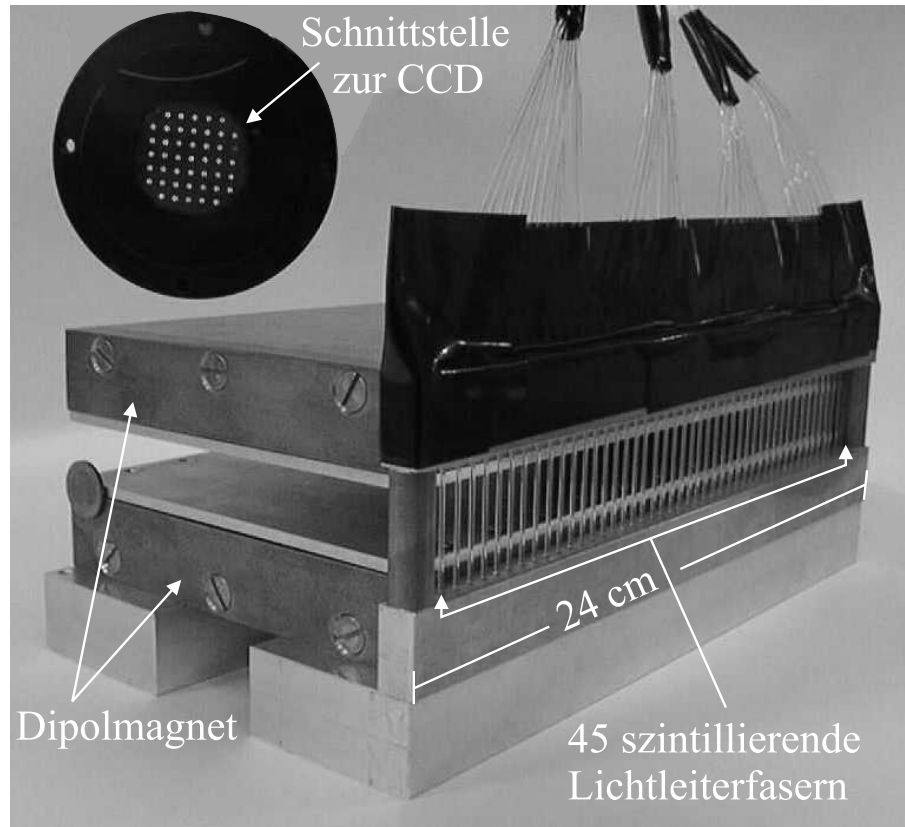


Abbildung 4.2: Photo des Elektronenspektrometers.

den Meßpunkten die Flußdichte B an der jeweiligen Stelle (x, y) durch

$$\begin{aligned}
 B(x, y) = & (1 - \alpha)(1 - \beta)B_{i,j} + \beta(1 - \alpha)B_{i,j+1} \\
 & + \alpha(1 - \beta)B_{i+1,j} + \alpha\beta B_{i+1,j+1}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

mit $\alpha = (x - x_i)/(x_{i+1} - x_i)$ und $\beta = (y - y_j)/(y_{j+1} - y_j)$ (s. Abb. 4.4) [67]. Mit diesem Wert kann dann aus der Lorentzkraft der differentielle Ablenkungswinkel im Magnetfeld berechnet und Stück für Stück die gesamte Trajektorie eines Elektrons zusammengesetzt werden [68]. Mehrere dieser Trajektorien für verschiedene Energien sind in Abb. 4.3b gezeigt. Das Spektrometer deckt einen Spektralbereich von 520 keV bis 12.6 MeV ab. Die Dispersionsrelation, die von den Endpunkten der Trajektorien abgeleitet werden kann, läßt sich durch eine Kurve der Form $\Delta T/\Delta x = a + bT^c$ anpassen, mit den freien Parametern a , b und c , der kinetischen Energie T in MeV und dem Ort x in mm entlang der Dispersionsrichtung am Spektrometerausgang (s. Abb. 4.5). Die Werte der Parameter betragen: $a = -0.046$, $b = 0.065$ und $c = 0.375$. Für einen infinitesimalen Blendendurchmesser ergibt sich bei einem Faserdurchmesser von d_f die theoretische Energieauflösung aus $\Delta T/T = (d_f/T)\Delta T/\Delta x$. Mit den hier verwendeten Fasern ($d_f = 1$ mm) führt dies zu einer Auflösung von 1 - 2%. Wegen der endlich großen

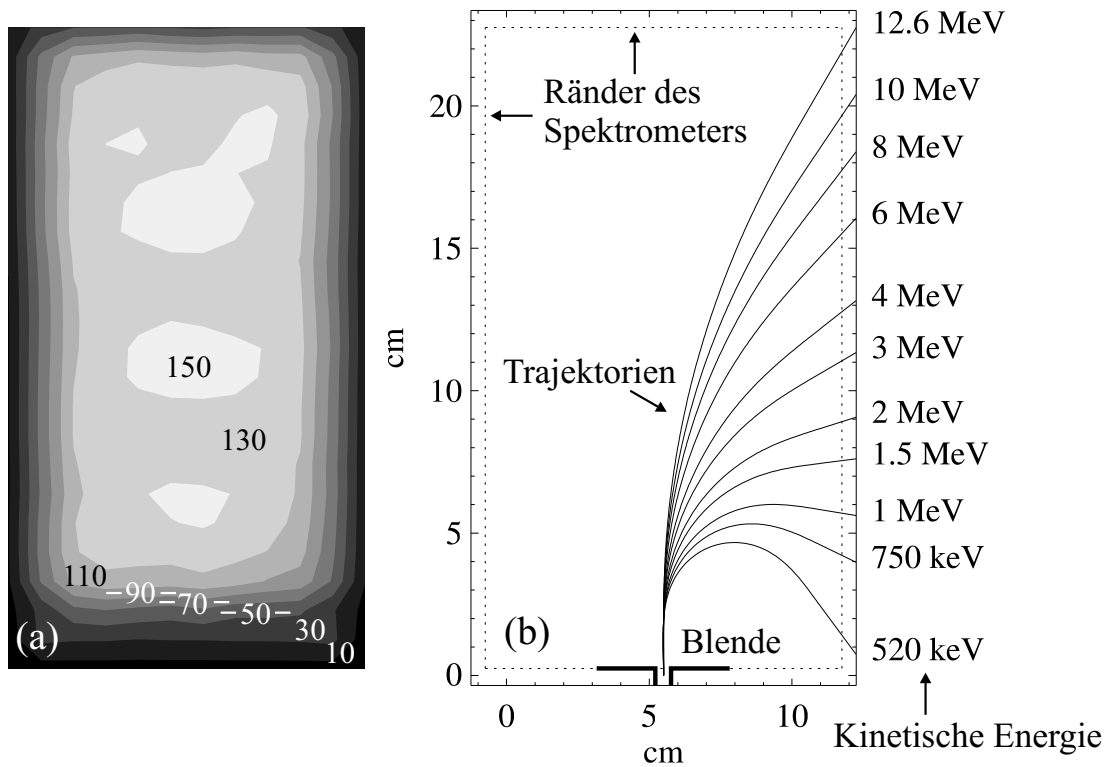


Abbildung 4.3: Der Dipolmagnet. (a) Konturkarte des magnetischen Feldes (in mT). Die Werte jeder Graustufe sind die Mittelwerte der linear ansteigenden Flußdichte. (b) Trajektorien der Elektronen im Spektrometer.

Blendenöffnung und dem damit verbundenen Akzeptanzwinkel des Spektrometers ist der eingehende Elektronenstrahl im Experiment einer Divergenz unterworfen. Diese Divergenz führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen stand das Spektrometer 14 cm entfernt

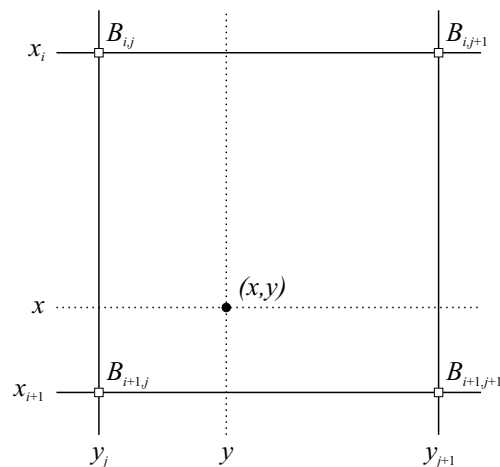


Abbildung 4.4: Skizze zur Interpolation der magnetischen Flußdichte.

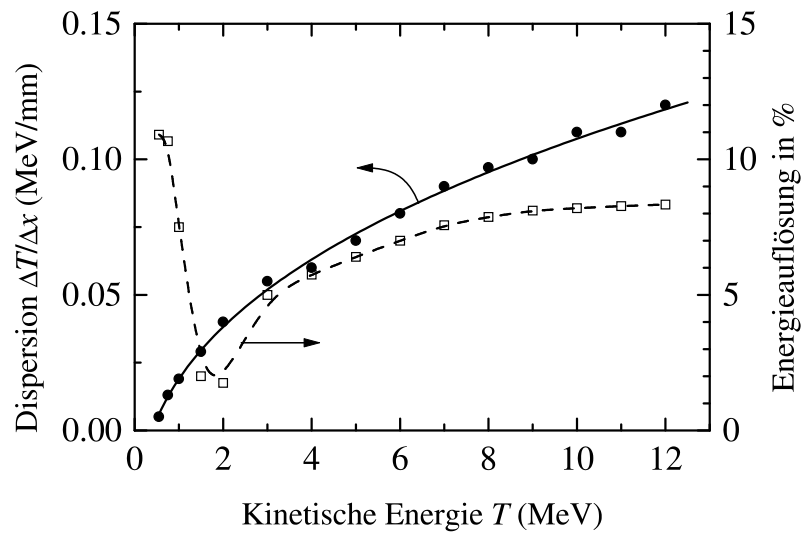


Abbildung 4.5: Dispersion (Ray-Tracing Ergebnisse dargestellt als Punkte, Fit als durchgezogene Linie) des Spektrometers und Energieauflösung bei Berücksichtigung der Blendenöffnung im Experiment (Quadrate und gestrichelte Linie). Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

vom Laserfokus und der Öffnungsdurchmesser der Blende betrug 5 mm. Daraus ergibt sich ein Akzeptanzwinkel von 1 msr und eine Energieauflösung, die besser als 11% ist (siehe ebenfalls Abb. 4.5).

4.2 Szintillatorfasern und CCD-Kamera als Detektor

Als Detektoren für die Elektronen dienen runde szintillierende Plastikfasern mit 1 mm Durchmesser. Aus zwei Gründen wurden solche Fasern gewählt. Zum einen bestehen sie aus einem Material mit geringer Kernladungszahl, so daß sie wenig sensitiv für den Hintergrund aus Röntgen- und γ -Strahlung sind [69], der mit hoher Intensität bei dieser Art von Experimenten auftritt. Zum anderen sind diese dünnen Fasern sehr flexibel, so daß die Position des Spektrometers in der Vakuumkammer leicht verändert und das Elektronenspektrum in unterschiedlichen Richtungen gemessen werden kann. Die hier verwendeten Fasern vom Typ BCF-12 sind ein Produkt der Firma Bicon, Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc., die auch Daten der Fasern wie z. B. ihre Detektionseffizienz, ihr Emissionsspektrum oder ihre Absorptionslänge bereitstellt [70].

Die Fasern stehen äquidistant und senkrecht zur Ebene der Elektronenbahnen am Ausgang des Spektrometers (s. Abb. 4.1 und 4.2). Das Faserbündel ist 45 cm lang und leitet das Szintillationslicht zur Wand der Vakuumkammer, wo

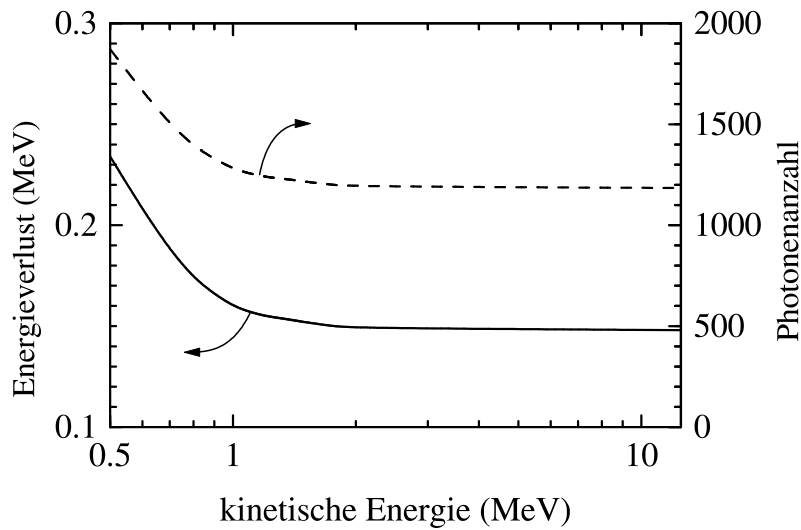


Abbildung 4.6: Energieverlust der Elektronen in den Szintillatorfasern nach GEANT (durchgezogene Linie) und die entsprechende Anzahl an Szintillationsphotonen (gestrichelte Linie) [70]. Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

eine gekühlte 16-bit CCD-Kamera der Firma Photometrics GmbH angeflanscht ist [71]. Auf den CCD-Chip vom Typ SIA003AF der Firma Scientific Imaging Technologies, Inc. [72] ist eine Faseroptik geklebt, die eine 1:1 Abbildung vornimmt und in die Vakuumkammer hineinragt. Um die Fasern an diese Faseroptik koppeln zu können, wurden sie mit einem Spezialkleber (Bicron Optical Cement BC-600) in eine Aluminiummaske mit 1.1 mm großen Löchern geklebt und an den überstehenden Enden abgeschlagen (s. Abb 4.2). Diese Maske wird mit sanftem Druck gegen die Faseroptik gepreßt und gehalten. Zwischen Maske und Faseroptik befindet sich ein dünner Film optischen Fetts (Bicron Optical Grease BC-630), dessen Brechungsindex nahe bei den Indizes von Fasern und Faseroptik liegt. Dadurch sollen Lichtverluste aufgrund von Reflexion an den Grenzflächen minimiert werden. Die Fasern sind komplett mit schwarzem Klebeband (Bicron BC-638) umwickelt, um sie gegen Streulicht abzudichten.

Im folgenden soll abgeschätzt werden, wieviele CCD-Zählimpulse ein Elektron, das eine Faser trifft, erzeugt. Beim Durchgang durch eine Faser erfahren die Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie einen Energieverlust zwischen 235 keV und 150 keV. Dies zeigt Abb. 4.6, in der der Energieverlust gegen die kinetische Energie der Elektronen aufgetragen ist. Diese Werte wurden mit Hilfe des Monte-Carlo Codes GEANT berechnet, eines Simulationsprogramms, das ursprünglich für die Hochenergiephysik entwickelt wurde [73]. Bei diesem Code gibt man die Geometrie und Eigenschaften des Detektors (hier Szintillatorfasern) und die Eigenschaften der zu detektierenden Teilchen (hier Elektronen) ein und erhält als Ausgabe die im Detektor deponierte Energie. Der so berechnete Energiever-

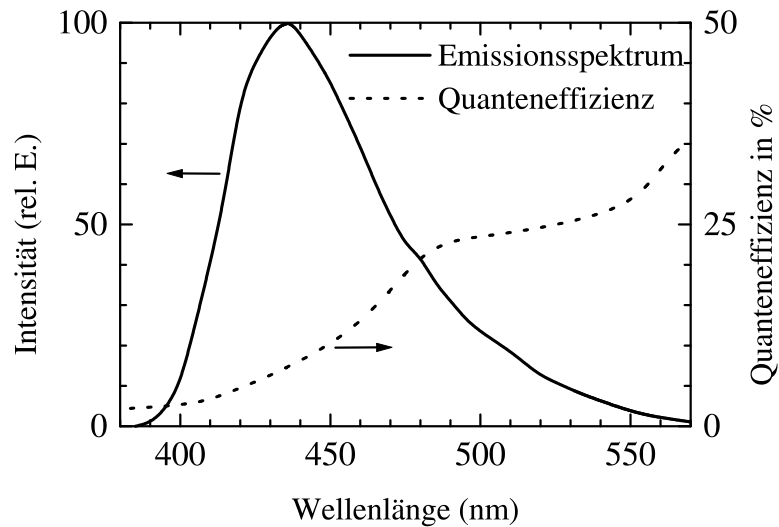


Abbildung 4.7: Emissionsspektrum der Fasern (durchgezogene Linie) und Quanteneffizienz des CCD-Chips (gestrichelte Linie). Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

lust wird über den Szintillationsprozeß in 8000 Photonen pro MeV umgesetzt (s. Abb. 4.6). Etwa 4% dieses Lichts gelangt über Totalreflexion an das Ende der Faser [74], wovon 20% aufgrund von Absorption (bei einer Absorptions- bzw. $(1/e)$ -Länge von 220 cm) verloren gehen. Somit erreichen etwa 50 Photonen pro detektiertes Elektron die CCD-Kamera. Faltet man die von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängige Quanteneffizienz des CCD-Chips mit dem Emissionsspektrum der Faser, so erhält man eine mittlere Quanteneffizienz von 12% (s. Abb. 4.7). Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß sich die mittlere Photonenenergie im Spektrum auf 2.8 eV beläuft, aber eine Energie von 3.65 eV notwendig ist, um ein Elektron-Loch-Paar im Siliziumhalbleiter zu erzeugen. Zudem beträgt der Kameraverstärkungsfaktor 5.1 elektrische Ladungen pro CCD-Zählimpuls. Damit erzeugt jedes detektierte Elektron in Abhängigkeit von seiner kinetischen Energie zwischen 0.7 und 1.1 CCD-Zählimpulse. Wie eine absolute Kalibrierung zeigte, bei der eine ^{137}Cs β -Quelle verwendet wurde, muß dieser Wert noch um 25% niedriger angesetzt werden.

Abb. 4.8 zeigt ein Bild, das von der CCD-Kamera im Experiment aufgenommen wurde. Auf die experimentellen Bedingungen und das Elektronenspektrum, das aus diesen Daten gewonnen werden kann, soll in Abschn. 4.3 näher eingegangen werden. Hier wird zunächst das Augenmerk auf der Anordnung der Fasern und den gemessenen Signalen liegen. Die leuchtenden Faserenden sind klar zu erkennen und ihr Abstand ist so groß, daß Übersprechen ausgeschlossen werden kann. Dies verdeutlicht auch das rechts gezeigte Schnittprofil durch eine Faserreihe. Neben dem Übersprechen zwischen CCD-Bildelementen („Pixel“) gibt es

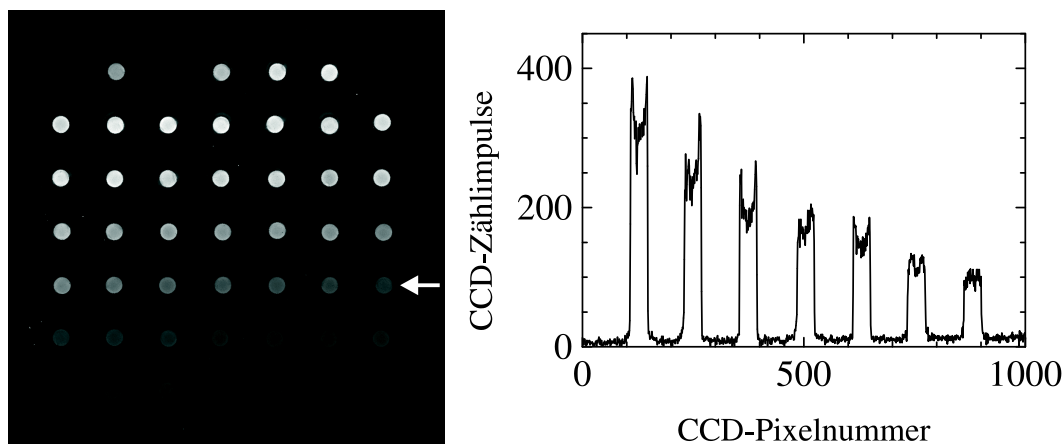


Abbildung 4.8: Von der CCD-Kamera aufgenommene Signale der szintillierenden Fasern: Bild (links) (die zweite Faser in der Ecke oben links fehlt, weil sie beim Einkleben zurückgerutscht war) und Schnittprofil entlang der Reihe, die durch den weißen Pfeil gekennzeichnet ist (rechts).

auch noch die Möglichkeit, daß Licht diejenige Faser, in der es von einem Elektron erzeugt worden ist, verläßt, in einer danebenliegenden Faser weitergeleitet wird und fälschlicherweise einen Zählimpuls erzeugt. In [75, 76] konnte aber mittels einer Koinzidenzmessung gezeigt werden, daß die Wahrscheinlichkeit dafür kleiner als 5% ist. Das hohle Intensitätsprofil der einzelnen Fasern stammt von Licht, das bei so kurzen Faserlängen, wie sie hier verwendet werden, sehr effektiv in der Ummantelung („Cladding“) der Faser geleitet wird [70, 75].

Die Datenanalyse erfolgt mit einem Programm auf einem angeschlossenen PC (Personal Computer), das die CCD-Zählimpulse der einzelnen Pixel innerhalb eines Quadrates, das die jeweils auszulesene Faser umgibt, aufsummiert.

4.3 Funktionstest im Experiment

Für einen Test des Spektrometers in einem Experiment kann der Aufbau aus Abb. 3.2 verwendet werden, nur daß anstelle des Aluminiumfilters und des szintillierenden Schirms das Spektrometer zum Einsatz kommt (s. Abb. 4.9). Das Filter wird nicht benötigt, da die Fasern lichtdicht verpackt sind und damit gestreutes Laserlicht keinen Einfluß auf das Signal hat. Somit kann die nicht unerhebliche Streuung der Elektronen durch das Filter vermieden werden. Das Spektrometer befindet sich in Laserstrahlrichtung 14 cm entfernt vom Laserfokus bzw. Gas-Jet und an seinem Eingang steht eine 8 mm starke Kupferblende mit einem 5 mm großen Loch, wie es Abb. 4.9 zeigt. Über dem Spektrometer schützt eine 3 cm starke Bleiwand die Fasern gegen direkten Elektronenbeschuß. Um das durch die

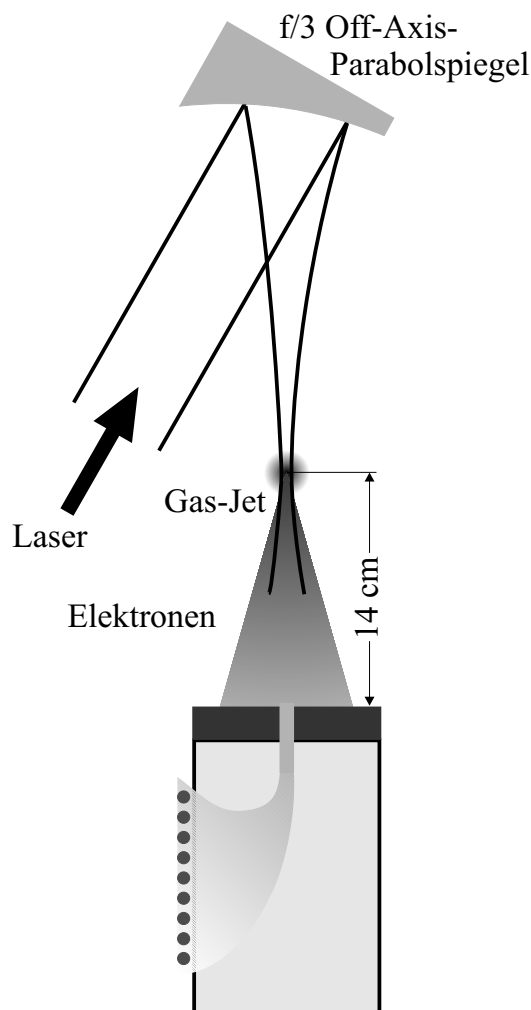


Abbildung 4.9: Einsatz des Elektronenspektrometers im Experiment.

Hintergrundstrahlung erzeugte Signal messen zu können, wird die Kupferblende durch ein gleichstarkes massives Stück ersetzt.

In jeder Messung summiert man nun über jene Pixel, die von jeder Faser eingeschlossen werden, subtrahiert den Hintergrund vom eigentlichen Signal, berücksichtigt die Dispersionsrelation aus Abb. 4.5 sowie die Detektoreffizienz aus Abschn. 4.2, und erhält so ein Spektrum, wie es Abb. 4.10 zeigt. Die vertikalen Fehlerbalken für die Anzahl an Elektronen ergeben sich aus Laser-Schuß-zu-Schuß-Schwankungen bei der Hintergrundmessung und aus dem Fehler bei der Kalibrierung der Detektoreffizienz. Die horizontalen Fehlerbalken für die kinetische Energie resultieren aus der Divergenz des eingehenden Elektronenstrahls (s. Abb. 4.5). Darüber hinaus zeigt die Abbildung das Signal-Hintergrund-Verhältnis. Es erreicht ein Maximum von 40 im niederenergetischen Teil des Spektrums und fällt dann ab auf 1 am hochenergetischen Ende, an dem die Anzahl an Elektronen niedriger als 10^6 pro MeV ist.

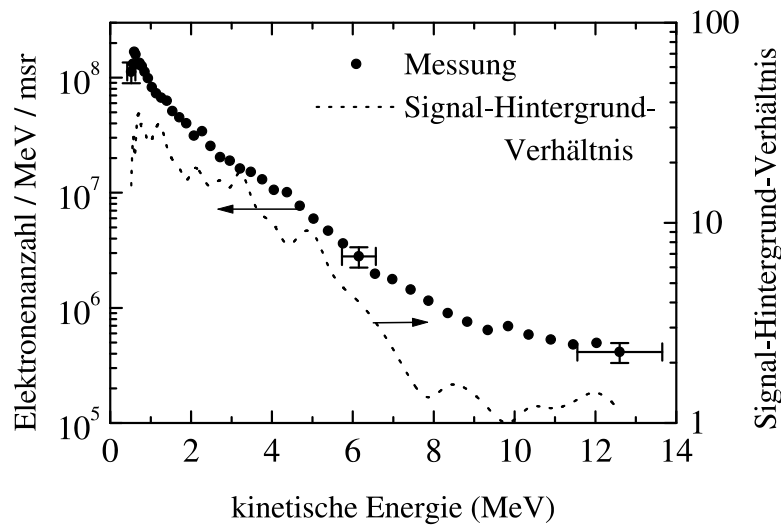


Abbildung 4.10: Gemessenes Elektronenspektrum (Punkte) und Signal-Hintergrund-Verhältnis (gestrichelte Linie). Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur für drei Punkte die Fehlerbalken eingezeichnet. Die Balken der dazwischenliegenden Punkte sind von derselben Größenordnung. Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

Um festzustellen, wie groß der Einfluß von Elektronen, die im Spektrometer oder an der Eintrittsblende gestreut werden, auf das gemessene Spektrum ist, wird ein kleiner Plastikblock in das Spektrometer gestellt, der in der Höhe dem Abstand der Spektrometerplatten entspricht (s. Abb. 4.11). Dieser blockiert für die Fasern 11 bis 21 den Weg nichtgestreuter Elektronen, läßt aber den direkten Weg zur Blendenöffnung frei. Wie Abb. 4.12 beweist, ist in diesen Fasern jetzt tatsächlich das Signal auf den Hintergrund, der bei verschlossenem Spektrometer gemessen wird, reduziert (man beachte die logarithmische Darstellung), während die nicht geblockten Fasern das gleiche Signal wie vorher geben (innerhalb der üblichen Schuß-zu-Schuß-Schwankungen).

Wegen der biegsamen Szintillatorfasern kann das Spektrometer bis zu einem Winkel von 10° relativ zur Laserstrahlachse um den Fokus herum sowohl horizontal als auch vertikal bewegt werden. Dies ermöglicht eine winkelabhängige Messung der Elektronenspektren, wie im Abschn. 5.3 näher erläutert wird.

4.4 Eigenschaften des Spektrometers

Abschließend läßt sich feststellen, daß ein Spektrometer gebaut und in Betrieb genommen wurde, das mehrere Vorzüge miteinander verbindet, die in Experimenten zur Laser-Plasma-Wechselwirkung von entscheidender Bedeutung sind:

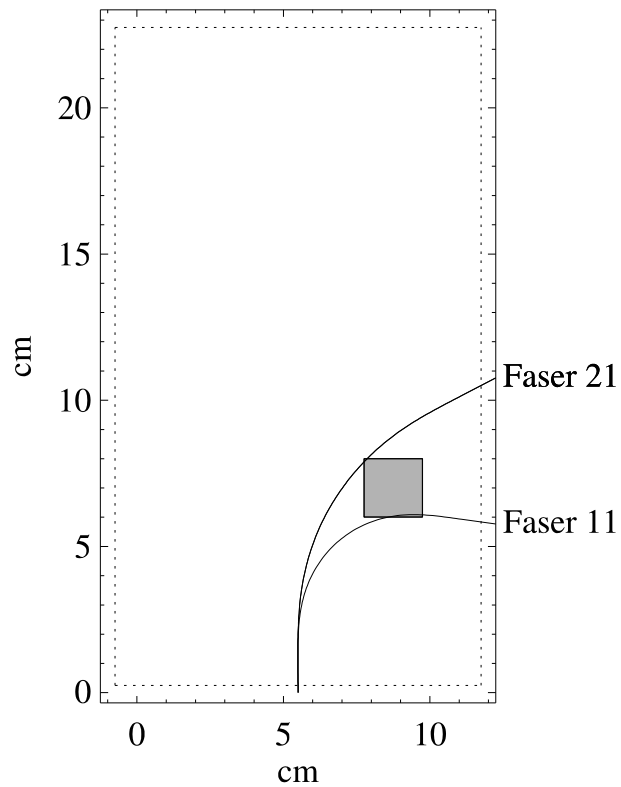


Abbildung 4.11: Position des Plastikblocks (kleines Quadrat) im Spektrometer bei der Messung des Anteils gestreuter Elektronen am Signal und die Trajektorien zu den Fasern 11 und 21.

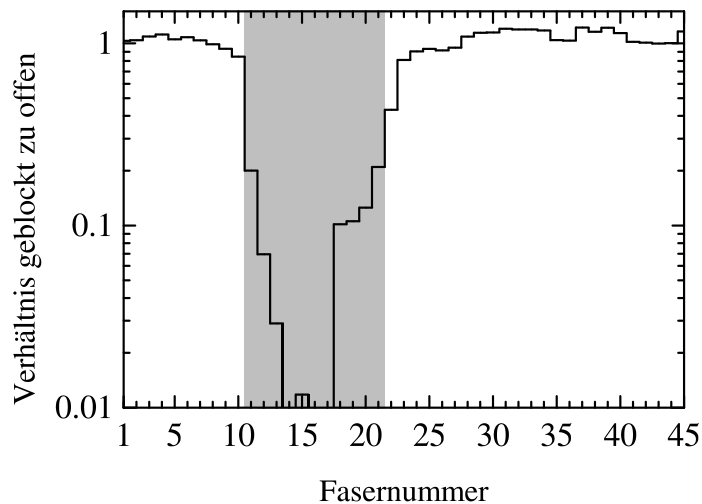


Abbildung 4.12: Verhältnis des Signals bei geblockten Elektronentrajektorien zu der Messung ohne Plastikblock (offen). Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet jene Fasern, für die die berechneten Elektronentrajektorien geblockt sind.

- Aufgrund seiner Mobilität und Kompaktheit ist es für den Einsatz in einer Vakuumkammer mit begrenztem Platz prädestiniert.
- Die Handhabung ist angenehm, da nach dem Schuß die Vakuumkammer nicht geöffnet werden muß (dies wäre notwendig, wenn z. B. ein Film als Detektor diente), vielmehr das Spektrum „online“ innerhalb weniger Augenblicke geliefert wird.
- Die Position des Spektrometers ist ohne großen Aufwand variierbar. Somit können die Elektronen in unterschiedlichen Richtungen analysiert werden.
- Der Meßbereich erstreckt sich über Energien von 520 keV bis 12.6 MeV.
- Dank der 45 Kanäle ergibt sich eine so hohe spektrale Auflösung, wie sie mit anderen Detektoren bei derartigen Messungen noch nicht erreicht wurde.
- Es wird die absolute Anzahl der Elektronen gemessen.
- Die Empfindlichkeit und die Tatsache, daß ein großer Energiebereich abgedeckt wird und damit ein „Scannen“ nicht notwendig ist, ermöglichen einen Einzelschußbetrieb.
- Wegen der Unempfindlichkeit gegenüber Röntgen- und γ -Strahlung kann auf eine groß angelegte Bleiabschirmung des Detektors verzichtet werden, was dessen Handhabung im Experiment erheblich erleichtert.
- Darüber hinaus könnte bei der Wahl anderer Magnete und damit einer anderen magnetischen Flußdichte im Dipolmagnet leicht ein anderer Teil des Elektronenspektrums vermessen werden.

Kapitel 5

Messung von Elektronenspektren

Mit dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Elektronenspektrometer wurde die Energieverteilung der Elektronen vermessen und der Zusammenhang zwischen Kanalbildung und Erzeugung von MeV-Elektronen untersucht. Dazu wurden verschiedene Parameter wie Plasmadichte, Laserenergie und Laserpulsdauer variiert. Darüberhinaus kamen verschiedene Gassorten zur Verwendung, um den Einfluß von Ionisationseffekten zu studieren. Auf die Interpretation der Meßergebnisse soll in diesem Kapitel zunächst weitgehend verzichtet werden, da sie in engem Zusammenhang mit dem dominanten Beschleunigungsmechanismus steht. Dieser wird Gegenstand des Kap. 6 sein, in dem dann auch die Meßergebnisse im Detail diskutiert werden (s. Abschn. 6.3).

5.1 Experimenteller Aufbau

Abb. 5.1 zeigt die Verwendung des Spektrometers im Experiment. Es ist derselbe Aufbau wie bei dem im Abschn. 4.3 beschriebenen Test. Der Eingang des Spektrometers ist 14 cm vom Laserfokus entfernt und die Blendenöffnung hat einen Durchmesser von 5 mm. Damit ergibt sich ein Raumwinkel von 1 msr, in dem die Elektronen in das Spektrometer gelangen. Um winkelaufgelöste Messungen durchführen zu können, kann das Spektrometer in der Horizontalen und Vertikalen bis zu 10° um den Fokus herum geschwenkt werden. Dabei soll die Position in Laserstrahlrichtung im folgenden mit 0° bezeichnet werden. Die Diagnostik zur Messung der Kanallänge aus Kap. 3 kommt auch hier zum Einsatz, um zu erwartende Korrelationen zwischen der Kanalbildung und der Erzeugung von MeV-Elektronen feststellen zu können. Die Laserparameter, die Intensität im Fokus sowie die Verhältnisse im Gasjet sind dieselben wie in Kap. 3.

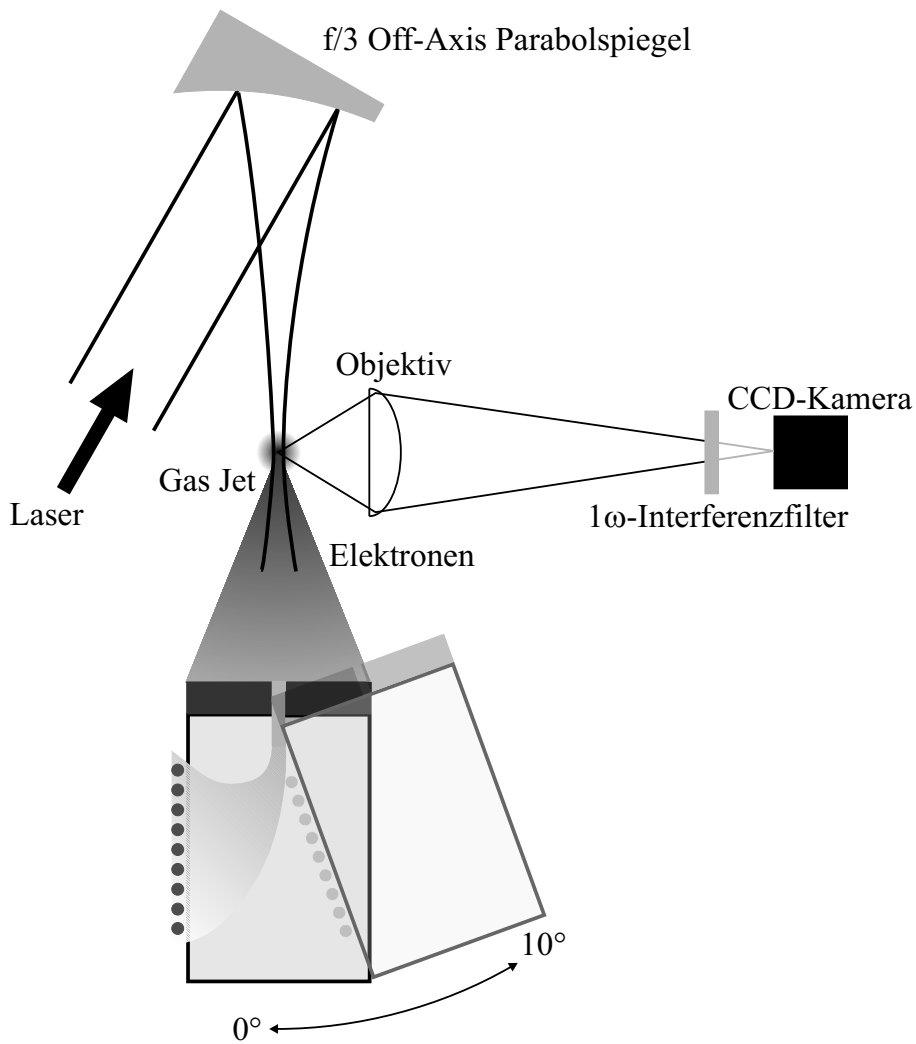


Abbildung 5.1: Messung von Elektronenspektren.

5.2 Abhängigkeit von der Plasmadichte

Abb. 5.2 zeigt ein typisches Spektrum, das unter 0° und bei einer Elektronendichte von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gemessen wurde. Wie die angepaßte Exponentialfunktion zeigt, folgt das Spektrum im MeV-Bereich einer Boltzmannverteilung der Form

$$N(T) = N_0 e^{-T/T_{eff}} \quad (5.1)$$

mit der Anzahl an Elektronen pro MeV $N(T)$ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen T , der Konstanten N_0 für $T = 0 \text{ MeV}$ und einer effektiven „Temperatur“ T_{eff} . Im Falle des gezeigten Spektrums ist $T_{eff} = 5 \text{ MeV}$. Die gemessene Maximalenergie erreicht einen Wert von 12.6 MeV, ist aber durch den Meßbereich des Spektrometers begrenzt. Wie bei der in Abschn. 3.5 beschriebenen Messung der Kanallänge sollte auch hier die Abhängigkeit von der

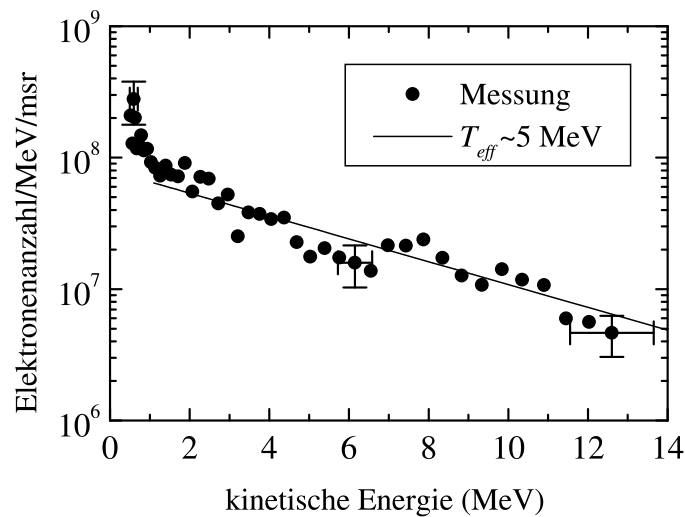


Abbildung 5.2: Elektronenspektrum, das mit einem Schuß gemessen wurde (Punkte) und angepaßte Exponentialfunktion (Linie). Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur für drei Punkte die Fehlerbalken eingezeichnet. Die Balken der dazwischenliegenden Punkte sind von derselben Größenordnung. Die vertikalen Fehlerbalken für die Anzahl an Elektronen ergeben sich aus Laser-Schuß-zu-Schuß-Schwankungen bei der Hintergrundmessung und aus dem Fehler bei der Kalibrierung der Detektoreffizienz (s. Abschn. 4.3). Die horizontalen Fehlerbalken für die kinetische Energie resultieren aus dem Auflösungsvermögen des Spektrometers (s. Abb. 4.5).

Elektronendichte im Plasma studiert werden, um das Einsetzen von relativistischer Selbstfokussierung und damit verbundenen Effekten wie Kanalbildung und der Erzeugung großer statischer Felder nachweisen zu können. Die gemessenen Spektren sind in Abb. 5.2 dargestellt. Sie alle folgen etwa einer Boltzmannverteilung und können somit durch eine effektive Temperatur charakterisiert werden. Die ersten detektierbaren Elektronen treten bei einer Elektronendichte von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf, also etwa an der Schwelle, bei der die relativistische Selbstfokussierung einsetzt. Die Temperatur hat aber einen geringen Wert von 300 keV, der von derselben Größenordnung wie das ponderomotorische Potential ist. Wenn die Dichte nur um einen Faktor 1.7 erhöht wird, kann sich ein Kanal ausbilden und die Temperatur springt auf 1 MeV. Diese rasche Zunahme setzt sich bei weiterer Erhöhung der Dichte fort, und die Temperatur erreicht ihr Maximum von 5 MeV bei einer Elektronendichte von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Bei einer weiteren Verdoppelung der Dichte nimmt die Temperatur nun wieder auf 3.5 MeV ab. Parallel zur Temperatur verhält sich auch die Anzahl der MeV-Elektronen, die ein Maximum von 3.3×10^8 erreicht.

Abb. 5.4 verdeutlicht noch einmal, wie eng Kanalbildung und effektive Temperatur zusammenhängen. Dieser Graph enthält noch einen zusätzlichen Meßpunkt

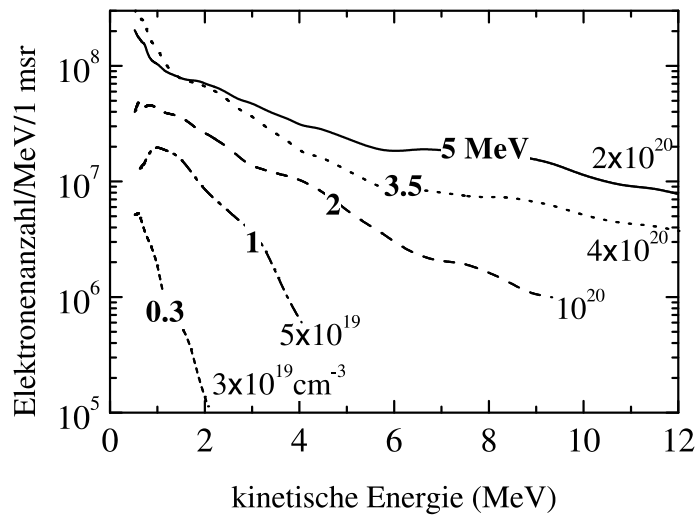


Abbildung 5.3: Spektrale Verteilung der Elektronen im Raumwinkel von 1 msr um die Laserachse in Abhängigkeit von der Elektronendichte (gekennzeichnet in normalen Lettern). Angabe der effektiven Temperatur der (nicht gezeigten) angepaßten Exponentialkurven in fetten Lettern.

bei sehr hoher Dichte von $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, auf dessen zugehöriges Spektrum in Abb. 5.3 aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet wurde. Mit diesem Wert wird die schon angedeutete Tendenz von sinkender Temperatur bei sehr hohen Dichten bestätigt. Deutlich ist nun das Optimum bei $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ zu erkennen.

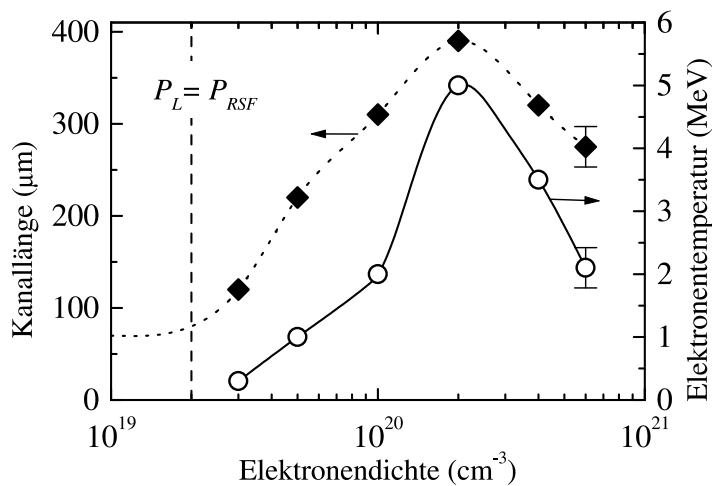


Abbildung 5.4: Kanallänge (gefüllte Rauten) und Elektronentemperatur (Kreise) in Abhängigkeit von der Elektronendichte. Die vertikale, gestrichelte Linie zeigt die theoretische Schwelle für relativistische Selbstfokussierung. Die Linien, die die Meßpunkte verbinden, dienen nur als visuelle Hilfe. Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve.

In Kap. 6 wird der Zusammenhang zwischen Anzahl und Temperatur der beschleunigten Elektronen sowie Plasmadichte und Kanalbildung, der hier experimentell belegt wurde, ausführlich diskutiert. Hier soll nur angemerkt werden, daß die LWFA bei so hohen Plasmadichten ($\sim 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) Elektronen wegen des Dephasing Limit nicht auf über 10 MeV beschleunigen kann (s. Abb. 2.10). Da diese Energien aber gemessen wurden, liegt der Schluß nahe, daß der andere in Frage kommende Beschleunigungsmechanismus, die DLA, wirksam ist. Kap. 6 wird dies eindeutig belegen.

5.3 Winkelabhängigkeit

Wie in Abb. 5.1 schon angedeutet ist, wurde nun die Verteilung der Elektronen in Abhängigkeit vom Winkel zur Laserachse gemessen. Der Abstand des Spektrometers vom Fokus, die Eintrittsblende und damit auch der abgedeckte Raumwinkel blieben dabei unverändert. Das Spektrometer wurde in kleinen Schritten von 2.5° um den Fokus herum gedreht und jeweils ein Elektronenspektrum aufgenommen. Da in der Vakuumkammer nur begrenzt Platz war, betrug die größte Auslenkung 10° . Wie aber das mit dem Szintillatorschirm aufgenommene Bild des Elektronenstrahls (s. Abb. 3.8) zeigt, fällt bei 10° die Anzahl der Elektronen auf etwa $1/3$ des Maximums, so daß Messungen außerhalb dieses Bereiches wohl keine wesentlichen Ergebnisse hätten liefern können.

Sämtliche unter den verschiedenen Winkeln gemessene Spektren folgen Boltzmannverteilungen, so daß ihnen ebenfalls effektive Temperaturen zugeordnet werden können. Abb. 5.5 stellt die entsprechenden Spektren bei 0° , 5° und 10° für eine Elektronendichte von 10^{20} cm^{-3} dar. Deutlich ist eine Abnahme der Elektronentemperatur mit wachsendem Winkel zu erkennen. So beträgt sie bei 10° nur noch die Hälfte der in Laserrichtung gemessenen 2 MeV. Die Halbwertsbreite für die Anzahl an MeV-Elektronen im Strahl beträgt 13° . Dieser Wert ist etwas kleiner als der mit dem Szintillatorschirm gemessene von 15° . Dies ist auf die Streuung der Elektronen im Aluminiumfilter vor dem Schirm zurückzuführen, auf den bei der Messung mit dem Spektrometer verzichtet werden konnte. Das Verhalten der Temperatur zeigt, daß sich der Elektronenstrahl aus verschiedenen Temperaturkomponenten zusammensetzt und sich die heißeste im Zentrum des Strahls befindet. Mit wachsender Energie sind die Elektronen stärker in Laserrichtung kollimiert. Dies wird noch deutlicher aus Abb. 5.6, in der die Winkeldivergenz von Elektronen unterschiedlicher Energiebereiche dargestellt ist (für eine Elektronendichte von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Dabei wurden jeweils alle Elektronen im Intervall von $\pm 1 \text{ MeV}$ um den in der Abbildung gezeigten Energiewert aufsummiert. So erhält man verschiedene Intensitätsprofile, die von der jeweiligen Energie der Elektronen abhängen und aufsummiert das Intensitätsprofil des Strahls ergeben,

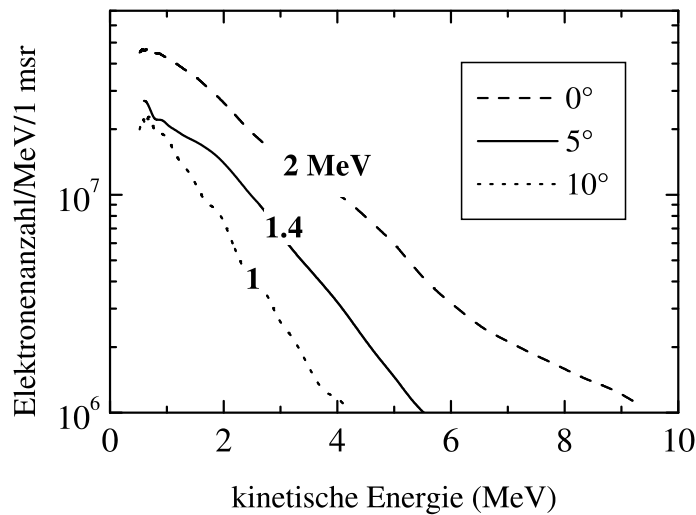


Abbildung 5.5: Spektrale Verteilung der Elektronen in Abhängigkeit vom Winkel relativ zur Laserachse ($n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Angabe der effektiven Temperatur der (nicht gezeigten) angepassten Exponentialkurven in fetten Lettern.

das mit Hilfe des Szintillationsschirms gewonnen wurde (einmal abgesehen von der Streuung im Aluminiumfilter). Die Winkeldivergenz verringert sich stetig mit wachsender Elektronenenergie. Beginnend von 16.5° Halbwertsbreite für 1 MeV Elektronen erreicht sie schließlich ihr Minimum von 9.3° für 11 MeV Elektronen.

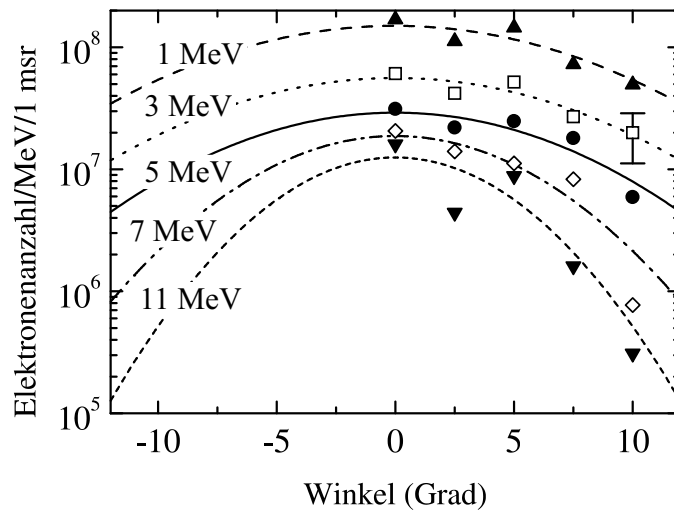


Abbildung 5.6: Winkeldivergenz von Elektronen der links angezeigten Energien ($n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Symbole sind Meßdaten. Die Linien stellen angepasste Gaußkurven (mit den Halbwertsbreiten - von oben nach unten - 16.5° , 16° , 14.6° , 11.3° und 9.3°) zur visuellen Hilfe dar, der Fehlerbalken resultiert aus Schuß-zu-Schuß Schwankungen.

Die gezeigten Spektren wurden alle in der horizontalen Ebene gemessen. Weitere Messungen, bei denen das Spektrometer in der Vertikalen um den Fokus geschwenkt wurde, lassen - innerhalb der Meßgenauigkeit - den Schluß zu, daß der Elektronenstrahl rotationssymmetrisch zum Laserstrahl ist. Dies legte auch schon das mit dem Szintillationsschirm aufgenommene rotationssymmetrische Bild des Elektronenstrahls nahe (s. Abb. 3.8).

Abschließend zeigt Abb. 5.7 die über den Raumwinkel von 100 msr integrierten Spektren, d. h. die Verteilungen der Elektronen, die den Fokus innerhalb eines Kegels mit 20° Öffnungswinkel verlassen. Die Tendenz der Temperaturentwicklung entspricht derjenigen, die bei den unter 0° gemessenen Spektren (s. Abb. 5.3) festgestellt wurde. Mit wachsender Elektronendichte nimmt die Temperatur zunächst zu, erreicht ein Maximum von 3.3 MeV und fällt dann wieder ab. Die Gesamtanzahl an MeV-Elektronen wächst stark nichtlinear (s. Abb. 5.7 unten) und kann nicht allein auf die wegen der höheren Dichte und der wachsenden Kanallänge steigende Anzahl vorhandener Elektronen zurückgeführt werden. Vielmehr muß der zugrundeliegende Beschleunigungsmechanismus die Ursache sein. Insgesamt ergeben sich etwa 2×10^{10} MeV-Elektronen. Dies entspricht einer Konversionseffizienz von Laserenergie in schnelle Elektronen von 5%. Angenommen, der Strom der Elektronen hält etwa 200 fs an, hat dieser eine Stärke von 15 kA. Diese Dauer scheint gerechtfertigt, da sie die Summe der Laserpulsdauer und dem Zeitunterschied ist, der sich ergibt, wenn ein 1 MeV- und ein 10-MeV-Elektron die Strecke des Kanals zurücklegen.

5.4 Abhängigkeit von der Laserintensität

Mit der Fokusintensität wurde ein weiterer experimenteller Parameter variiert. Dieser kann zum einen über die Energie, zum anderen über die Dauer des Pulses verändert werden. Beide Möglichkeiten können zu zusätzlichen Informationen über den Beschleunigungsmechanismus führen. Um die Energie zu reduzieren, wird die Verzögerung zwischen den Pumpimpulsen und dem Seed-Puls im Multipaß-Verstärker variiert. Die Pulsdauer verlängert sich, wenn der Abstand der Gitter im Kompressor verändert und der Puls dadurch nicht mehr optimal komprimiert wird. Die am ATLAS verfügbare Standarddiagnostik (Kalorimeter, Autokorrektor) gibt dabei über die entsprechend veränderten Parameter Auskunft.

Abb. 5.8 zeigt die Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Laserenergie und der Pulsdauer. Als Plasmadichte wurde das Optimum der vorherigen Messungen von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gewählt. Bei beiden Meßreihen wurde ausgehend von den vorherigen Messungen die Intensität maximal um einen Faktor 5 reduziert, d. h. $P_L \gtrsim 3 P_{RSF}$. Somit konnte sich stets ein Kanal ausbilden, der mindestens $250 \mu\text{m}$ lang war.

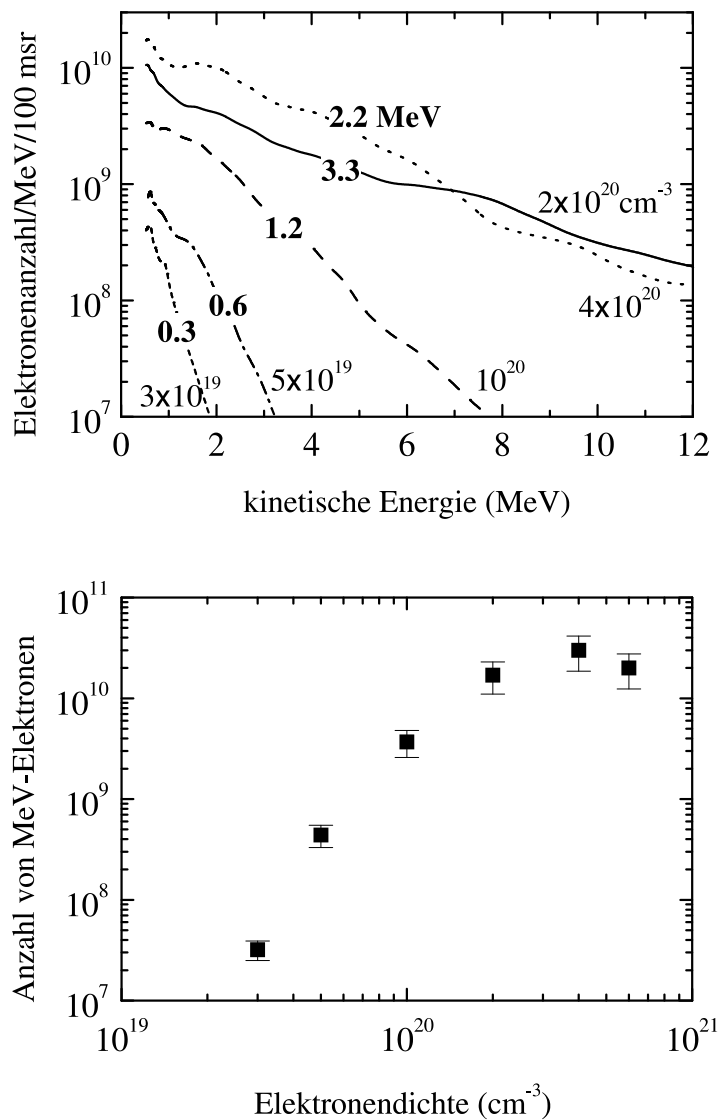


Abbildung 5.7: MeV-Elektronen in dem vom Spektrometer abgedeckten Schwenkbereich von 100 msr. Oben: Spektrale Verteilung für verschiedene Elektronendichten (gekennzeichnet in normalen Lettern). Angabe der effektiven Temperatur der (nicht gezeigten) angepaßten Exponentialkurven in fetten Lettern. Unten: Gesamtanzahl beschleunigter MeV-Elektronen in Abhängigkeit von der Elektronendichte.

Es zeigt sich, daß die effektive Temperatur mit der Wurzel aus der Intensität, d. h. der Amplitude des elektrischen Laserfeldes skaliert. Dabei scheint unerheblich zu sein, ob die Energie oder die Pulsdauer verändert wird, solange sich nur ein Kanal bildet. Dies ist ein weiteres Indiz für die DLA als Beschleunigungsmechanismus, da hier der Energiegewinn der Elektronen nach Gl. 2.65 die gleiche Skalierung ($\Delta\gamma \sim a_0$) zeigt. Der Unterschied im Proportionalitätsfaktor bei den beiden Messungen ist auf experimentelle Unsicherheiten zurückzuführen. So sind zwischen den beiden Messungen die optischen Gitter im Kompressor ausgetauscht

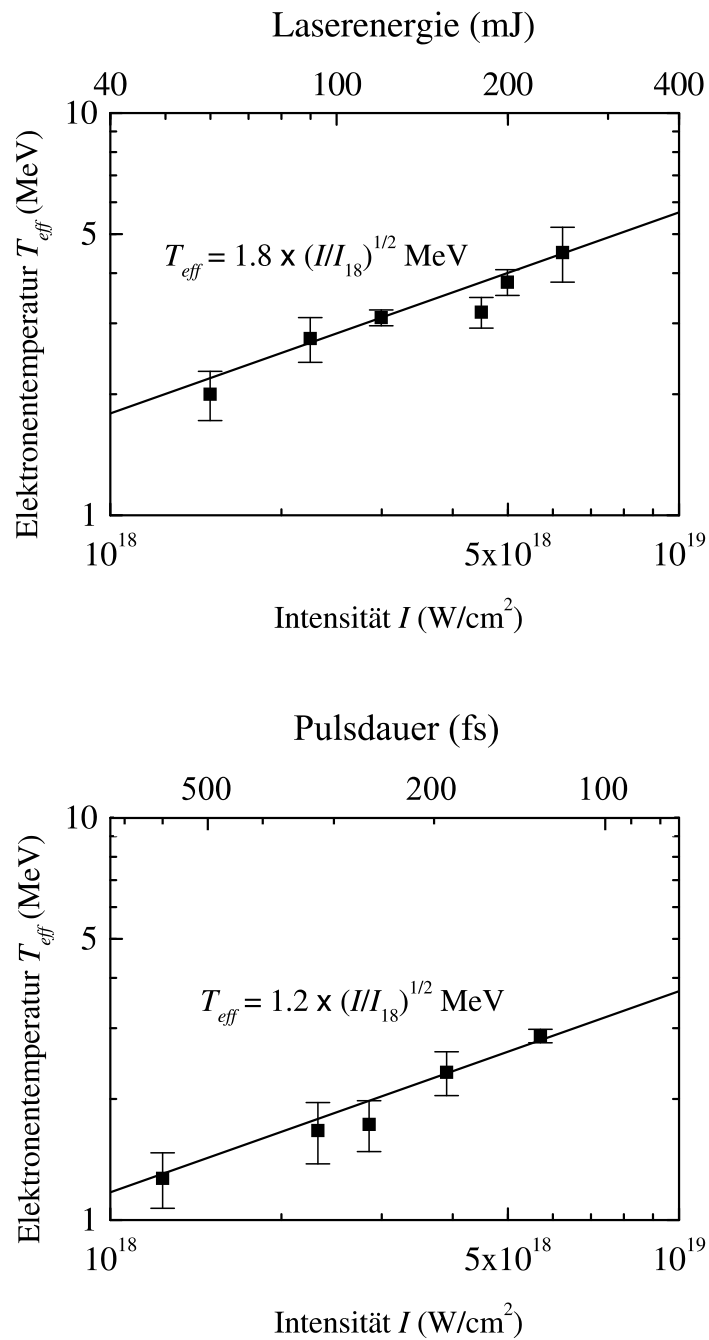


Abbildung 5.8: Effektive Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der (im Vakuum gemessenen) Laserintensität ($n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) bei Variation der Laserenergie (oben) bzw. der Pulsdauer (unten). Die am besten angepaßte Kurve ergibt die jeweils angegebene Skalierung mit $I_{18} = 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$.

worden, was zur Verschlechterung der Strahlqualität geführt haben könnte. Auch war die Gasdüse mittlerweile vom Laserbeschuß sehr in Mitleidenschaft gezogen, so daß das Dichteprofil nicht mehr optimal war.

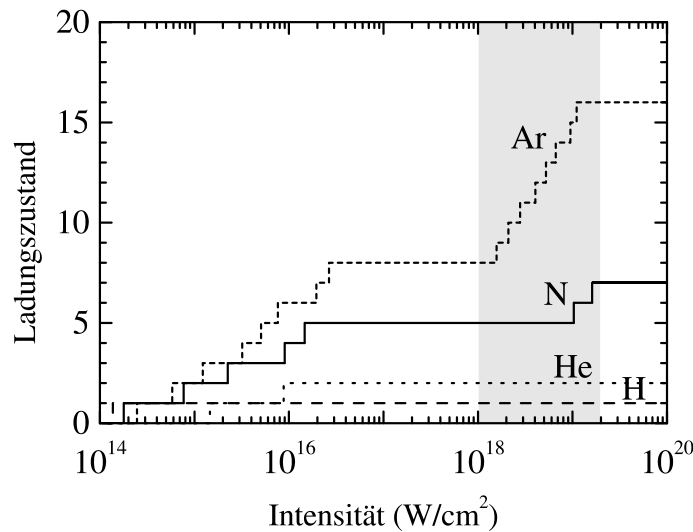


Abbildung 5.9: Ionisationszustand für verschiedene Elemente in Abhängigkeit von der eingestrahlichten Laserintensität. Der im Kanal erreichte Intensitätsbereich ist grau unterlegt.

5.5 Abhängigkeit von der Gassorte

Verschiedene Gase (Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Argon) wurden verwendet, um den Einfluß von Ionisation auf die Kanalbildung und Elektronenbeschleunigung feststellen zu können. Da der Ionisationsgrad von der Intensität des eingestrahlichten Lichts abhängt und der Laserstrahl ein radial abnehmendes Intensitätsprofil hat (s. Abb. 3.3), stellt sich dementsprechend im Fokus ein Ionisationsprofil ein. Damit ergibt sich ein Elektronendichtegradient, der nach Gl. 2.27 zu einem radial ansteigenden Brechungsindex führt und der relativistisch-ponderomotorischen Selbstfokussierung entgegenwirkt.

Bei den hier auftretenden Fokusintensitäten läßt sich die Ionisation gut durch das Modell der „Barrier-Suppression-Ionization“ beschreiben [34, 77, 78]. Diese besagt, daß ein Atom oder Ion in den Ladungszustand q übergeht, wenn

$$I = 4 \times 10^9 \frac{U_q^4}{q^2}, \quad (5.2)$$

mit der Laserintensität I (in W/cm^2) und dem Ionisationspotential U_q (in eV) des Ions mit Ladung $q - 1$. Die entsprechenden Intensitäten für die oben genannten Gase zeigt die Abb. 5.9. Der im Experiment relevante Intensitätsbereich im Fokus und im Kanal ist hervorgehoben. Es ist ersichtlich, daß sowohl Wasserstoff als auch Helium in diesem Bereich voll ionisiert sind und deshalb keine Defokussierung durch Ionisation zu erwarten ist. Hingegen liegen hier bei Stickstoff und Argon weitere Ionisationsstufen. Bei Stickstoff sollte der daraus resultierende Dichtegradient noch recht schwach ausfallen, weil nur 2 weitere Stufen auftreten.

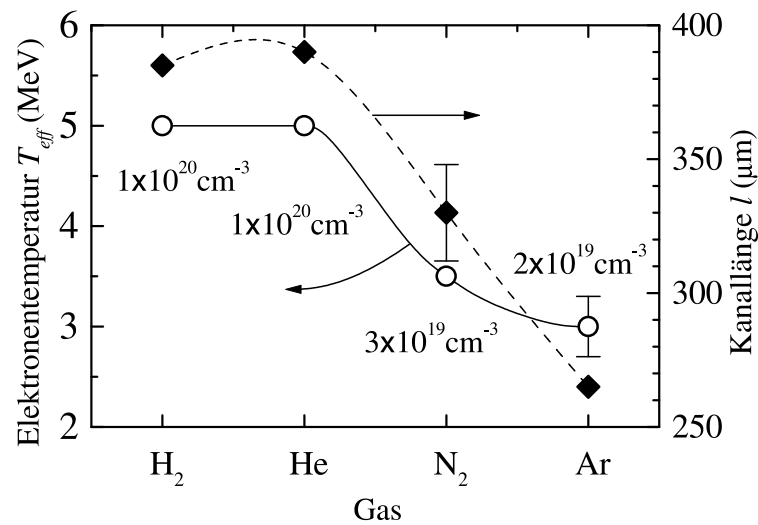


Abbildung 5.10: Kanallänge (gefüllte Rauten) und Temperatur (offene Kreise) für verschiedene Gassorten. Die Fehlerbalken resultieren aus Schuß-zu-Schuß-Schwankungen, die Linien dienen nur als visuelle Hilfe. Die Pfeile deuten auf die Ordinate der jeweiligen Kurve. Zusätzlich sind die atomaren bzw. molekularen Dichten im Jet angezeigt.

In Argon jedoch wirkt ein Dichtegradient, den 8 Ionisationsstufen verursachen, der Selbstfokussierung und Kanalbildung entgegen.

Die experimentellen Ergebnisse für die Kanallänge und Elektronentemperatur bei den 4 unterschiedlichen Gasen bestätigen die Vorhersagen (s. Abb. 5.10). Zwischen Wasserstoff und Helium besteht, wie zu erwarten war, kein Unterschied. Beide Meßwerte sind jeweils nahezu identisch. Dagegen zeigen sich für Stickstoff und Argon trotz jeweils optimal gewählter Gasdichte deutliche Abweichungen. Die Kanallänge verkürzt sich wegen der Ionisationsdefokussierung um 33%. Die Elektronentemperatur sinkt ähnlich stark.

5.6 Zusammenfassung

Die wichtigsten experimentellen Ergebnisse dieses Kapitels stellen sich wie folgt dar:

- Oberhalb der kritischen Leistung für Selbstfokussierung werden Elektronen mit Energien im MeV-Bereich erzeugt. Die gemessene maximale Energie entspricht dem Ende des Meßbereichs des Spektrometers von 12.6 MeV.
- Die Energieverteilung der Elektronen folgt einer Boltzmannverteilung, die durch eine effektive Temperatur charakterisiert wird.

- Die Temperatur ist wie die Kanalbildung stark dichteabhängig und erreicht im Zentrum des Strahls ihr Maximum von 5 MeV bei einer Elektronendichte im Plasma von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.
- Je höher die Energie der Elektronen ist, desto stärker sind sie im Elektronenstrahl kollimiert (von 1 MeV \rightarrow 16.5° bis 11 MeV \rightarrow 9.3°).
- Die Gesamtzahl der MeV-Elektronen beträgt 2×10^{10} . Sie bilden einen Strom von 15 kA. Die Konversionseffizienz von Laserenergie in diese Elektronen beläuft sich auf 5%.
- Die effektive Temperatur skaliert mit der Wurzel aus der Laserintensität.
- Die Kanalbildung und die Erzeugung von MeV-Elektronen wird bei Gasen mit höheren Ordnungszahlen durch die Ionisationsdefokussierung gestört.

Kapitel 6

Direkte Laserbeschleunigung

Dieses Kapitel vergleicht zunächst die Meßergebnisse aus Kap. 5 mit 3D-PIC-Simulationen (s. Abschn. 2.2.3). Anhand der Simulationsergebnisse wird die DLA als der dominante Beschleunigungsmechanismus identifiziert [11], wie es schon am Ende von Abschn. 5.2 angedeutet wurde. Anschließend demonstriert eine Einzelteilchen-Simulation die bei der DLA auftretende resonante Beschleunigung eines Elektrons in den statischen Feldern des Kanals.

6.1 3D-PIC-Simulationen

Parallel zu den im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Messungen hat A. Pukhov mit seinem Code VLPL dreidimensionale Simulationen durchgeführt, in denen sowohl die Laserparameter (Intensitätsprofil, Pulsdauer) als auch die Dichteverteilung im Gasjet implementiert waren. Dabei wählte er für diese Größen die Werte, bei denen im Experiment die höchste effektive Elektronentemperatur gemessen wurde. Neben vielen anderen Informationen liefert der Code das bei der Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Plasma erzeugte Elektronenspektrum. Abb. 6.1 zeigt den Vergleich zwischen Messung und Simulation sowohl für das Elektronenspektrum als auch für die Winkelverteilung. Beide Graphen demonstrieren eine gute Übereinstimmung zwischen den Meßdaten und den Simulationsergebnissen sowohl im Verlauf der Kurven als auch in der absoluten Anzahl an Elektronen. Dies legt den Schluß nahe, daß die Simulation die Abläufe in der Realität gut reproduziert.

Da die PIC-Simulation die Dynamik der Elektronen liefert, kann sie dazu benutzt werden, die Beschleunigung der Elektronen genauer zu untersuchen. Wie in den Abschnitten 2.3.1 und 2.3.2 beschrieben wurde, wird ein Elektron bei der DLA primär transversal zur Ausbreitungsrichtung beschleunigt, während es bei der LWFA eine longitudinale Beschleunigung erfährt. Um diese Beschleunigungen in unterschiedliche Richtungen verfolgen zu können, spaltet man die Bewegungsgleichung 2.6 in zwei treibende Terme auf. Dies geschieht durch Multiplikation

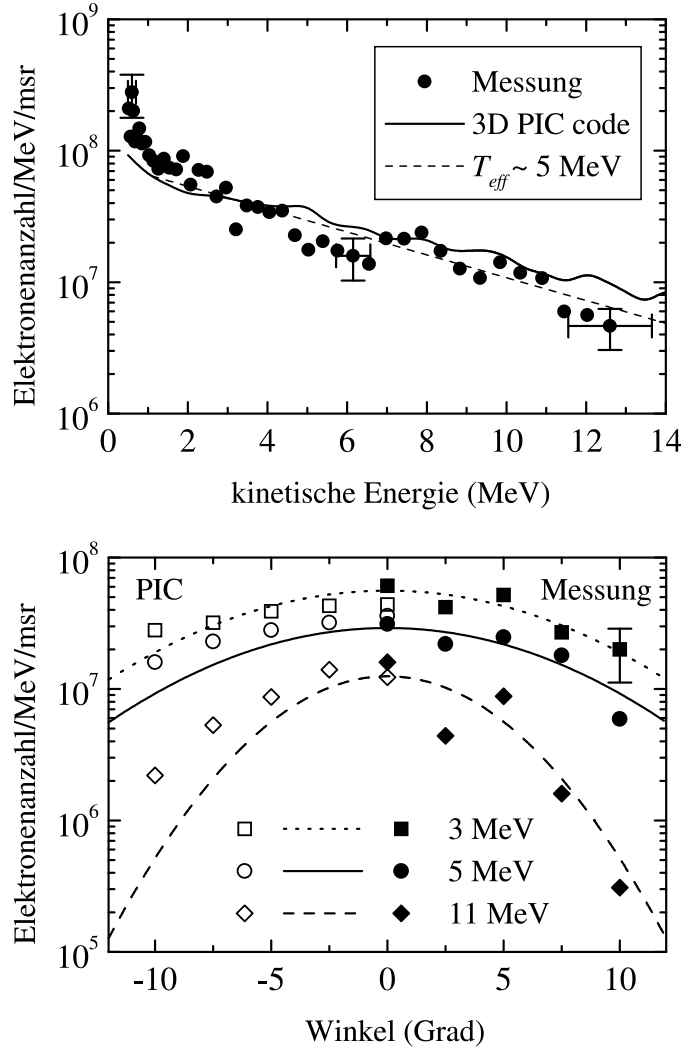


Abbildung 6.1: Vergleich der 3D-PIC-Simulation mit der Messung. Oben: Gemessenes Elektronenspektrum aus Abb. 5.2 (Punkte) und Simulation (durchgezogene Linie). Unten: Winkelverteilung von Elektronen verschiedener Energiebereiche. Meßdaten aus Abb. 5.6 (gefüllte Symbole) und die Vorhersage der Simulation (offene Symbole). Die Linien sind an die Meßdaten angepaßte Gaußkurven.

mit dem Impuls \vec{p} , so daß sich $dp^2/dt = -2eE_z p_z - 2e\vec{E}_\perp \cdot \vec{p}_\perp$ mit der transversalen Komponente $\vec{E}_\perp \cdot \vec{p}_\perp = E_x p_x + E_y p_y$ ergibt. Integriert man diese Gleichung und setzt

$$\Gamma_z = - \int_0^t \frac{2eE_z p_z}{(mc)^2} dt, \quad \Gamma_\perp = - \int_0^t \frac{2e\vec{E}_\perp \cdot \vec{p}_\perp}{(mc)^2} dt, \quad (6.1)$$

so erhält man für die Energie des Elektrons zur Zeit t

$$\gamma^2 = 1 + (p/mc)^2 = 1 + \Gamma_z + \Gamma_\perp. \quad (6.2)$$

Dabei ist Γ_z der Energiegewinn, der auf die Beschleunigung in longitudinalen elektrischen Feldern E_z , wie sie im Wakefield auftreten, zurückzuführen ist, während

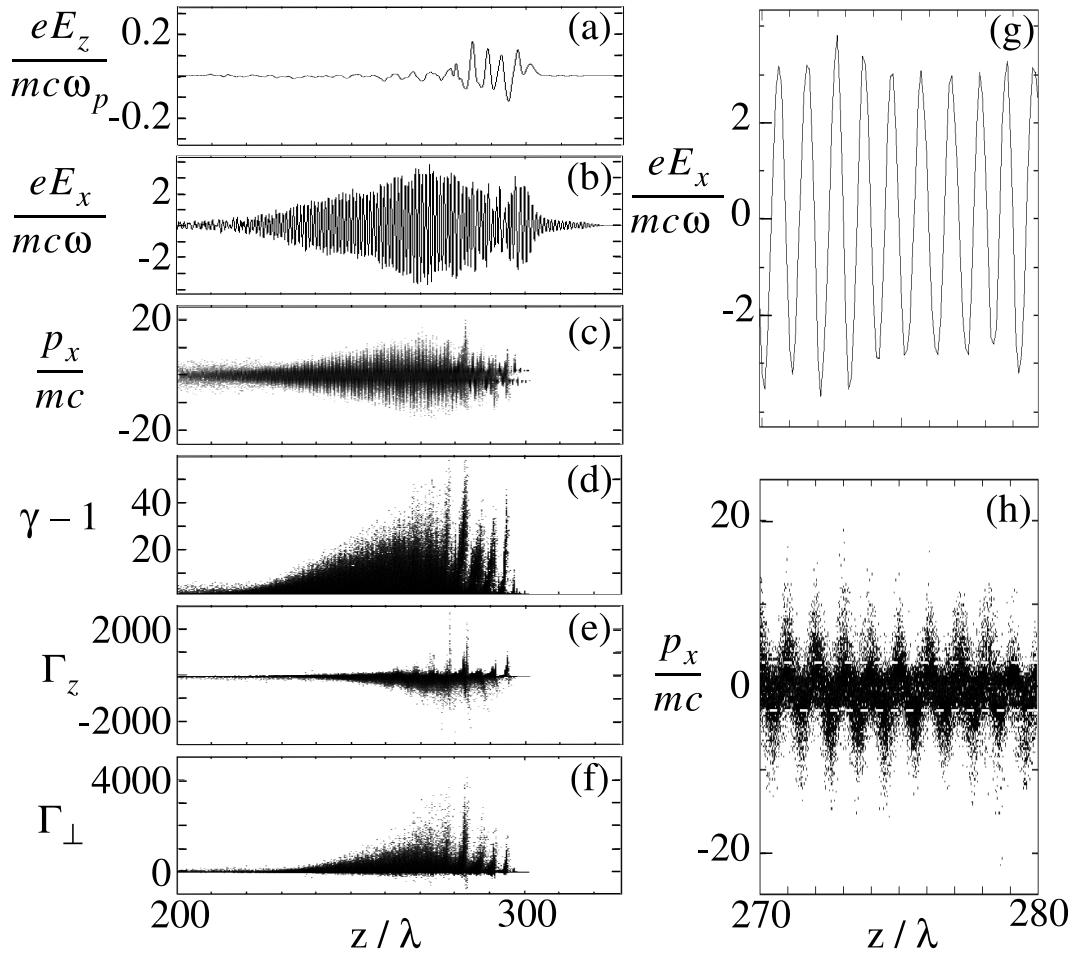


Abbildung 6.2: Momentaufnahme der 3D-PIC-Simulation. Die einzelnen Bilder zeigen auf der Propagationsachse des Lasers z : (a) das Wakefield $eE_z/mc\omega_p$; (b) das Laserfeld $eE_x/mc\omega$; (c) den transversalen Impuls der Elektronen p_x/mc ; (d) die Energieverteilung der Elektronen $\gamma - 1$; (e) den longitudinalen Energiegewinn Γ_z ; (f) den transversalen Energiegewinn Γ_\perp . Die Bilder rechts zeigen eine Vergrößerung zwischen $270 < z/\lambda < 280$ von (g) $eE_x/mc\omega$ und (h) p_x/mc mit den gestrichelten Linien für $|p_x/mc| = 3$.

Γ_\perp der direkten Laserbeschleunigung im transversalen Laserfeld E_\perp entspricht. Das statische elektrische Feld im Kanal trägt im zeitlichen Mittel nicht zur Beschleunigung bei. Für jedes Elektron werden die Werte Γ_z und Γ_\perp nun bis zum Ende der Simulation ermittelt und aufintegriert.

Abb. 6.2 zeigt eine Momentaufnahme zu dem Zeitpunkt, als die Pulsfront die maximale Plasmadichte bei $z = 320\lambda$ im Gasjet erreicht hat. In Bild (a) erkennt man direkt hinter der Pulsfront ein Wakefield, das mit der Plasmawellenlänge moduliert ist. Es bricht jedoch bereits nach wenigen Perioden. Die Bilder (b) und (g) zeigen das Laserfeld, das in diesem selbstfokussierten Puls ein Maximum

von $a_0 = 3$ erreicht. Die Intensität im Kanal hat sich im Vergleich zum Vakuum ($a_0 = 1.7$) also mehr als verdreifacht. Diese Intensität mußte zum Wellenbrechen führen, wie man aus Abb. 2.9 ablesen kann (die Kurve für $a_0 = 3$ durchschreitet bei $n_0 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gerade die als horizontale, gestrichelte Linie angedeutete Grenze zum Wellenbrechen). Allerdings zeigt Bild 6.2 (a), daß die nach Gl. 2.47 maximal mögliche Feldstärke von $\sim 2mc\omega_p/e$ bei weitem nicht erreicht wird. Dies liegt an den in Abschn. 2.3.1 bereits erwähnten 2D-Effekten, wie z. B. dem transversalen Wellenbrechen. Obwohl sich die Modulation mit der Plasmaperiode im Phasenraum der γ -Faktoren widerspiegelt (Bild (d)), erreichen die Elektronen ihre Energie von teilweise mehr als 20 MeV doch primär durch die transversale Beschleunigung. Dies ergibt sich aus der Verteilung der Energiegewinnterme Γ_z und Γ_\perp in den Bildern (e) und (f). Die Modulation mit der Plasmafrequenz läßt allenfalls auf eine Vorbeschleunigung durch LWFA schließen, nach der die Elektronen dann durch DLA weitere Energie gewinnen. Die Mehrheit der Elektronen wird aber, wie man in (e) erkennt, durch das Wakefield effektiv abgebremst ($\Gamma_z < 0$). Dieses Verhalten wird noch deutlicher in Abb. 6.3 (a), in der die Elektronen in der (Γ_z, Γ_\perp) -Ebene als Histogramm dargestellt sind. Alle Elektronen befinden sich im Halbraum $\gamma^2 = 1 + (p/mc)^2 = 1 + \Gamma_z + \Gamma_\perp > 1$. Da sich die überwiegende Mehrheit im Quadranten $\Gamma_z < 0, \Gamma_\perp > 0$ wiederfindet, kann ihre Beschleunigung klar auf die DLA zurückgeführt werden, während sich die LWFA eher kontraproduktiv auf die Beschleunigung auswirkt. Sortiert man die Elektronen in zwei Gruppen nach $\Gamma_z > \Gamma_\perp$, d. h. LWFA dominant, und $\Gamma_\perp > \Gamma_z$, d. h. DLA dominant, ergeben sich die Spektren aus Abb. 6.3 (b). Es wird eine um etwa 3 Größenordnungen höhere Anzahl an Elektronen von der DLA beschleunigt.

Ein Blick in die Vergrößerung 6.2 (h) legt den Schluß auf eine resonante Beschleunigung im Laserfeld nahe. Deutlich ist die Modulation des transversalen Impulses p_x (h) mit dem Laserfeld E_x (g) zu erkennen. Die Elektronen werden also im Laserfeld beschleunigt. Ohne die Resonanz mit der Oszillation in den statischen Feldern dürfte aber der transversale Impuls des Elektrons nach Gl. 2.12 bei der Wechselwirkung mit dem Laserpuls den Wert $a_0 = 3$ nicht überschreiten. Hier hingegen werden Werte von bis zu 20 erreicht, die nur von der Resonanz zwischen Oszillationsbewegung und Laserfrequenz stammen können.

Die gemessene und nach Gl. 2.65 erwartete Skalierung von $T_{eff} \sim a_0 \sim I^{1/2}$ bestätigen weitere 3D-PIC-Simulationen, die für vergleichbare Bedingungen durchgeführt wurden [47, 48].

6.2 Einzelteilchen-Simulation

Obwohl die PIC-Simulation eindeutig die transversale Beschleunigung der Elektronen zeigt und wegen der hohen Energien auch eine Resonanz vorliegen muß,

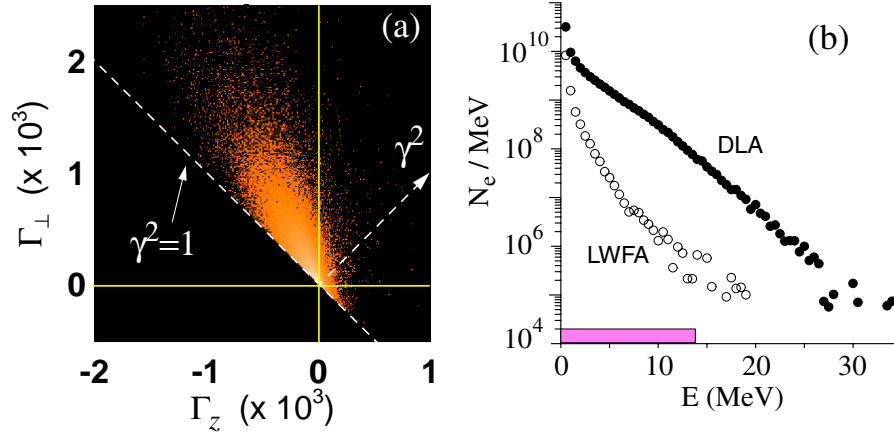


Abbildung 6.3: Aufschlüsselung des Elektronenspektrums der 3D-PIC-Simulation nach dem dominierenden Beschleunigungsmechanismus. (a) Verteilung der Elektronen in der (Γ_z, Γ_\perp) -Ebene. (b) Spektrale Verteilung der überwiegend durch DLA transversal beschleunigten Elektronen (gefüllte Punkte) bzw. der hauptsächlich durch LWFA longitudinal beschleunigten Elektronen (offene Punkte). Der Balken auf der Energieachse entspricht dem Meßbereich des Spektrometers.

ist der eigentliche Prozeß der resonanten Beschleunigung aus ihr nicht ersichtlich. Deshalb ist im Rahmen dieser Arbeit ein bestehender Code modifiziert worden, in dem die Bewegungsgleichung 2.6 für ein einzelnes Elektron in einem Laserpuls numerisch gelöst wird. Diese Modifizierung bestand in der Implementierung der statischen Felder, wie sie im Kanal anzutreffen sind. Im Gegensatz zur PIC-Simulation ist dieser Code nicht selbstkonsistent, aber wegen seiner Einfachheit ist die Bewegung einzelner Elektronen unter verschiedenen Anfangsbedingungen wesentlich leichter zu beobachten.

Abb. 6.4 zeigt den prinzipiellen Ablauf der Simulation. Das Elektron befindet sich im Kanal, wo es von den statischen Feldern umgeben ist, die zeitlich über den gesamten Ablauf konstant sind. Ihr räumliches Profil ist ebenfalls in der Abb. 6.4 dargestellt. Der Verlauf des radialen elektrischen Feldes \vec{E}_s entspricht dem aus Gl. 2.31

$$\vec{E}_s = \hat{r} E_{0s} \frac{r}{r_k} e^{-\frac{r^2}{r_k^2}} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-\frac{r^2}{r_k^2}} \right)^{-1/2}, \quad \text{mit } E_{0s} = \frac{mc^2 a_0^2}{2er_k}. \quad (6.3)$$

mit dem hier gewählten Kanalradius $r_k = \sqrt{2}r_0$. Dem azimuthalen Magnetfeld \vec{B}_s wird eine Stromdichte der Form $J_z \sim (1 - r^2/r_k^2)e^{-r^2/r_k^2}$ zugrunde gelegt, so daß der Strom für $r < r_k$ negativ bzw. für $r > r_k$ positiv ist und insgesamt kein Nettostrom fließt. Damit ergibt sich das statische Magnetfeld zu

$$\vec{B}_s = B_{0s} \frac{r}{r_k} e^{-\frac{r^2}{r_k^2}} \hat{\phi}, \quad \text{mit } B_{0s} = mc\omega/e. \quad (6.4)$$

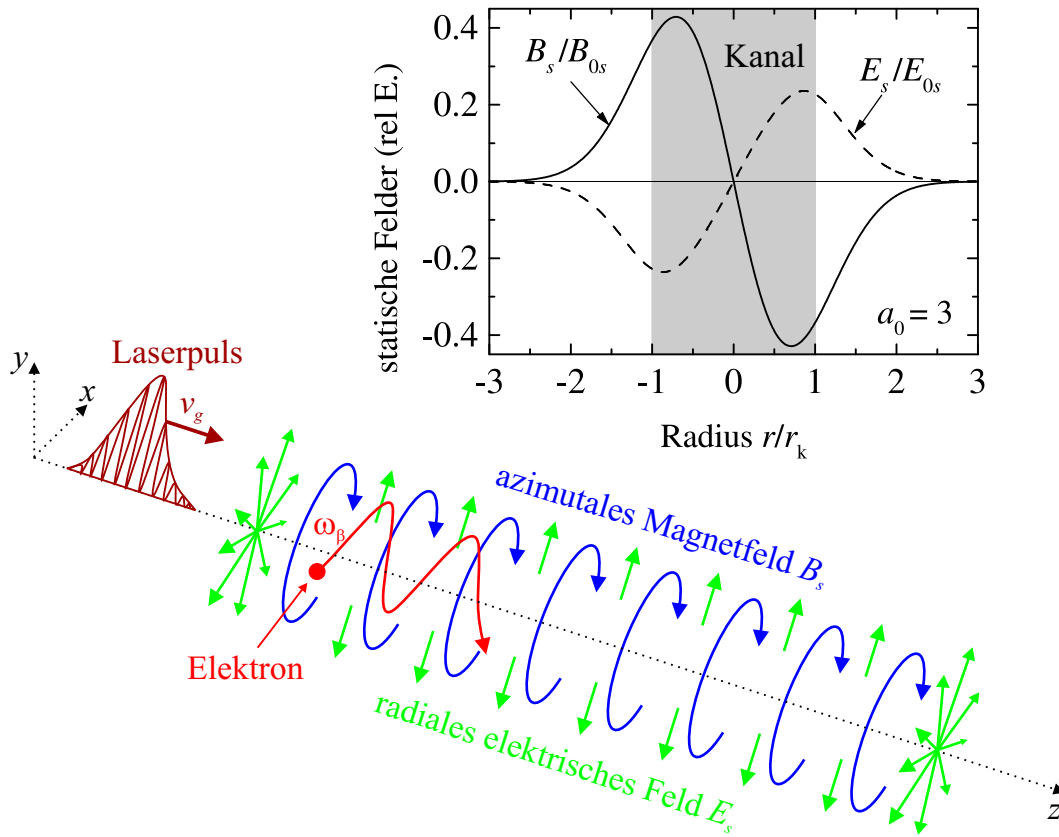


Abbildung 6.4: Prinzip der Einzelteilchen-Simulation. Oben das radiale Profil der statischen Felder, unten die schematische Darstellung des Ablaufs.

B_{0s} ist hier eine aus PIC-Simulationen gewonnene Abschätzung [7]. Um dem Laserpuls neben dem radial gaußförmigen Intensitätsprofil auch ein zeitliches Gaußprofil zu geben, wurde in Gl. 2.18ff E_0 durch $E_0 \exp[-(t - (z - z_0)/v_g)^2/\tau_L^2]$ ersetzt (a_0 entsprechend). Dabei ist z_0 der Anfangsort des Pulsmaximums, $v_g = \eta c$ die Gruppengeschwindigkeit im Plasma und τ_L die Pulsdauer. Die Welle unter der Einhüllenden propagiert mit der Phasengeschwindigkeit c/η .

Zu Beginn der Simulation startet der Puls in einem Abstand von $2c\tau_L$ hinter dem Elektron. Dann ermittelt der Code die Feldstärken am Ort des Elektrons, integriert die relativistische Bewegungsgleichung mit Hilfe des Runge-Kutta Verfahrens vierter Ordnung und berechnet so über einen Gesamtzeitraum von $200\tau_L$ in Zeitschritten Δt , die einem Hunderstel der Laserperiode entsprechen ($\Delta t = 2\pi/100\omega$), sukzessive die neuen Raumkoordinaten des Elektrons [67]. In Hinblick auf das Experiment wurden als Parameter die Wellenlänge $\lambda = 800$ nm, die Pulsdauer $\tau_L = 100$ fs, der Kanalradius $r_k = 2\lambda$, die Intensität $a_0 = 3$ und der Brechungsindex $\eta = 0.95$ sowie 0.98 (entspricht $n_0 = 4 \times$ bzw. 2×10^{20} cm $^{-3}$) gewählt. Das statische elektrische Feld beträgt damit $E_{0s} = 14$ GV/cm, das magnetische Feld $B_{0s} = 134$ MG.

6.2.1 Die Resonanz

Nun lassen sich in ihrer zeitliche Entwicklung verschiedene Parameter studieren, wie die transversale bzw. longitudinale Impulskomponenten p_x und p_z , die Energie des Elektrons γ und die dimensionslose Frequenzverstimmung (Abweichung von der Resonanzfrequenz) $\Delta\omega/\omega = (\omega - kv_z - \omega_\beta)/\omega$. Dabei wird die Betatronfrequenz mit der Relation $\omega_\beta = [|d^2r/dt^2|/|r|]^{1/2}$ aus den Gln. 2.52 u. 2.55 bestimmt. Abb. 6.5 zeigt exemplarisch die Dynamik eines Elektrons, das bei $\eta = 0.95$ auf der Kanalachse ($x_0 = y_0 = 0$) mit einer geringen Anfangsenergie $\gamma_0 = 1.81$ in z -Richtung startet ($p_{x0} = p_{y0} = 0$). Im unteren Bild der Abb. 6.5 erkennt man am Ort $z \approx 50r_k$ zunächst eine kleine transversale Oszillation des Elektrons. Hier hat die ansteigende Flanke des Pulses das Elektron bereits erreicht und es von der Kanalachse abgelenkt. Das Elektron gewinnt nun etwas Energie im Laserpuls, wie es auch das obere Bild zeigt, in dem die zeitliche Entwicklung des γ -Faktors dargestellt ist. Solange die Frequenzverstimmung großen Fluktuationen unterworfen ist und im Mittel größer als $\sim 2\%$ ist, kann das Elektron dem Laserfeld allerdings kaum Energie entnehmen. Schließlich wird aber bei einer geeigneten Kombination von γ und p_z die Resonanzbedingung aus Gl. 2.57 erfüllt, und das Elektron erfährt bei $t = 32\tau_L$ die erwartete starke Beschleunigung. Dies verdeutlicht das mittlere Bild der Abb. 6.5, das eine Vergrößerung des entscheidenden Momentes zeigt. Die Resonanz besteht über einen Zeitraum von 150 fs, während dessen die transversal gewonnene Energie in den vorwärtsgerichteten Impuls umgesetzt wird (s. a. Gl. 2.58) und das Elektron $\gamma = 22.7$ bzw. eine kinetische Energie von $T = 11$ MeV erreicht.

Für eine geringere Dichte mit $\eta = 0.98$ erlangt das Elektron in der Resonanz eine noch höhere Energie von 38 MeV. Dies erklärt sich dadurch, daß der Puls wegen seiner höheren Gruppengeschwindigkeit länger mit dem Elektron in Kontakt bleibt und daß wegen

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 1 - \eta \frac{v_z}{c} - \frac{\omega_p}{\omega\sqrt{2\gamma}} \stackrel{\gamma \gg 1}{\approx} 1 - \eta \quad (6.5)$$

bei größerem η die Frequenzverstimmung über einen größeren γ -Bereich innerhalb der $\pm 2\%$ Grenzen bleibt. Dieses Verhalten ist auch der Abb. 6.6 zu entnehmen, in der die Frequenzverstimmung nach Gl. 6.5 in Abhängigkeit von γ für $\eta = 0.95$ und 0.98 dargestellt ist.

6.2.2 Monte-Carlo-Simulation

Das Experiment und die 3D-PIC-Simulation haben gezeigt, daß die MeV-Elektronen einer Boltzmann-Verteilung folgen und einen Strahl mit einigen Grad Divergenz formen. Um zu überprüfen, ob dies durch die Einzelteilchen-Simulation

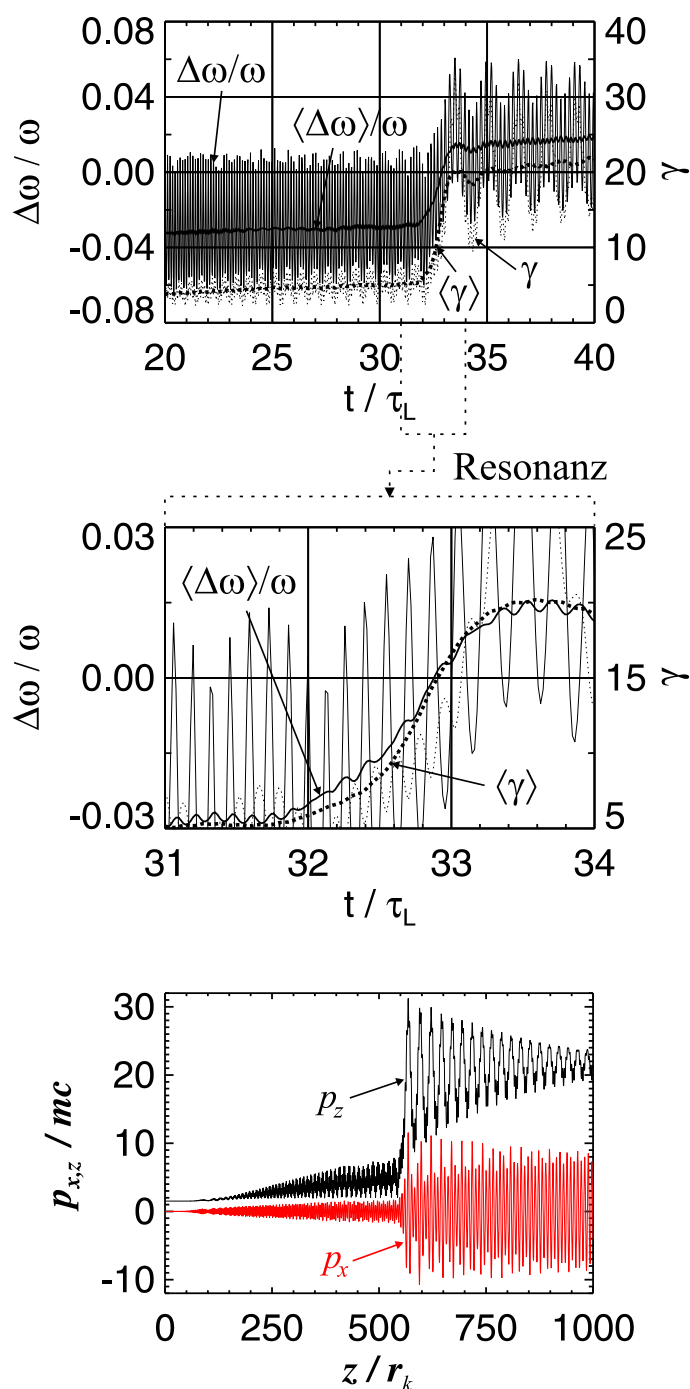


Abbildung 6.5: Entwicklung verschiedener dynamischer Größen in der Einzelteilchen-Simulation. Oben: Energie des Elektrons γ (gepunktete Linie) und Frequenzverstimmung $\Delta\omega/\omega$ (durchgezogene Linien) mit der Zeit t . Die fetten Linien sind Mittelungen über mehrere Perioden. Mitte: Ausschnittsvergrößerung an der Resonanz. Unten: transversaler (p_x) und longitudinaler Impuls (p_z) des Elektrons mit dem Ort z ($r_k = 2\lambda$).

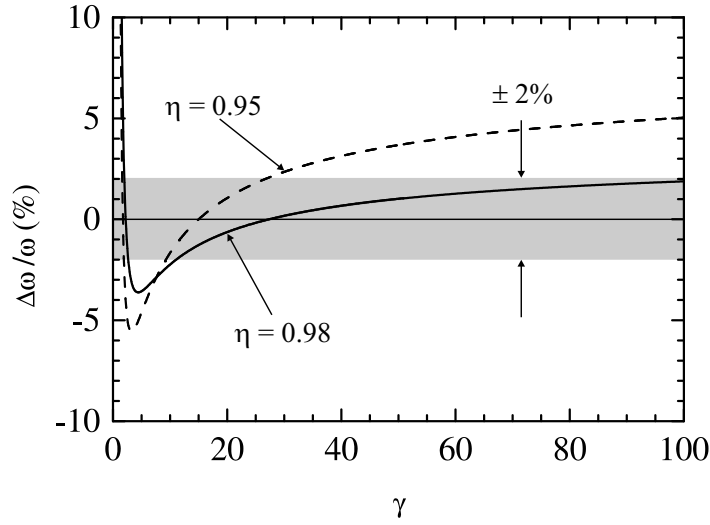


Abbildung 6.6: Abhängigkeit der Frequenzverstimmung $\Delta\omega/\omega$ von γ für die Parameter $\eta = 0.95$ bzw. 0.98 , $a_0 = 3$ und $v_x \ll c$.

reproduziert wird, wurde der Code zu einer 3D-Monte-Carlo-Simulation ausgebaut. Bei dieser verteilt ein Zufallsgenerator typischerweise einige tausend Elektronen gleichmäßig auf Startpositionen mit $z_0 = 0$ und $\sqrt{x_0^2 + y_0^2} < 0.5 r_k$. Außerdem würfelt er ihre Anfangsenergie γ_0 nach einer Boltzmannverteilung T_{eff0} mit isotrop verteiltem Anfangsimpuls \vec{p}_0 . Die Annahme einer gewissen Anfangstemperatur T_{eff0} erscheint plausibel, da die Elektronen in der Realität (und auch in der PIC-Simulation) durch Effekte wie Ramanstreuung und Wakefield-Erzeugung vorbeschleunigt werden. Die Trajektorie jedes Elektrons wird bis zu einer Zeit von $20\tau_L$ bestimmt. Dadurch ist der Kanal in Anlehnung an das Experiment auf eine Länge von etwa $600\mu\text{m}$ begrenzt.

Abb. 6.7 gibt die Energieverteilung der Elektronen am Ende des Kanals nach der Wechselwirkung mit dem Laserpuls wieder. Sowohl für $\eta = 0.98$ als auch 0.95 folgt sie im MeV-Bereich einer Exponentialkurve. Dabei bewegen sich die effektiven Temperaturen von einigen MeV in derselben Größenordnung wie im Experiment und das Verhältnis von $T_{eff}(\eta = 0.95)/T_{eff}(\eta = 0.98) = 0.62$ stimmt gut mit dem experimentellen Ergebnis überein ($3.3\text{ MeV}/2.2\text{ MeV} = 0.67$, s. Abb. 5.7). Ein Grund für die im Vergleich zum Experiment um einen Faktor ~ 2 zu hohen Temperaturen liegt im Fehlen des Wakefields. Wie die PIC-Simulation erwiesen hat, führt dieses zu einem effektiven Abbremsen der durch DLA beschleunigten Elektronen (s. Abb. 6.2 (e)). Auch die relative Anzahl beschleunigter MeV-Elektronen verhält sich ähnlich wie im Experiment: $n_e^{MeV}(\eta = 0.95)/n_e^{MeV}(\eta = 0.98) \approx 1.3$. Bei diesen Simulationen war die Anfangstemperatur 50 keV . Es zeigte sich jedoch, daß lediglich im niedrigen MeV-Bereich ($< 5\text{ MeV}$) die Endverteilung von T_{eff0} abhängig ist, während das restliche Spektrum von

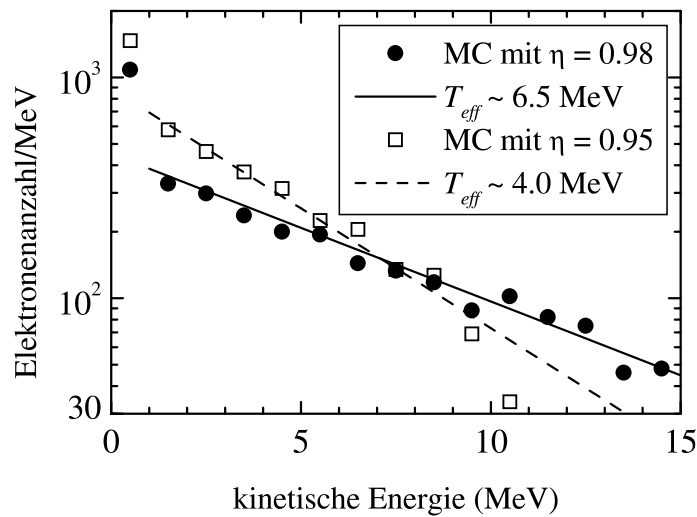


Abbildung 6.7: Energieverteilung der Elektronen und angepaßte Exponentialkurven der Monte-Carlo-Simulation mit $T_{eff0} = 50$ keV für $\eta = 0.98$ (gefüllte Punkte und durchgezogene Linie mit $T_{eff} = 6.5$ MeV) und 0.95 (offene Quadrate und gestrichelte Linie mit $T_{eff} = 4.0$ MeV) im Meßbereich des Spektrometers.

Werten $0 < T_{eff0} < 1$ MeV unbeeinflußt bleibt.

Die Winkelverteilung dieser Elektronen ist der Abb. 6.8 zu entnehmen. Wie im Experiment nimmt der Divergenzwinkel $\theta_r = \tan^{-1}(p_{\perp}/p_z)$ mit wachsendem γ ab. Dies ist bei der DLA zu erwarten, da die transversal gewonnene Energie in den vorwärtsgerichteten Impuls umgesetzt und damit das Verhältnis p_{\perp}/p_z

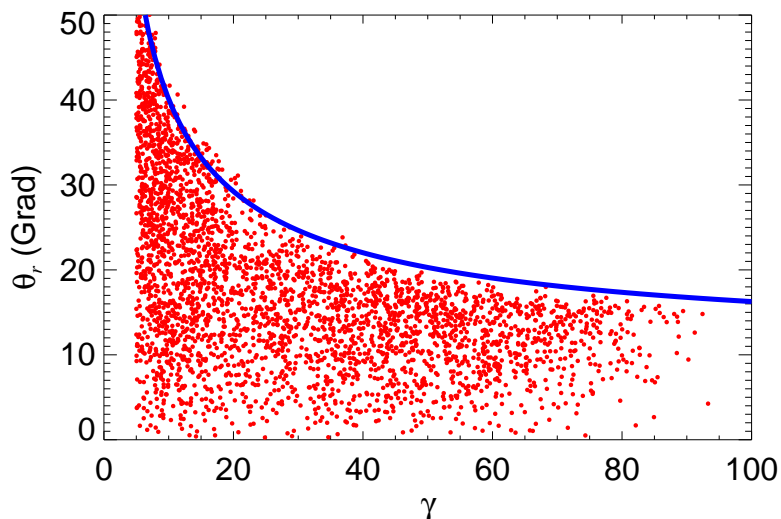


Abbildung 6.8: Winkelverteilung aller Elektronen mit $T > 5$ MeV in Abhängigkeit von ihrer Energie (Punkte) und analytisch berechneter Maximalwinkel (Linie) für $\eta = 0.98$.

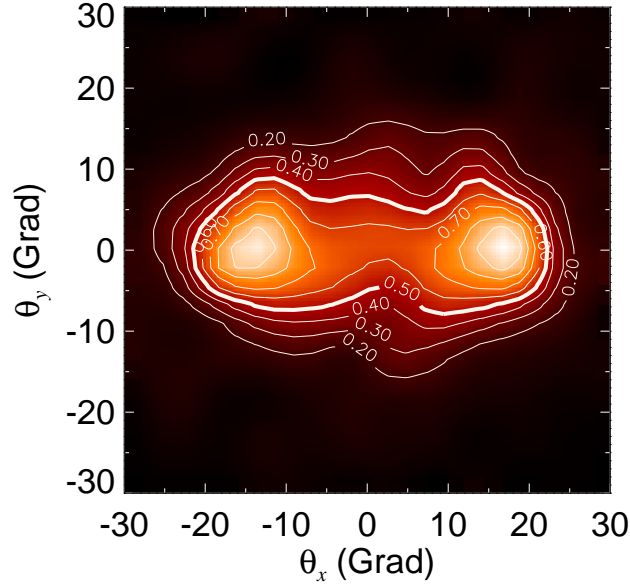


Abbildung 6.9: Winkelverteilung der beschleunigten MeV-Elektronen. θ_x und θ_y sind die Winkel, die sich jeweils aus dem Verhältnis der transversalen Geschwindigkeit zur longitudinalen ergeben.

immer kleiner wird. Der maximal mögliche Winkel wird durch die Bewegungskonstante aus Gl. 2.59 festgelegt (mit dem Anfangsimpuls $p_{zA0} = 0$ und der maximalen Anfangsenergie $\gamma_{A0} = 2$, die bei $T_{eff0} = 50$ keV sinnvoll erscheint). Leichte Abweichungen entspringen vereinfachenden Annahmen bei der Herleitung des analytischen Ausdrucks (ebene Welle und linear ansteigende statische Felder).

Abschließend gibt die Abb. 6.9 das Winkelprofil wieder, wie es sich auch experimentell als Strahlprofil im Fernfeld auf einem Szintillationsschirm darstellen würde. Im Gegensatz zum Experiment zeigt sich eine Asymmetrie mit einer stärkeren Ausdehnung in der Polarisations Ebene E_x des Lasers. Diese Ausdehnung resultiert aus der transversalen Beschleunigung, während die schwächere Ausdehnung senkrecht dazu auf die anfängliche Geschwindigkeitsverteilung zurückzuführen ist. Die zwei Spots ergeben sich aus der Tatsache, daß die Mehrheit der Elektronen nicht in der Nähe ihrer Umkehrpunkte mit $p_x = 0$ den Kanal verläßt, sondern zwischen diesen beiden Punkten im Bereich um $0.5 r_k$ unter einem Winkel von $\theta \approx \pm 15^\circ$. Ein Grund für die Diskrepanz zwischen diesem Simulationsergebnis und dem Experiment könnte in Raumladungseffekten liegen, die in einer Einzelteilchen-Simulation nicht berücksichtigt werden. So führen diese bei den hier auftretenden hohen Strömen durchaus zu einigen Grad Divergenz, die das

Bild der Simulation verwischen könnten [79].

6.3 Erklärungen für die experimentellen Ergebnisse

Das Experiment hat ergeben, daß es eine optimale Plasmadichte von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gibt, bei der 2×10^{10} Elektronen auf über 1 MeV beschleunigt werden. Ihre effektive Temperatur beträgt 3.3 MeV und ihre Maximalenergie mehr als 12 MeV. Je höher die Energie der Elektronen ist, desto stärker sind sie im Elektronenstrahl kollimiert (von 17° bis 9°). Zusammenfassend lassen sich diese experimentellen Ergebnisse mit den analytischen Herleitungen aus Kap. 2 und den Simulationen dieses Kapitels wie folgt deuten:

- Die LWFA ist wegen der hohen Plasmadichte nicht in der Lage, so viele Elektronen auf so hohe Energien zu beschleunigen. Zum einen brechen die Wellen frühzeitig, zum anderen könnten sie, selbst wenn sie nicht brächen, bei den höchsten im Experiment verwendeten Dichten wegen des Dephasing Limit nicht zu den gemessenen Energien von über 10 MeV führen.
- Die 3D-PIC-Simulation zeigt eindeutig, daß die Elektronen transversal beschleunigt werden, und damit die DLA der dominante Beschleunigungsmechanismus ist.
- Es gibt eine optimale Plasmadichte, bei der die höchste effektive Temperatur erreicht wird. Diese Dichte muß hoch genug sein, damit sich ein Kanal ausbilden kann und sich für die Resonanz ausreichend starke statische Felder aufbauen. Andererseits darf sich nicht, wie die Einzeileichen-Simulation gezeigt hat, zu hoch sein, damit die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses nicht so niedrig ist, daß dieser den Kontakt zu den Elektronen bereits verliert, nachdem er sie nur wenig beschleunigt hat.
- Die hohenenergetischen Elektronen sind stärker kollimiert, weil die transversal gewonnene Energie in den vorwärtsgerichteten Impuls umgesetzt wird und damit mit wachsendem γ das Verhältnis p_x/p_z sinkt.

Kapitel 7

Laserinduzierte Positronenerzeugung

Der Kanal und die darin beschleunigten Elektronen stellen eine potentielle Quelle zur laserinduzierten Teilchenerzeugung dar. So berichten Pretzler *et al.* über den Nachweis von Fusionsneutronen, die bei der Coulombexplosion der Ionen aus dem Kanal in einem Deuteriumplasma entstehen [5]. Während der Laser die Elektronen in einer Zeit von $\sim 1/\omega_p$ aus dem Kanal verdrängt, baut sich eine Raumladung auf, die die zurückbleibenden Deuteriumionen auf Energien von der Größenordnung des ponderomotorischen Potentials (~ 1 MeV) beschleunigt. Diese Energie reicht aus, daß die Fusionsreaktion $D + D \rightarrow {}^3\text{He}(0.82 \text{ MeV}) + n(2.45 \text{ MeV})$ im Plasma abläuft.

Treffen die in Laserpropagationsrichtung beschleunigten MeV-Elektronen auf ein hoch-Z Material, entsteht harte γ -Strahlung [6], die Kernreaktionen auslösen kann. So haben kürzlich Cowan *et al.* mit dem Petawatt-Laser am Lawrence Livermore National Laboratory die photoinduzierte Spaltung von ${}^{238}\text{U}$ nachgewiesen [4], wie sie von Boyer *et al.* schon 1988 vorhergesagt worden war [80]. Die Möglichkeit der Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren mit relativistischen Elektronen, die in einem hochintensiven Laserfokus beschleunigt werden, haben Shearer *et al.* bereits 1973 diskutiert [81]. Das nachfolgend beschriebene Experiment ist der erste Nachweis für Positronen, die ein Table-Top Laser mit Photonen im eV-Bereich erzeugt hat.

7.1 Paarerzeugung durch Elektronen

MeV-Elektronen können in einem Konverter über zwei verschiedene Prozesse Positronen erzeugen [82]. Im ersten Prozeß erzeugen die Elektronen an einem Kern harte Bremsstrahlungsquanten, die wiederum an einem anderen Kern Elektron-Positron-Paare erzeugen. Der zweite Prozeß ist der sog. Dreizack (engl. „Tri-

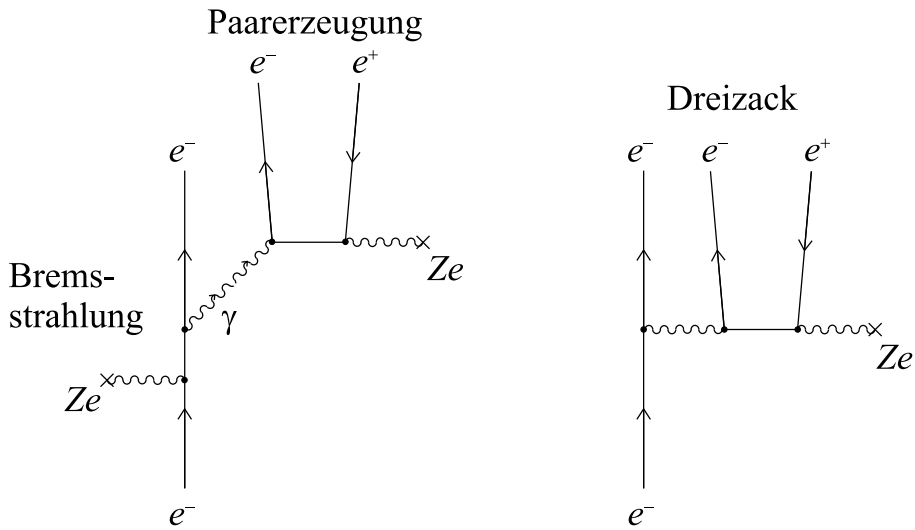


Abbildung 7.1: Feynman-Graphen niedrigster Ordnung. Links: Bremsstrahlung eines Elektrons e^- in der Nähe eines Kerns Ze gefolgt von Paarerzeugung e^+e^- durch das reale Photon γ an einem anderen Kern. Rechts: Direkte Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares am Kern über den Austausch virtuelle Photonen (Dreizackprozeß) [83].

dent“), bei dem ein MeV-Elektron direkt mit nur einem Kern über den Austausch virtueller γ -Quanten ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Die Feynman-Graphen beider Prozesse zeigt die Abb. 7.1.

Der Wirkungsquerschnitt σ_γ dafür, daß ein Elektron mit kinetischer Energie T ein Bremsstrahlungsphoton erzeugt, das eine Energie höher als die Schwelle für Paarerzeugung von $T_0 = 1.022 \text{ MeV}$ hat, beträgt

$$\sigma_\gamma \approx 11Z^2 \left[0.83 \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) - \ln \frac{T_0}{T} \right] \text{ mb} \stackrel{T=3\text{MeV}}{\approx} 4Z^2 \text{ mb} \quad (7.1)$$

mit der Kernladungszahl Z des beteiligten Kerns und $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ [82]. Die Paarerzeugung durch ein solches reales Photon hat einen Wirkungsquerschnitt, der für eine Photonenenergie $E_\gamma < 5 \text{ MeV}$ linear mit E_γ und dann nur noch mit $\ln E_\gamma$ wächst (für detaillierte Werte s. z. B. [62]). Er ist im hier relevanten Energiebereich von der Größenordnung

$$\sigma_{pair} \approx Z^2 \text{ mb} . \quad (7.2)$$

Somit erhält man als Abschätzung für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron auf diesem Wege ein Positron erzeugt,

$$p_{\gamma \rightarrow pair} \approx \sigma_\gamma \sigma_{pair} n_0^2 l^2 / 2 , \quad (7.3)$$

mit der atomaren Dichte n_0 und der Konverterdicke l . Der Faktor $1/2$ erklärt sich aus der Tatsache, daß in dieser Näherung die Anzahl der Bremsstrahlungsphoto-

nen N_γ linear mit dem Ort z gemäß

$$N_\gamma(z) = \int_0^z n_0 \sigma_\gamma dz' \sim z. \quad (7.4)$$

wächst und im Mittel daher $n_0 \sigma_\gamma l/2$ beträgt. Gl. 7.3 gilt unter der Bedingung, daß $l \ll R, \mu^{-1}$, wobei R die Reichweite der Elektronen im Konverter (s. Gl. 3.3) und μ der Absorptionskoeffizient für die Bremsstrahlung ist.

Der Wirkungsquerschnitt des Dreizackprozesses nimmt für Elektronenenergien $T < 6 \text{ MeV}$ stark mit entsprechendem γ zu [81]

$$\sigma_{tr}(\gamma < 13) \approx 5 \times 10^{-6} Z^2 (\gamma - 3)^{3.6} \text{ mb} \stackrel{\gamma=7}{\approx} Z^2 \mu\text{b}, \quad (7.5)$$

wächst dann aber mit

$$\sigma_{tr}(\gamma > 13) \approx 1.6 \times 10^{-3} Z^2 (\ln \gamma)^3 \text{ mb} \quad (7.6)$$

nur noch wenig [84]. Die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Positrons ergibt sich zu

$$p_{tr} \approx \sigma_{tr} n_0 l. \quad (7.7)$$

Während der zweistufige Prozeß quadratisch mit der Konverterdicke skaliert, geht beim Dreizack diese Größe nur linear ein. Trotz der weitaus größeren Wirkungsquerschnitte beim zweistufigen Prozeß gewinnt deshalb mit abnehmender Konverterdicke bzw. -dichte der Dreizack die Oberhand.

Abb. 7.2 zeigt das Verhältnis der beiden Prozesse in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Da nur die Größenordnungen abgeschätzt werden sollen, wird angenommen, daß das durch Bremsstrahlung erzeugte Photon die mittlere Energie zwischen der Elektronenenergie und der Schwelle T_0 hat. Als Konverter dient Blei mit $l = 2 \text{ mm}$ und $n_{0Pb} = 3.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Im hier relevanten Bereich bis 15 MeV dominiert der zweistufige Prozeß, der mit einer um den Faktor 10 und mehr höheren Wahrscheinlichkeit auftritt. Die zweite Kurve stellt die relative Anzahl erzeugter Positronen N_{e^+}/N_{e^-} dar. So ergibt sich für 3 MeV -Elektronen eine Konversion in Positronen von 10^{-3} . Wählte man den Konverter nur $10 \mu\text{m}$ dick, erhielte man eine Konversion von nur 10^{-6} , die aber nun der Dreizackprozeß dominierte.

7.2 Experimenteller Nachweis von Positronen

Zu Beginn der Messung wurde zunächst ein Elektronenspektrum aufgenommen (s. Abb. 7.3) und auf seine Reproduzierbarkeit überprüft. Unter den gegebenen Bedingungen ergab sich eine konstante Elektronentemperatur von $2.7 \pm 0.1 \text{ MeV}$ und eine Anzahl an MeV -Elektronen von $(8.4 \pm 1.8) \times 10^8/3 \text{ msr}$. Dies ist der

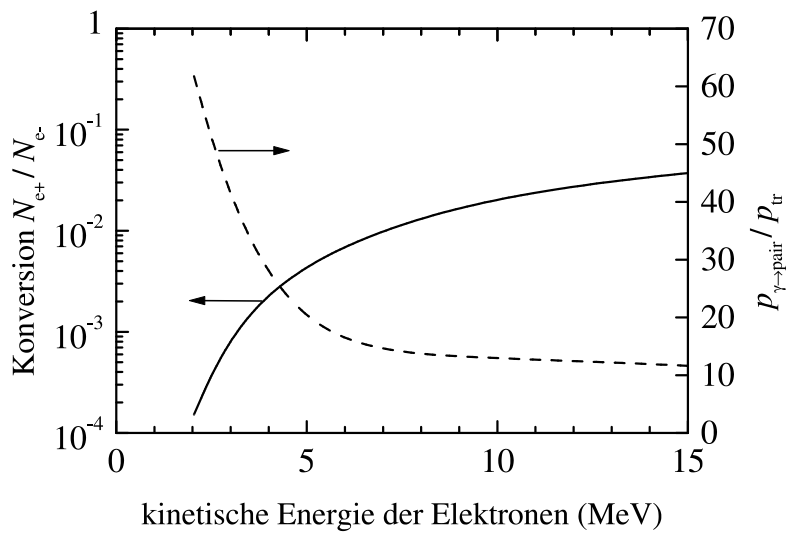


Abbildung 7.2: Konversion von Elektronen in Positronen und Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für die konkurrierenden Prozesse beim 2 mm starken Bleikonverter.

Raumwinkel, in dem die Elektronen im Experiment auf den Bleikonverter treffen, wie es Abb. 7.4 zeigt. Die Elektronen werden in einem 6 cm dicken Plastikblock kollimiert, der ein Loch mit 1 cm Durchmesser hat, und treffen 16 cm hinter dem Fokus auf den 2 mm starken Bleikonverter. Der Plastikblock bremst dabei die Elektronen, die nicht zum Konverter gelangen, und reduziert gleichzeitig als niedrig-Z Material die Bremsstrahlungsproduktion auf ein Minimum. So wird der Untergrund für die Messung verringert. Die im Konverter isotrop erzeugten Positronen müssen sich zuerst einige Zentimeter weiter durch den Kol-

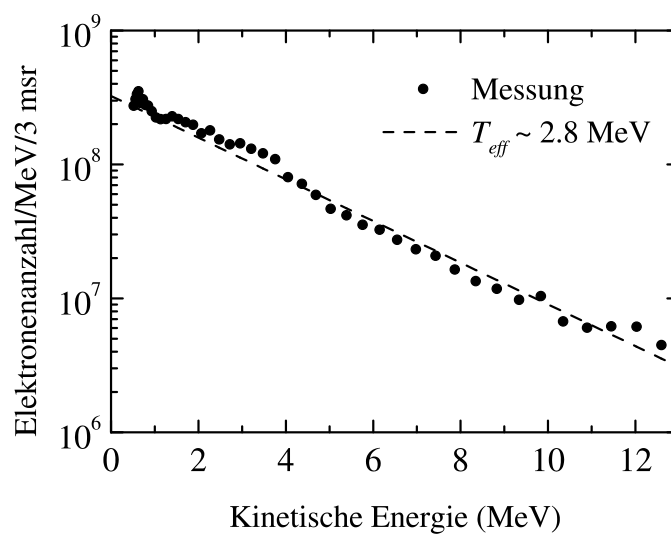


Abbildung 7.3: Elektronenspektrum zur Positronenerzeugung.

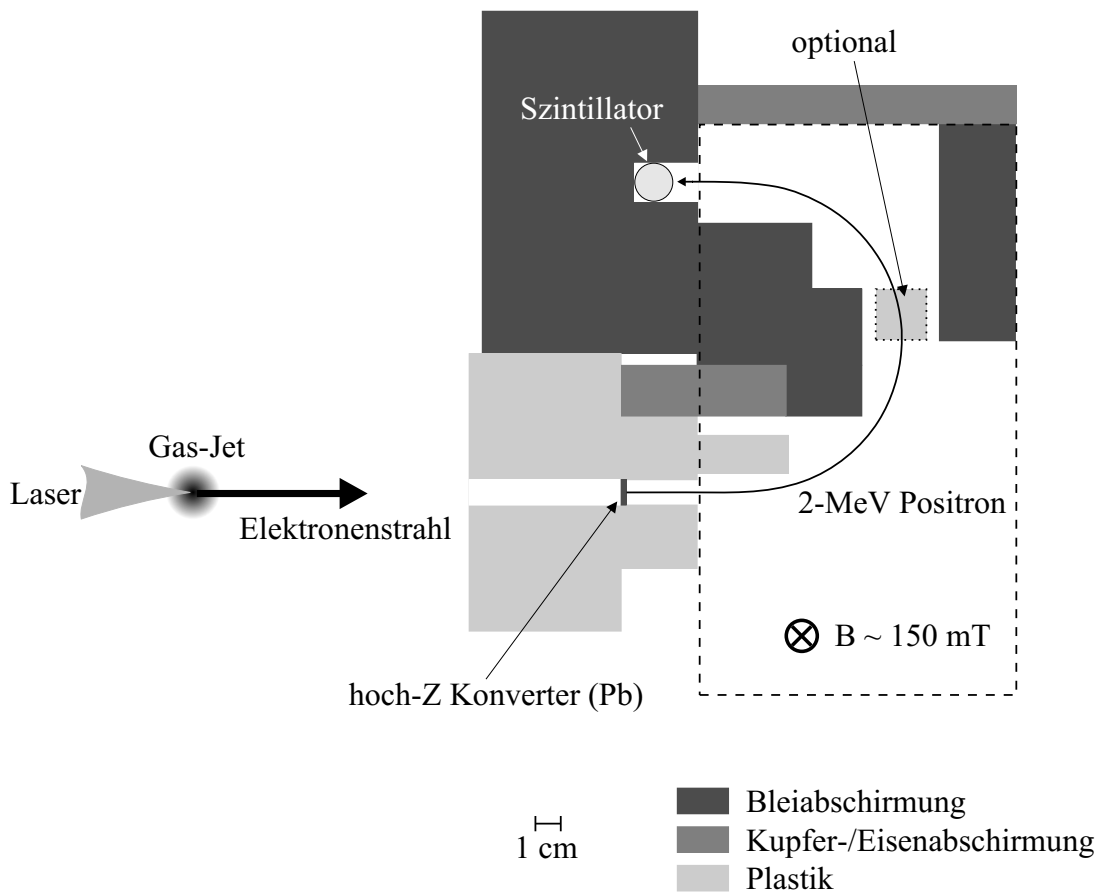


Abbildung 7.4: Experimenteller Aufbau zur Positronenerzeugung.

limator bewegen, bevor sie dann in den Dipolmagneten des Elektronenspektrometers gelangen. Dieser lenkt sie um 180° ab, um sie von den Elektronen zu trennen. Am Ausgang des Magneten detektiert sie ein 1.5 cm dicker Plastiksintillator, der lichtdicht verpackt und mit einem optischen Fett über ein Fenster an die Kathode eines Photoelektronenvervielfachers gekoppelt ist. Er deckt durch seine Ausdehnung den Bereich von (2 ± 0.08) MeV des Positronenspektrums ab und kann Positronen detektieren, die in einem Raumwinkel von 7 msr aus dem Bleikonverter emittiert werden. Abb. 7.5 zeigt das erwartete Positronenspektrum in 4π und den Bereich um 2 MeV, den der Detektor abdeckt. Dieses Spektrum wurde unter der Annahme berechnet, daß die Elektronen im Target Bremsstrahlungsphotonen erzeugen, deren Energie in der Mitte zwischen der Schwellenergie von 1.022 MeV und dem maximal möglichen Wert liegt (s. Abschn. 7.1). Diese Photonen wiederum erzeugen Paare von Elektronen und Positronen, die jeweils die Hälfte der überschüssigen Photonenenergie als kinetische Energie erhalten.

Verschiedene γ - und Elektronen-Quellen (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{207}Bi , ^{228}Th) dienen der

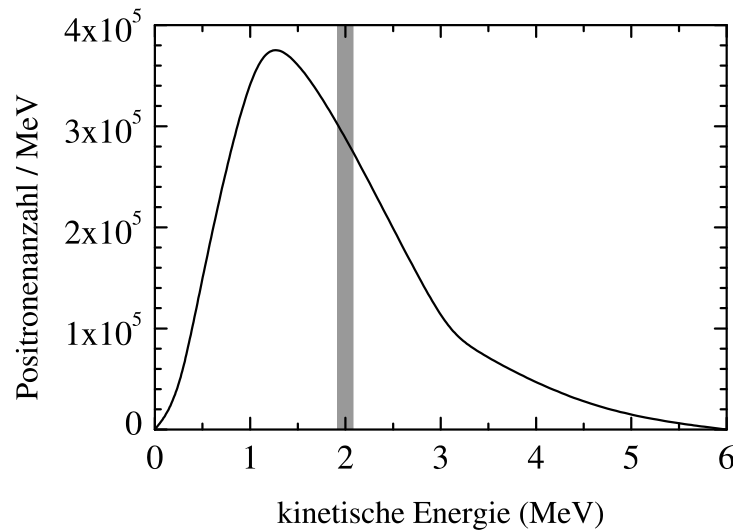


Abbildung 7.5: Positronenspektrum, errechnet aus dem gemessenen Elektronenspektrum und der Konversion (s. Abb. 7.2). Der vom Detektor abgedeckte Bereich ist grau unterlegt.

Detektorkalibrierung. Es zeigte sich, daß der Detektor rundherum mit mindestens 5 cm Blei zu schirmen ist, um den Untergrund bei verschlossenem Kollimator auf ein Signal zu drücken, das 400 MeV deponierter Teilchenenergie entspricht. Dieser Untergrund ist tolerierbar, da nach Abb. 7.5 eine Anzahl von

$$N_{e+} \approx \underbrace{2 \times 10^{-2}}_{N_{e+}/N_{e-} @ 9 \text{ MeV}} \times \underbrace{1.4 \times 10^7}_{N_{e-}/\text{MeV} @ 9 \text{ MeV}} \times \underbrace{0.16}_{(2 \pm 0.08) \text{ MeV}} \times \frac{\overbrace{7 \times 10^{-3}}^{\text{Raumwinkel}}}{4\pi} \approx 25 \quad (7.8)$$

Positronen im Detektor erwartet wird. Bei geöffnetem Kollimator, aber geblocktem Positronenweg verdoppelt sich der Untergrund noch einmal, so daß sich das erwartete Signal durch die deponierte Positronenenergie auf etwa 7% des Untergrundes beläuft. Den Positronenweg blockt ein Plastikwürfel mit 2 cm Kantenlänge, in dem 2 MeV-Positronen steckenbleiben. Eine Messung, bei der das Magnetfeld „abgeschaltet“ war, zeigte, daß durch den Spalt, durch den die Positronen zum Detektor gelangen sollen, weder Röntgenstrahlung noch gestreute Elektronen gelangen, die das Detektorsignal nennenswert beeinflussen. Für diesen Nachweis kam ein Nachbau des Dipolmagneten zum Einsatz, bei dem unmagnetisiertes Eisen die Einzelmagnete ersetzt. Mit diesem Bauteil gab es bei einer Mittelung über 100 Laserschüsse keinen signifikanten Unterschied zwischen den Messungen mit bzw. ohne Plastikklötz. Die entsprechenden Messungen mit Magnetfeld ergaben hingegen einen signifikanten Wert. Dies verdeutlicht die Abb. 7.6. Die beiden Histogramme bzw. Kurven gehören zum einen zur Untergrundmessung (Subskript U) und zum anderen zur Signalmessung bei geöffnetem Positronenweg (Subskript

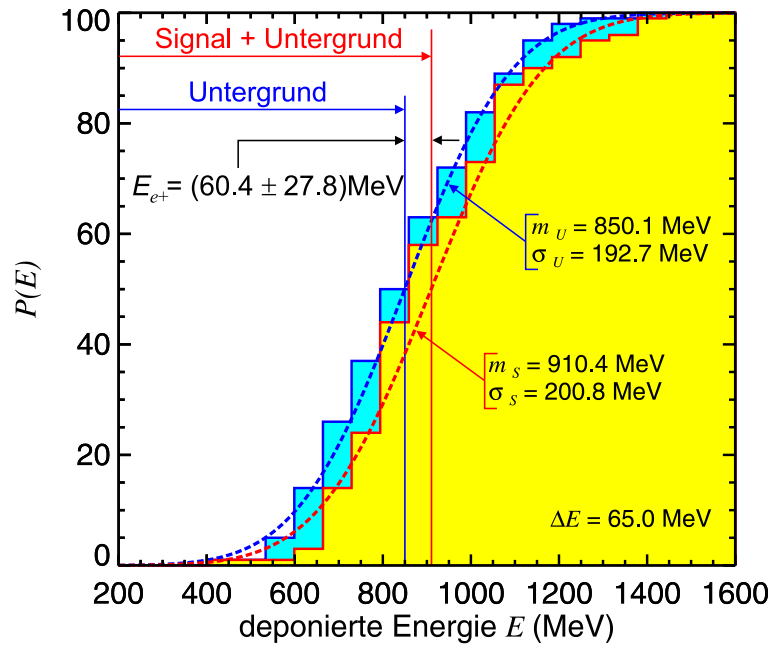


Abbildung 7.6: Anzahl der Laserpulse $P(E)$ mit einer im Detektor deponierten Energie, die geringer als E ist, zum einen nur für den Untergrund (dunkelgrau schattierter Bereich), zum anderen für Signal+Untergrund (hellgrau schattiert). Die experimentellen Daten sind als Histogramm dargestellt mit der angegebenen Intervallbreite ΔE , die der Meßgenauigkeit entspricht. Die gestrichelten Kurven ergeben sich jeweils aus dem Integral der Normalverteilung, für die aus den Meßdaten der Mittelwert m und die Standardabweichung σ bestimmt wurde. Die Verschiebung der beiden Datensätze ist auf die Detektion von Positronen zurückzuführen.

S), die den Untergrund miteinschließt. Die Histogramme entsprechen der absoluten Anzahl von Laserschüssen $P(E)$, bei denen eine Energie kleiner als E gemessen wurde. Die Kurven entsprechen jeweils der zwischen 0 und E integrierten Normalverteilung, die an die Verteilung der Meßdaten mit dem Mittelwert m und der Standardabweichung σ angepaßt wurde. Die Verschiebung der beiden Histogramme bzw. der Kurven gegeneinander ist auf detektierte Positronen bei der Signal-Messung zurückzuführen. Das gemessene Signal entspricht einer Positronenanzahl von 30 ± 14 . Diese Zahl steht in sehr guter Übereinstimmung mit der Abschätzung aus Gl. 7.8.

Als Ergänzung zur Messung wurde eine detaillierte Simulation mit dem in Abschn. 4.2 erwähnten GEANT-Code durchgeführt. Dieser Code enthält nicht den Dreizackprozeß, der aber bei der hier gewählten Konverterdicke, wie in Abschn. 7.1 gezeigt, vernachlässigbar ist. GEANT gibt dem Anwender die Möglichkeit, den kompletten experimentellen Aufbau zu implementieren, so daß die Simulation in diesem Fall vom Konverter über Dipolmagnet, Detektor, Abschirmung bis hin zur Kammerwand alle Bestandteile aus Abb. 7.4 aufweist. Als Eingabe

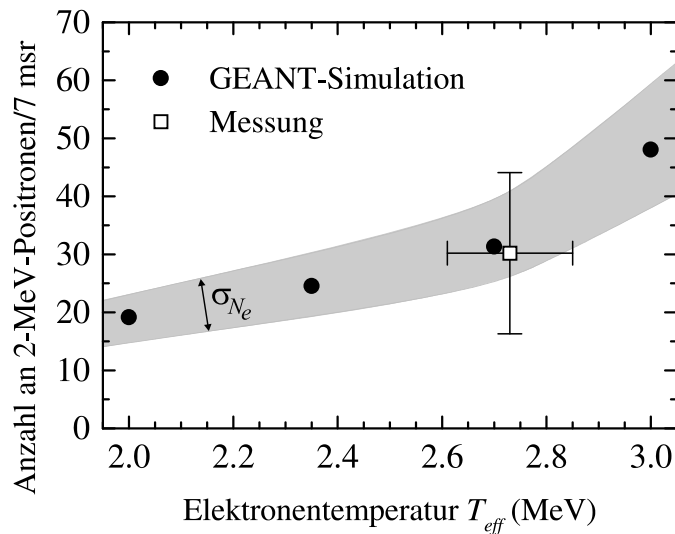


Abbildung 7.7: Vergleich der Anzahl von gemessenen Positronen mit der Vorhersage der GEANT-Simulation. Der grau schattierte Bereich resultiert aus der Standardabweichung der absolut gemessenen Elektronenanzahl.

erhält der Code den Strahl von Elektronen, deren Energie mit einem Zufallsgenerator gemäß einer frei wählbaren Elektronentemperatur gewürfelt wird [75]. Jede Simulation läuft mit 10^9 Elektronen ab, um eine ausreichend gute Statistik zu erreichen. Das Ergebnis wird anschließend entsprechend dem gemessenen Wert von 8.4×10^8 skaliert. Die Richtung der Elektronen ist die Laserpropagationsrichtung. Der Winkel zur Laserstrahlachse wird so gewürfelt, daß die Elektronen die volle Konverterfläche gleichmäßig treffen. Die Ausgabe der Simulation ist das vom Detektor „gemessene“ Spektrum. Dazu zählen sowohl die Positronen als auch der γ -Untergrund. Das Integral über dieses Spektrum wäre der im Experiment bei einem Schuß gemessene Wert.

Die Simulation bestätigt das experimentelle Ergebnis, daß durch den Spalt nur Positronen zum Detektor gelangen. Der Untergrund bei geblocktem Spalt entspricht mit 400 MeV ebenfalls dem experimentellen Wert. Die mit offenem Spalt ermittelte Positronenanzahl in Abhängigkeit von der effektiven Temperatur des Elektronenstrahls zeigt die Abb. 7.7. Da die gemessene Elektronenanzahl wegen der Schuß-zu-Schuß-Schwankungen und der Kalibrierung des Detektors mit einer Standardabweichung von $\pm 22\%$ verbunden ist, ist der Bereich angedeutet, in dem sich die entsprechende Positronenausbeute bewegt. Zusätzlich ist der gemessene Wert dargestellt. Seine Fehlerbalken resultieren zum einen aus der Standardabweichung der gemessenen effektiven Elektronentemperatur, zum anderen aus dem Fehler des Mittelwerts der gemessenen Positronenanzahl. Der Meßwert liegt sehr nahe bei dem entsprechenden simulierten Wert und die Fehlerbalken liegen weitestgehend innerhalb des Bereichs, der auf die Standardabweichung der Elek-

tronenanzahl zurückzuführen ist. Skaliert man die gemessene Positronenanzahl auf den vollen Raumwinkel 4π und zieht das erwartete Spektrum aus Abb. 7.5 hinzu, ergibt sich eine Gesamtanzahl von 10^6 Positronen pro Laserschuß. Wird der gesamte Elektronenstrahl genutzt, der nicht durch einen Kollimator eingegrenzt ist, erhöht sich diese Zahl auf 2×10^7 Positronen pro Schuß bzw. wegen der Repetitionsrate von 10Hz auf $2 \times 10^8 e^+/s$.

7.3 Eine neue Positronenquelle

In diesem Experiment ist es erstmalig gelungen, Antiteilchen mit einem Table-Top-Laser zu erzeugen und nachzuweisen. Neben diesem fundamentalen Ergebnis kann diese Positronenquelle ein erster Schritt zu einer Anwendung in der Festkörperphysik sein: Die Positronen-Lebensdauerspektroskopie dient der Untersuchung von Fehlstellen in Kristallgittern, die z. B. durch mechanische Beanspruchung oder Strahlenbelastung entstehen [85]. Hierzu benutzt man einzelne Positronen, deren Lebensdauer im Kristall gemessen wird (~ 100 ps). Da an Fehlstellen wegen des fehlenden Atoms eine geringere Elektronendichte vorherrscht, lebt das Positron an diesen Stellen etwas länger. Dieser Unterschied ist meßbar, indem die Zeit bis zur Annihilation und der damit verbundenen Emission zweier γ -Quanten bestimmt wird. Für diese Anwendung werden langsame Positronen (~ 1 eV) benötigt, die bei optimal gewählter Target- und Moderatorstärke mit einer Effizienz von

$$\frac{N_{e_{th}^+}}{N_{e^-}} = 3.3 \times 10^{-13} T^{3.33} [\text{MeV}] \quad (7.9)$$

aus Elektronen mit kinetischer Energie $10 \text{ MeV} < T < 100 \text{ MeV}$ erzeugt werden können [86]. Der supraleitende Linear-Elektronenbeschleuniger ELBE am Kernforschungszentrum Rossendorf soll so 2.7×10^8 langsame Positronen pro Sekunde liefern [86]. Eine andere Möglichkeit zur Positronenerzeugung ist die Herstellung kurzlebiger Isotope mit einem hohen Fluß thermischer Neutronen. Die geplante Positronenquelle MIPOS am Forschungsreaktor FRM-II in Garching beruht auf Paarerzeugung durch hochenergetische γ -Strahlung, die beim Neutroneneinfang in Cadmium entsteht: $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$. Ihre Rate wird auf $10^9 e_{th}^+/s$ abgeschätzt [87].

Das mit ATLAS lasererzeugte Elektronenspektrum führt zu einer Rate langsamer Positronen von $10^2 e_{th}^+/s$, die noch Größenordnungen unter den konventionell erreichbaren Werten liegt. Allerdings existieren bereits sehr kompakte kHz 5fs-Lasersysteme [88], mit denen, wie PIC-Simulationen zeigen, in naher Zukunft Elektronen im Wakefield auf viele MeV beschleunigt werden können [89]. Mit diesen Lasern wäre schon eine Rate von $10^6 e_{th}^+/s$ erreichbar. Für 10 Hz/100 TW-Systeme, die in Kürze verfügbar sein werden, ergibt sich mit dem in Abschn. 5.4

gefundenen Skalierungsgesetz für die Elektronentemperatur bzw. mit dem von einer PIC-Simulation vorhergesagten Spektrum (s. Abb. 8.1) eine Rate von $10^7 e_{th}^+/s$. Eine weitere Verstärkung dieser Laserpulse um zwei Größenordnungen ist prinzipiell möglich, so daß mit Table-Top-Lasern in Zukunft die Positronenflüsse der an Großforschungsanlagen betriebenen Quellen erreicht oder sogar übertroffen werden können.

Kapitel 8

Perspektiven

Die Erforschung der relativistischen Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit einem Plasma steht erst am Anfang. Die Ergebnisse dieser Arbeit haben gezeigt, daß mit einem relativ kompakten Laser schon eine große Anzahl Elektronen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden kann und daß deren Energie sogar ausreicht, über die Konversion in Bremsstrahlung Positronen zu erzeugen. Die Möglichkeit zur Entwicklung einer Positronenquelle, die mit konventionellen Lösungen Schritt hält, wurde bereits im vorherigen Kapitel diskutiert. In den PIC-Simulationen ist es nun ein leichtes, die Laserparameter zu kürzeren Pulsdauern bzw. größeren Energien und damit zu höheren Intensitäten zu variieren. Die Abb. 8.1 zeigt zwei auf diese Weise errechnete Elektronenspektren, deren Temperaturen die mit den Messungen aus Abschn. 5.4 vorhergesagte Skalierung $T_{eff} \sim I^{1/2}$ erfüllen. Darüberhinaus erscheinen in der Abbildung die Mindestenergien, die notwendig sind, um Elementarteilchen wie z. B. Pionen erzeugen zu können. Der Nachweis solcher Teilchen stellt sich wegen des γ -Untergrundes zunächst als schwierig dar, ist aber z. B. über zeitlich verzögerte Zerfallsprodukte möglich [91].

Die in Abb. 8.1 gezeigte Laserintensität von 10^{23} W/cm² erscheint auf den ersten Blick utopisch, könnte aber mit einem neuen Konzept, der sog. *Superradianten Verstärkung*, in nicht allzu ferner Zukunft verwirklicht werden [92, 93]. Wenn zwei Laserpulse gegeneinander in einem Plasma propagieren, geht unter bestimmten Voraussetzungen die Energie des längeren Pulses (\sim ps) zu einem großen Teil in den kürzeren Puls über (\sim 10 fs), der dabei sogar noch kürzer wird. Am MPQ ist ein Experiment im Aufbau, dessen Ziel es ist, aus 10 fs/1 mJ-Pulsen mit ATLAS als Pumplaser 5 TW-Pulse zu erzeugen. Ist das Prinzip einmal bewiesen, spricht – zumindest theoretisch – nichts dagegen, einen kurzen Puls mit einem Petawattlaser auf \sim 50 PW zu verstärken. Mit einem solchen Puls wäre die Intensität von 10^{23} W/cm² erreichbar.

Lassen sich diese Intensitäten wirklich realisieren, kommen weitere Anwen-

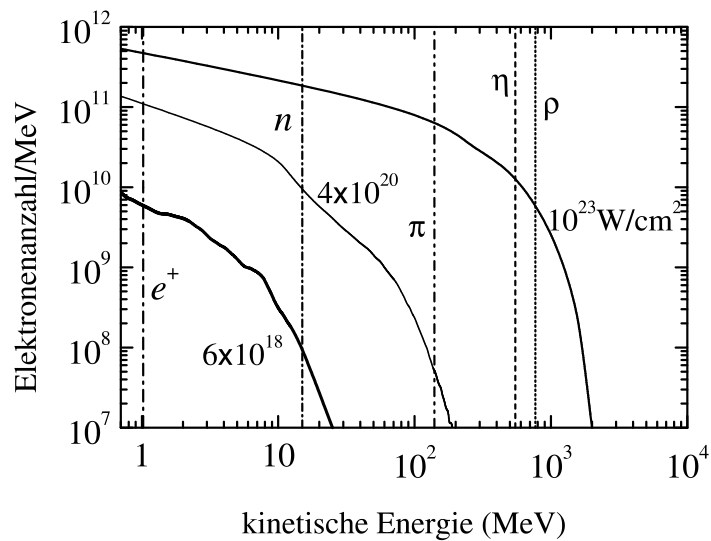


Abbildung 8.1: Elektronenspektren (durchgezogene Linien) für unterschiedliche Laserintensitäten (in normalen Lettern). Das Spektrum für 6×10^{18} W/cm² ist das gemessene aus Abb. 5.7, die anderen beiden Spektren resultieren aus PIC-Simulationen [90]. Die senkrechten Linien entsprechen den Schwellenergien zur Erzeugung der angezeigten Elementarteilchen.

dungsmöglichkeiten hinzu. Trifft dieser Puls auf ein dünnes Folientarget, werden die Elektronen durch die Lorentzkraft in Vorwärtsrichtung vom Target wegbeschleunigt und eine Raumladung mit Feldstärken von bis zu 500 TV/m entsteht [90]. In diesem Feld werden 10^{13} Ionen auf einige GeV beschleunigt, die ein makroskopisches Teilchen ($100 \mu\text{m}^{-3}$) mit Festkörperdichte bilden. Diese GeV-Protonenquelle ist vielfältig einsetzbar. So könnte man mit ihr wegen der höheren Wirkungsquerschnitte für Protonen viel effektiver Pionen erzeugen als mit der vorher beschriebenen Photoproduktion. Pionen wiederum zerfallen rasch in Myonen, die erst verzögert in ein Elektron und zwei Neutrinos zerfallen. Am CERN ist auf Basis dieser Reaktion eine „ ν -Factory“ in Planung, mit einem GeV-Protonenbeschleuniger als Ausgangspunkt und einem Speicherring für die Myonen am Ende, der so konzipiert ist, daß möglichst viele Neutrinos auf einer langen Geraden des Speicherrings entstehen [94]. Diese Gerade soll in Richtung eines Neutrinodetektors (z. B. am *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* bei Rom) zeigen [95], in dem man Neutrinooszillationen nachweisen will mit dem Ziel, mehr über die Eigenschaften der Neutrinos zu erfahren. Der Einsatz eines Lasers, der die Intensität von 10^{23} W/cm² liefert, anstelle des Protonenbeschleunigers am Anfang der Kette wäre nach ersten Abschätzungen für diese Anwendung gut vorstellbar. Auch ist es denkbar, diese Protonen zur Herstellung radioaktiver Ionenstrahlen für Kernstrukturuntersuchungen einzusetzen. Weiterhin könnte dieser Laser den Protonenbeschleuniger in einer Spallationsquelle ersetzen, die der Neutronener-

zeugung dient. Die zur Zeit intensivste Spallationsquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory arbeitet mit Pulsen, die 2.5×10^{13} 800 MeV-Protonen enthalten [96], die am Oak Ridge National Laboratory geplante Quelle SNS, die im Jahr 2006 in Betrieb gehen soll, wird Pulse mit 2×10^{14} 1 GeV-Protonen verwenden [97]. Somit sind diese Pulse ähnlich beschaffen wie die hier in Aussicht gestellten lasererzeugten Protonenpulse. Mit einer solchen „Laser-Spallationsquelle“ könnte u. a. die Transmutation von radioaktivem Abfall vorgenommen werden [98, 99].

Beim Fast Ignitor müssen neben der Laserentwicklung noch andere Probleme bewältigt werden. Damit MeV-Elektronen eine zur Zündung benötigte Energie von 10 kJ in einer Zeit von maximal 10 ps im Kern des Targets deponieren, muß ein Strom von bis zu 1 GA fließen. Dieser übersteigt um einen Faktor 1000 das Alfvén-Limit, bei dem die Elektronen aufgrund des selbsterzeugten azimuthalen Magnetfeldes „aufgewickelt“ werden und nicht mehr propagieren können [100]. Hoffnung geben Simulationen, die zeigen, daß sich einzelne Filamente bilden, die von Rückströmen langsamer Elektronen umgeben sind [101]. Diese beiden Ströme neutralisieren sich gegenseitig, so daß außerhalb keine Magnetfelder existieren. Damit kann jedes Filament einen Strom von der Größenordnung des Alfvén-Limits transportieren und zum Gesamtstrom beitragen. Wenn sich nur eine genügend große Anzahl an Filamenten ausbilden kann, ist der benötigte Strom auf diese Weise erreichbar. Zwar sind bereits Experimente zum Elektronentransport durchgeführt worden [102, 103], aber die wirkliche Klärung dieses Problems steht noch aus.

So wie hier an einigen Beispielen gezeigt, ist zu erwarten, daß in Zukunft mit steigenden Laserintensitäten immer wieder neue Phänomene in der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung in Erscheinung treten, deren theoretische bzw. experimentelle Untersuchung und deren Verwirklichung in Anwendungen eine faszinierende wissenschaftliche Herausforderung darstellt.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Strickland und G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [2] M. D. Perry und G. Mourou, *Terawatt to petawatt subpicosecond lasers*, Science **264**, 917 (1994).
- [3] *PHELIX: Petawatt High-Energy Laser for Heavy-Ion Experiments*, GSI Report 98-10 (1998).
- [4] T. E. Cowan, A. W. Hunt, T. W. Phillips, S. C. Wilks, M. D. Perry, C. Brown, W. Fountain, S. Hatchett, J. Johnson, M. H. Key, T. Parnell, D. M. Pennington, R. A. Snavely und Y. Takahashi, *Photonuclear fission from high energy electrons from ultraintense laser-solid interactions*, Phys. Rev. Lett. **84**, 903 (2000).
- [5] G. Pretzler, A. Saemann, A. Pukhov, D. Rudolph, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, D. Habs, K. Eidmann, G. D. Tsakiris, J. Meyer-ter-Vehn und K. J. Witte, *Neutron production by 200 mJ ultrashort laser pulses*, Phys. Rev. E **58**, 1165 (1998).
- [6] C. Gahn, G. Pretzler, A. Saemann, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, D. Gassmann, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf und D. Habs, *MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3662 (1998).
- [7] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: three-dimensional particle-in-cell simulation*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996).
- [8] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell und M. D. Perry, *Ignition and high gain with ultra-powerful lasers*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [9] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Laser hole boring into overdense plasma and relativistic electron currents for fast ignition of ICF targets*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2686 (1997).

- [10] M. Borghesi, A. J. McKinnon, L. Barringer, R. Gaillard, L. A. Gizzi, C. Meyer und O. Willi, *Relativistic channeling of a picosecond laser pulse in a near-critical preformed plasma*, Phys. Rev. Lett. **78**, 879 (1997).
- [11] C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs und K. J. Witte, *Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
- [12] C. Gahn, G. D. Tsakiris, P. Thirolf, K. J. Witte und D. Habs, *A novel 45-channel electron spectrometer for high intensity laser-plasma interaction studies*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 1642 (2000).
- [13] G. D. Tsakiris, C. Gahn und V. K. Tripathi, *Laser induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma*, Phys. Plasmas **7**, issue 7 (2000).
- [14] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons, New York, 1975).
- [15] P. Gibbon, *High-Order Harmonic Generation in Plasmas*, IEEE J. Quantum Electron. **33**, 1915 (1997).
- [16] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik* (Akademie-Verlag, Berlin, 1976), S. 132.
- [17] E. S. Sarachik und G. T. Schappert, *Classical theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons*, Phys. Rev. D **1**, 2738 (1970).
- [18] C. I. Moore, J. P. Knauer und D. D. Meyerhofer, *Observation of the transition from Thomson to Compton scattering in multiphoton interactions with low-energy-electrons*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2439 (1995).
- [19] F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. Le Sage, N. C. Luhmann, Jr., J. G. Woodworth, M. D. Perry, Y. J. Chen und A. K. Kerman, *Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus*, Phys. Rev. E **51**, 4833 (1995).
- [20] F. V. Hartemann, J. R. Van Meter, A. L. Landahl, N. C. Luhmann, Jr., H. A. Baldis, Atul Gupta und A. K. Kerman, *Three-dimensional relativistic electron scattering in an ultrahigh-intensity laser focus*, Phys. Rev. E **58**, 5001 (1998).
- [21] G. Malka, E. Lefebvre und J. L. Miquel, *Experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3314 (1997).

- [22] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum Press, New York, 1974).
- [23] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, New York, 1988).
- [24] D. Bauer, P. Mulser und W.-H. Steeb, *Relativistic ponderomotive force, uphill acceleration, and transition to chaos*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4622 (1995).
- [25] B. Quesnel und P. Mora, *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum*, Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998).
- [26] C. E. Max, J. Arons und A. B. Langdon, *Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **33**, 209 (1974).
- [27] C. E. Max, *Strong self-focusing due to the ponderomotive force in plasmas*, Phys. Fluids **19**, 74 (1976).
- [28] G.-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee und P. Guzdar, *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Phys. Fluids **30**, 526 (1987).
- [29] J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer und C. K. Rhodes, *Prospects for x-ray amplification with charge-displacement self-channeling*, IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2423 (1989).
- [30] A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryayev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer und C. K. Rhodes, *Relativistic and charge-displacement self-channeling of intense ultrashort laser pulses in plasmas*, Phys. Rev. A **45**, 5830 (1992).
- [31] P. Mora und T. M. Antonsen, *Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas*, Phys. Plasmas **4**, 217 (1997).
- [32] S. A. Akhmanov und S. Yu. Nikitin, *Physical Optics* (Clarendon Press, Oxford, 1997).
- [33] G. Schmidt und W. Horton, *Self-focusing of laser beams in the beat wave accelerator*, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **9**, 85 (1985).
- [34] R. Fedosejevs, X. F. Wang und G. D. Tsakiris, *Onset of relativistic self-focusing in high density gas jet targets*, Phys. Rev. E **56**, 4615 (1997).
- [35] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, New York, 1991).

- [36] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober und G. Mainfray, *Experimental demonstration of relativistic self-channeling of a multiterawatt laser pulse in an underdense plasma*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2953 (1995).
- [37] A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, O. B. Shiryayev, X. M. Shi, T. S. Luk, A. McPherson, J. C. Solem, K. Boyer und C. K. Rhodes, *Observation of relativistic and charge-displacement self-channeling of intense subpicosecond ultraviolet (248 nm) radiation in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2309 (1992).
- [38] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk und D. Umstadter, *Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- [39] A. Pukhov, *Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (virtual laser plasma lab)*, J. Plasma Physics **61**, 425 (1999).
- [40] R. E. W. Pfund, *Inelastische Prozesse in ultra-kurzer Laser-Materie-Wechselwirkung*, Dissertation, Technische Universität München, 1999.
- [41] R. Lee und M. Lampe, *Electromagnetic instabilities, filamentation, and focusing of relativistic electron beams*, Phys. Rev. Lett. **31**, 1390 (1973).
- [42] G. A. Askar'yan, S. V. Bulanov, F. Pegaro und A. M. Pukhov, *Magnetic interaction of self-focusing channels and fluxes of electromagnetic radiation: their coalescence, the accumulation of energy, and the effect of external magnetic fields on them*, JETP Lett. **60**, 251 (1994).
- [43] M. Borghesi, A. J. McKinnon, R. Gaillard, O. Willi, A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Large quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preionized plasma*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5137 (1998).
- [44] T. Tajima und J. M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [45] C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, J. M. Kindel und D. W. Forslund, *Ultrahigh gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves*, Nature **311**, 525 (1984).
- [46] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams und C. Joshi, *Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves*, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1992).

- [47] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations*, Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998).
- [48] A. Pukhov, Z. M. Sheng und J. Meyer-ter-Vehn, *Particle acceleration in relativistic laser channels*, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [49] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall und A. Ting, *Overview of plasma-based accelerator concepts*, IEEE Trans. Plasma Sci. **30**, 252 (1996).
- [50] A. Ting, E. Esarey und P. Sprangle, *Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas*, Phys. Fluids B **2**, 1390 (1990).
- [51] J. M. Dawson, *Nonlinear electron oscillation in a cold plasma*, Phys. Rev. **113**, 383 (1959).
- [52] A. I. Akhiezer und R. V. Polovin, *Theorij of wave motion of an electron plasma*, Sov. Phys. JETP **3**, 696 (1956).
- [53] S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov und A. S. Sakharov, *Transverse-wake wave breaking*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4205 (1997).
- [54] S. P. Le Blanc, M. C. Downer, R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou und D. Umstadter, *Temporal characterization of a self-modulated laser wakefield*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5381 (1996).
- [55] P. Sprangle E. Esarey, J. Krall und G. Joyce, *Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992).
- [56] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangler, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely und F. N. Walsh, *Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves*, Nature **377**, 606 (1995).
- [57] D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou und R. Wagner, *Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons*, Scienc **273**, 472 (1996).
- [58] C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R. F. Hubbard, B. Hafizi, H. R. Burris, C. Manka und P. Sprangle, *Electron trapping in self-modulated laser wakefields by Raman backscatter*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997).
- [59] E. D. Courant, C. Pellegrini und W. Zakowicz, *High-energy inverse free-electron-laser accelerator*, Phys. Rev. A **32**, 2813 (1985).

- [60] K. Yamakawa, P. H. Chiu, A. Magana und J. D. Kmetec, *Generation of high peak and average power femtosecond pulses at a 10 Hz repetition rate in a titanium-doped sapphire laser*, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 2698 (1994).
- [61] Y. M. Li und R. Fedosejevs, *Density measurement of a high-density pulsed gas jet for laser-plasma interaction studies*, Meas. Sci. Technol. **5**, 1197 (1994).
- [62] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus* (McGraw-Hill, New York, 1955).
- [63] R. M. Barnett *et al.*, *Passage of particles through matter*, Phys. Rev. D **54**, 132 (1996).
- [64] A. Ting, C. I. Moore, K. Krushelnik, C. Manka, E. Esarey, R. Hubbard, H. R. Burris, R. Fischer und M. Baine, *Plasma wakefield generation and electron acceleration in a self-modulated laser wakefield accelerator experiment*, Phys. Plasmas **4**, 1889 (1997).
- [65] G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S. D. Baton, R. Gaillard, J. L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet und L. Lours, *Suprathermal electron generation and channel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense plasma*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2053 (1997).
- [66] F. Dorchies, F. Amiranoff, V. Malka, J. R. Marquès, A. Modena, D. Bernard, F. Jacquet, Ph. Miné, B. Cros, G. Matthieussent, P. Mora, A. Solodov, J. Morillo und Z. Najmudin, *Acceleration of injected electrons in a laser wakefield experiment*, Phys. Plasmas **6**, 2903 (1999).
- [67] B. Carnham, H. A. Luther und J. O. Wilkes, *Applied Numerical Methods* (John Wiley & Sons, New York, 1969), S. 63.
- [68] M. v. Ardenne, *Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie* (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956), S. 14.
- [69] T. O. White, *Scintillating fibres*, Nucl. Instr. and Meth. A **273**, 820 (1988).
- [70] Bicon, Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc., *Product Lines*, online im Internet: <http://www.bicon.com/prod.htm> (2000).
- [71] Photometrics GmbH, *Photometrics Series 300*, online im Internet: <http://www.photometrics.de/S300.html> (2000).
- [72] Scientific Imaging Technologies, Inc., *Products*, online im Internet: <http://www.site-inc.com/products.htm> (2000).

- [73] *GEANT User's Guide*, edited by R. Brun, M. Hansroul und J. C. Lassalle, CERN Report No. DD/EE/82 (1982).
- [74] W. R. Binns, M. H. Israel und J. Klarmann, *Scintillator-fiber charged-particle track-imaging detector*, Nucl. Instr. and Meth. A **216**, 475 (1983).
- [75] C. Gahn, *Optimierung und Monte-Carlo-Simulation des Detektorsystems für die in vivo Protonenradiographie FROG*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1997.
- [76] P. Pemler, J. Besserer, J. de Boer, M. Dellert, C. Gahn, M. Moosburger, U. Schneider, E. Pedroni und H. Stäuble, *A detector system for proton radiography on the gantry of the Paul-Scherrer-Institute*, Nucl. Instr. and Meth. A **432**, 483 (1999).
- [77] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin und J. H. Eberly, *Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2212 (1989).
- [78] B. M. Penetrante und J. N. Bardsley, *Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers*, Phys. Rev. A **43**, 3100 (1991).
- [79] S. Humphries, *Charged Particle Beams* (John Wiley & Sons, New York, 1990).
- [80] K. Boyer, T. S. Luk und C. K. Rhodes, *Possibility of optically induced nuclear fission*, Phys. Rev. Lett. **60**, 557 (1988).
- [81] J. W. Shearer, J. Garrison, J. Wong und J. E. Swain, *Pair production by relativistic electrons from an intense laser focus*, Phys. Rev. A **8**, 1582 (1973).
- [82] P. L. Shkolnikov und A. E. Kaplan, *Laser-induced particle production and nuclear reactions*, J. Nonlinear Opt. Phys. Lett. **6**, 161 (1997).
- [83] W. Greiner und J. Reinhardt, *Quantum Electrodynamics* (Springer-Verlag, Berlin, 1992).
- [84] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Clarendon Press, Oxford, 1954).
- [85] P. J. Schultz und K. G. Lynn, *Interaction of positron beams with surfaces, thin films, and interfaces*, Rev. Mod. Phys. **60**, 701 (1988).

- [86] G. Brauer, R. Ley, H. Schneider und W. Arnold, *Concept of an intense positron source at the new superconducting LINAC "ELBE"*, Proc. 15th International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry, Denton, Tx, USA (1998).
- [87] C. Hugenschmidt, G. Kögel, K. Schreckenbach, P. Sperr, M. Springer, B. Straßer und W. Triftshäuser, *High intense positron beam at the new Munich research reactor FRM-II*, Appl. Surf. Sci. **149**, 7 (1999).
- [88] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielmann, F. Krausz und K. Ferencz, *Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate*, Opt. Lett. **22**, 1562 (1997).
- [89] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Wake field acceleration of multi-MeV electron by 2 mJ 5 fs laser pulses*, GSI Annual Report on High Energy Density In Matter Produced by Heavy Ion Beams 1999 (2000).
- [90] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *5 GeV protons from foils irradiated by short laser pulses*, GSI Annual Report on High Energy Density In Matter Produced by Heavy Ion Beams 1999 (2000).
- [91] S. Karsch, D. Habs, T. Schätz, U. Schramm, P. G. Thirolf, J. Meyer-ter-Vehn und A. Pukhov, *Particle physics with petawatt class lasers*, Laser & Part. Beams **17**, 565 (1999).
- [92] G. Shvets, N. J. Fish, A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Superradiant amplification of an ultrashort laser pulse in a plasma by a counterpropagating pump*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4879 (1998).
- [93] M. Dreher, *Superradiante Verstärkung ultrakurzer Laserpulse in Plasmen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999.
- [94] *Neutrino factory and Muon storage rings at CERN*, online im Internet: <http://muonstoragerings.cern.ch/Welcome.html/> (2000).
- [95] T. Feder, *Trans-Alps Neutrino Beam Gets CERN Go-Ahead*, Phys. Today **53**, No. 2, 50 (2000).
- [96] *ISIS Spallation Neutron Source - No. 1 in the world*, online im Internet: <http://www.nd.rl.ac.uk/> (2000).
- [97] *Spallation Neutron Source SNS*, online im Internet: <http://www.sns.gov/> (2000).

- [98] H. Lengeler, *Nuclear waste transmutation using high-intensity proton linear accelerators*, CERN Accelerator School - 5th General Accelerator Physics Course **2**, 999 (1992).
- [99] John. R. Ireland, *Overview of Los Alamos concepts for accelerator transmutation of nuclear waste*, Proc. Specialist Meeting on Accelerator Based Transmutation, Villigen, Schweiz, 27 (1992).
- [100] H. Alfvén, *On the motion of cosmic rays in interstellar space*, Phys. Rev. **55**, 425 (1939).
- [101] M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn und A. Pukhov, *Two-dimensional particle-in-cell simulation for magnetized transport of ultra-high relativistic currents in plasma*, Phys. Plasmas **7**, 1302 (2000).
- [102] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, A. R. Bell, G. Malka, C. Vickers, O. Willi, J. R. Davies, A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Observation of collimated ionization channels in aluminum-coated glass targets irradiated by ultraintense laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4309 (1999).
- [103] L. Gremillet, F. Amiranoff, S. D. Baton, J.-C. Gauthier, M. Koenig, E. Martinolli, F. Pisani, G. Bonnaud, C. Lebourg, C. Rousseaux, C. Toupin, A. Antonicci, D. Batani, A. Bernardinello, T. Hall, D. Scott, P. Norreys, H. Bandulet und H. Pépin, *Time-resolved observation of ultrahigh intensity laser-produced electron jets propagating through transparent solid targets*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5015 (1999).

Publikationen

- P.1** C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, and K. J. Witte, *Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
Copyright 1999 by the American Physical Society.

Diese Publikation präsentiert die dichteabhängigen und winkelaufgelösten Elektronenspektren aus Kap. 5 im Vergleich mit den Particle-In-Cell-Simulationen aus Kap. 6. Erstmals wurde hier die Direkte Laserbeschleunigung experimentell nachgewiesen.

Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels

C. Gahn,¹ G.D. Tsakiris,¹ A. Pukhov,¹ J. Meyer-ter-Vehn,¹ G. Pretzler,¹ P. Thirolf,² D. Habs,² and K.J. Witte¹

¹Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-85748 Garching, Germany

²Sektion Physik, LMU München, Am Coulombwall 1, D-85748 Garching, Germany

(Received 17 June 1999)

We have measured angularly resolved and absolutely calibrated spectra of the multi-MeV electrons produced by relativistic self-channeling in a high-density gas jet. Using 200 fs laser pulses with $P_L = 1.2$ TW, we have investigated the electron spectrum dependence on the plasma electron density in the range of 3×10^{19} – 4×10^{20} cm⁻³. The experimentally obtained results are closely reproduced by three-dimensional particle-in-cell simulations. A detailed analysis shows that the self-modulated laser wake field, although active, cannot explain the experimental energy spectrum. The bulk of the fast electrons are produced by direct laser acceleration at the channel betatron resonance.

PACS numbers: 52.40.Nk, 52.60.+h, 52.70.Nc, 52.75.Di

Present-day high-power laser systems can produce ultra-short pulses [1] with intensities well above 10^{18} W/cm². In plasma, they are subject to relativistic self-channeling [2–8], when exceeding the power $P_{RSF} \approx 17(n_c/n_e)$ GW. Here n_e is the plasma electron density and n_c is the critical density, $n_c = 1.7 \times 10^{21}$ cm⁻³ for a laser wavelength of $0.8 \mu\text{m}$. Experiments [9–15] and particle-in-cell (PIC) simulations [16,17] show that the relativistic self-channeling of laser pulses is accompanied by electron acceleration to multi-MeV energies that are ejected as a low-emittance beam in the direction of laser propagation [12]. A number of potential applications has been envisaged for these electrons ranging from the “fast ignitor” concept for inertial confinement fusion [18] to laser induced nuclear reactions [19].

One of the central issues in this Letter is to pinpoint the mechanism of electron acceleration in relativistic laser channels. The analysis is based on PIC simulations which are in detailed agreement with new high-quality experimental data presented here. The measured electron energy spectra, resolved in angle and absolutely calibrated, pertain to electron acceleration during self-channeling in a previously unexplored regime, characterized by fs-laser pulses of relatively low energy (<1 J) interacting with a high-density ($n_e \sim 0.2n_c$) gas jet. The numerical part is based on direct full-scale three-dimensional particle-in-cell (3D PIC) simulations [17] using the code Virtual Laser Plasma Lab (VLPL) [20]. It treats the experiment in real geometry and uses the experimental profiles of laser pulse and target density. Previous simulations of relativistic laser plasma interaction have used 2D PIC simulation [16] or 3D simulations in the envelope approximation with ponderomotive description of electron motion [21,22].

Because the process of self-focusing is known to be strongly geometry dependent [23], 3D geometry is a crucial point. When exceeding the threshold in realistic 3D geometry, the electromagnetic wave abruptly shrinks down to the nonlinear saturation limit set by electron cavi-

tation [4], while it contracts more gradually in 2D planar geometry, allowing for stable beam propagation even without electron cavitation. Also, 2D results strongly depend on laser ($s-$ or $p-$) polarization, a feature absent in experiment and 3D treatment. Concerning the ponderomotive description of relativistic electrons, it has been shown to fail in [24] when the laser beam focuses down to a narrow spot. The present 3D PIC simulations therefore represent significant progress.

In our 3D PIC simulations, we trace all electrons to identify the origin of energy gain. The results suggest that the electrons experience direct laser acceleration (DLA) at the channel betatron resonance as first described by Pukhov *et al.* [25]. The mechanism [25] is similar to that of inverse free electron lasers [26], where the wiggler field is replaced by the self-generated quasistatic electric and magnetic fields in the channel [17,27]. The relativistic electrons make transverse oscillations at the betatron frequency $\omega_\beta \approx \omega_p/(2\gamma)^{1/2}$ in these fields while drifting along the channel together with the light. Here, γ is the relativistic γ factor and $\omega_p = 4\pi e^2 n_e/m_e$ is the plasma frequency. When ω_β coincides with the laser frequency as observed by the relativistic electron, the channel resonance results in effective energy exchange between laser wave and electron. Energy gain from longitudinal plasma waves, pertinent to forward Raman scattering or self-modulated laser wake-field acceleration [21] and considered as the dominant mechanism in previous experiments at lower density [9,12,13,15], plays only a minor role in our experiment. Another way of DLA, mediated by transverse stochastic perturbations, has been considered in [28], and acceleration by the longitudinal electric field of a focused laser beam is discussed in [29].

The experiment was performed with the Advanced Ti:sapphire Laser (ATLAS) at Max-Planck-Institut für Quantenoptik that delivers 200-fs, 250-mJ pulses at 790 nm. The laser beam was focused with an $f/3$ off-axis parabolic mirror to a spot of $15 \mu\text{m}$ in diameter

containing 85% of the total energy with peak intensity of 4×10^{18} W/cm². The focus was placed at the edge of a free expansion helium gas jet generated by a high pressure gas nozzle with a circular orifice of 500 μ m in diameter [7]. The transverse density profile in the interaction region 100 μ m away from the nozzle tip corresponds to a Gaussian profile with half the peak density at the edge of the orifice. The electron density in the tunnel-ionized underdense plasma created by the foot of the laser pulse is linearly proportional to the backing pressure up to a maximum value of 4×10^{20} cm⁻³.

In order to diagnose self-focusing and channel formation, a side-scattering imaging system at 90° to the laser beam direction was utilized. Using an interference filter this system took self-scattered time integrated images of the radiation at the fundamental laser wavelength with a spatial resolution of 5 μ m.

Two different diagnostics for electron detection were employed. The first one consisted of a phosphorescent screen placed behind a 100- μ m-thick aluminum foil that blocked the laser light and electrons with energies less than 200 keV. The purpose of this device was to visualize the relativistic electrons and qualitatively optimize their production. At an electron density of 3×10^{19} cm⁻³ a faint round spot appeared on the screen centered on the laser axis and it became brighter at higher densities. When a static magnetic field of 1 kG was applied between filter and screen, this spot moved in the direction expected for a beam of electrons. The main electron diagnostic was a compact 45-channel magnetic spectrometer [30], which after beam optimization replaced the filter and screen and with which quantitative measurements of the electron energy distribution in a range from 500 keV up to 12.5 MeV were performed. The electrons were collimated by an aperture located 14 cm away from the laser focus, dispersed by a permanent dipole magnet and finally detected by scintillating/light-guiding plastic fibers which were coupled via a fiber optics to a cooled charge-coupled device camera. The spectrometer was absolutely calibrated using various β emitters and it was rotated horizontally as well as vertically around the interaction region up to an angle of 10° relative to the laser beam direction thus allowing measurements of the angular distribution of the relativistic electrons.

A typical energy spectrum that was measured in laser beam direction (from now on denoted by 0°) at an electron density of 2×10^{20} cm⁻³ is shown in Fig. 1. It follows a Boltzmann-like distribution with an effective temperature of 5 MeV and extends to 12.5 MeV which was the spectrometer limit.

The total number of electrons and their effective temperature for different electron densities were determined by rotating the spectrometer and, hence, scanning the beam in steps of 2.5° in the horizontal plane. The spectra integrated over the solid angle are shown in Fig. 2.

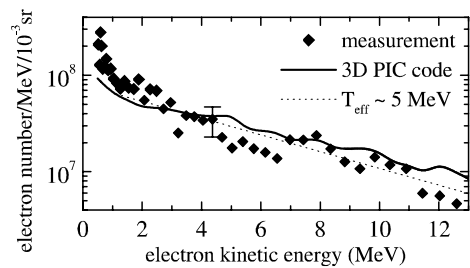


FIG. 1. Typical electron spectrum measured in laser beam direction (diamonds) and exponential fit (dotted line). The prediction of the 3D PIC simulations is also shown (solid line).

As the density is increased, relativistic electrons appear at 3×10^{19} cm⁻³ just above the threshold for self-focusing as can be seen from Fig. 3. Here the observed channel lengths for the different densities are compared to the confocal parameter (twice the Rayleigh length $2z_R$) which is about 70 μ m. When the density is increased to 5×10^{19} cm⁻³, a self-focused channel of 220 μ m is observed and the temperature of the fast electrons rises strikingly from 300 keV to 1 MeV measured at 0°. Since the outer parts of the beam are somewhat “colder,” the angle averaged temperature is 600 keV as shown in Fig. 2. Further increasing the density leads to a maximum temperature of 3.3 MeV at a density of 2×10^{20} cm⁻³ and simultaneously to the longest channel of almost 400 μ m. The total number of MeV electrons amounts to 2×10^{10} , which corresponds to a conversion efficiency of laser energy into collimated electron energy of 5%.

As the plasma density increases, the self-focusing power threshold drops, and the effective ratio P/P_{RSF} rises. A larger portion of the laser beam is trapped in the channel and its length grows. At the plasma density of $n_e = 2 \times 10^{20}$ cm⁻³ we observe an optimum at which

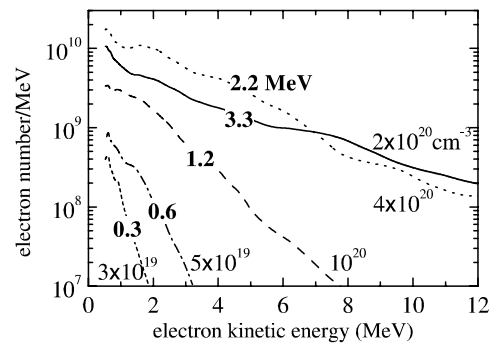


FIG. 2. Experimentally determined electron-spectrum dependence on different electron densities (labeled by normal letters). Bold letters give the effective temperatures of the (not shown) exponential fits.

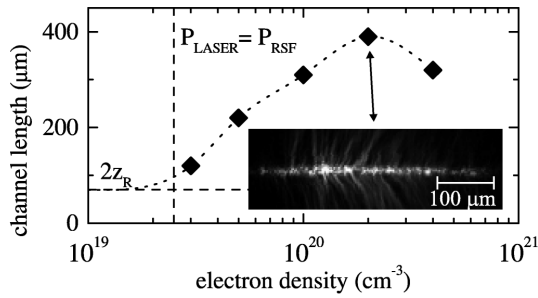


FIG. 3. Dependence of channel length on plasma density (diamonds are the experimental data and the dotted line is to guide the eye). The vertical dashed line shows the theoretical threshold for relativistic self-focusing. Inset: Image of the longest measured channel.

most of the laser energy is trapped in the channel. This optimal plasma density is set by the laser pulse parameters. Both channel length and effective temperature of fast electrons are maximized here. At the highest density that could be achieved with this experimental setup, namely $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, the number of electrons still increases, but the temperature as well as the channel length decrease again. This is attributed to higher energy losses due to electron heating. Losses to ionization and ionization defocusing [7] occur at the channel boundaries, but play no role in the channel center, where electron trapping and acceleration takes place.

The hottest electron spectrum at the density of $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ is made up of a hot component of 5 MeV in the center of the beam measured at 0° and colder components in the outer parts, namely, 4 MeV at 5° and finally 2 MeV at 10° . This indicates that the very fast electrons with energies exceeding 10 MeV are more collimated than the less energetic ones. Figure 4 depicts this behavior. Here, the angular spread of electrons in

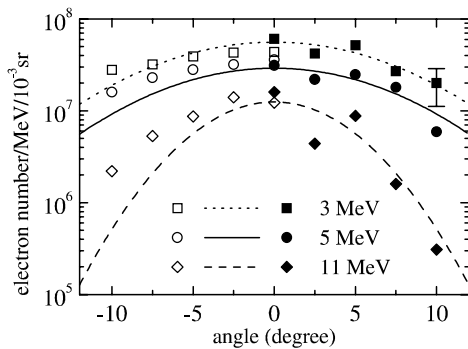


FIG. 4. Angular dependence of electrons with different energies. Solid symbols are experimental data, lines are Gaussian fits to the data, and hollow symbols are results from 3D PIC simulations.

three different energy ranges is shown. It diminishes from 16° FWHM (full width at half maximum) for 3-MeV electrons to 9° for 11-MeV electrons. Within the accuracy of the measurements, the electron beam appears to be azimuthally symmetric.

Figures 1 and 4 suggest that the 3D PIC simulations reproduce the experimental measurements dependably not only in form but also in absolute numbers. We should emphasize here that the 3D capability of the code allows us to simulate closely the experimental conditions including laser and density profile. This results in *absolute* energy spectra, i.e., the number of accelerated electrons in an energy range in a solid angle cone. We now analyze the simulation results in more detail to identify the dominant mechanism of electron acceleration.

Having the full information about the electron dynamics in the PIC simulation, we separate the two driving terms in the equation of motion $dp^2/dt = -2eE_z p_z - 2e\vec{E}_\perp \cdot \vec{p}_\perp$ with $\vec{E}_\perp \cdot \vec{p}_\perp = E_x p_x + E_y p_y$, keeping track of

$$\Gamma_z = - \int_0^t \frac{2eE_z p_z}{(mc)^2} dt, \quad \Gamma_\perp = - \int_0^t \frac{2e\vec{E}_\perp \cdot \vec{p}_\perp}{(mc)^2} dt, \quad (1)$$

in the energy $\gamma^2 = 1 + (p/mc)^2 = 1 + \Gamma_z + \Gamma_\perp$ of each electron. Here, Γ_z is the energy gain at time t due to acceleration by the longitudinal electric field E_z mainly representing the plasma wave (wake field), while Γ_\perp represents direct laser acceleration by the transverse field E_\perp . The contribution of the transverse electrostatic channel field averages to zero in Γ_\perp . Notice that the relativistic electrons are mainly moving in a forward direction along the channel axis, while oscillating transversely and gaining energy from the laser electric field ($p_z \gg p_\perp \gg mc$); increments of p_\perp are then converted into increments of p_z via $\vec{v} \times \vec{B}$ interaction.

We consider the case for the optimal experimental parameters, $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, corresponding to electrons generated with highest energy. The results of PIC simulations are shown in Figs. 5a–5h. The snapshot is taken when the head of the laser pulse has just arrived at the maximum plasma density in the gas jet, $z = 300\lambda$. The regular wake field exists at the head of the laser pulse only (Fig. 5a), causing strong modulations with plasma period in phase space (Fig. 5b–5d). Nevertheless, the comparison between Γ_z and Γ_\perp in Figs. 5e–5f reveals that most of the energy acquired is due to direct laser acceleration, while laser wake field acceleration (LWFA) drives only a minority of electrons. Actually, most electrons experience a net drag from the wake field ($\Gamma_z < 0$ in Fig. 5e). Figure 6a, where electrons are plotted in the (Γ_z, Γ_\perp) plane, clearly exhibits this feature. All electrons are located in the half-space $\gamma^2 = 1 + \Gamma_z + \Gamma_\perp > 1$ with the bulk in the quadrant $\Gamma_z < 0, \Gamma_\perp > 0$, giving clear evidence that DLA is the dominant acceleration mechanism and that

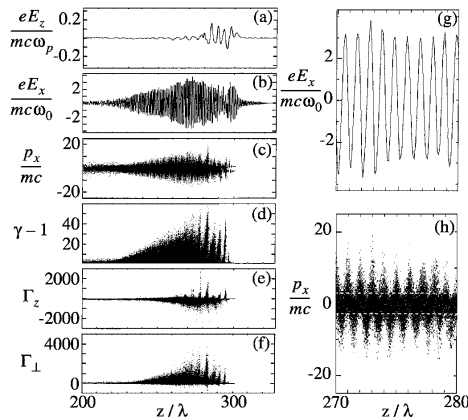


FIG. 5. 3D PIC simulations. The frames show the following: (a) the wake field $eE_z/mc\omega_p$; (b) the laser field $eE_x/mc\omega_0$, where ω_0 is the laser frequency; (c) the transverse momentum p_x/mc ; (d) the electron energy distribution $\gamma - 1$; (e) the gain Γ_z ; (f) the transverse gain Γ_\perp ; all along the laser propagation axis z . Zoom at $270 < z/\lambda < 280$ of (g) $eE_x/mc\omega_0$ and (h) p_x/mc with the dashed line indicating $|p_x/mc| = 3$.

LWFA decelerates rather than accelerates electrons. Sorting electrons of given energy into groups of $\Gamma_z > \Gamma_\perp$ (LWFA dominant) and $\Gamma_z < \Gamma_\perp$ (DLA dominant) leads to the spectra in Fig. 6b. It demonstrates that LWFA plays only a minor role in the present experiment.

Finally, a closer look into the transverse electron dynamics is given in Figs. 5g–5h, where the z axis has been expanded to laser wavelength resolution. Notice that the laser amplitude $a = eE_x/mc\omega_0 = 3.0$ in the self-focused channel is larger than the value $a = 1.7$ of the incident pulse and that the transverse momenta of many electrons exceed $a = 3$ significantly, i.e., $p_x/mc \gg 3$. The reason for this is resonant energy transfer from the laser wave to electrons performing transverse oscillations in the channel at the betatron frequency. The theory

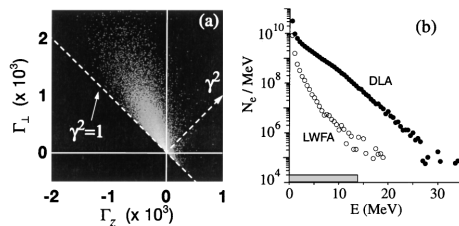


FIG. 6. Breakdown of electron spectrum with respect to the major acceleration mechanism. (a) Distribution of the accelerated electrons in the (Γ_z, Γ_\perp) space. The shaded histogram is in logarithmic scale. (b) The filled circles represent the DLA spectrum of electrons while the empty circles mark the LWFA spectrum. The bar at the energy axis marks the range of the electron detector used in the experiment (see text for details).

explaining the quasithermal form of the spectra has still to be worked out.

In conclusion, we have performed a detailed experimental characterization of multi-MeV electrons accelerated by the 1.2-TW ATLAS laser pulse channeling in a high-density gas jet. The angularly resolved electron energy spectra calibrated in absolute numbers are closely reproduced by 3D PIC simulations with the VLPL code. In the PIC simulations, we were able to separate contributions from the plasma wake field and the laser electric field itself. For the present experiment at high plasma density, we find direct laser acceleration to be the dominant process. We have checked that this result remains valid also for lower densities as long as a self-focusing channel is formed trapping laser power $P \gg P_{\text{RSF}}$.

This research was supported by the Commission of the EC within the framework of the Association Euratom—Max-Planck-Institut für Plasmaphysik and DFG Contract No. Ha 1101/7-1. The technical assistance of H. Haas and A. Böswald is greatly appreciated.

- [1] G. A. Mourou *et al.*, Phys. Today **51**, No. 1, 22 (1998).
- [2] C. E. Max *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 209 (1974).
- [3] P. Sprangle *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **15**, 145 (1987).
- [4] G.-Z. Sun *et al.*, Phys. Fluids **30**, 526 (1987).
- [5] P. Monot *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2953 (1995).
- [6] M. Borghesi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 879 (1997).
- [7] R. Fedosejevs *et al.*, Phys. Rev. E **56**, 4615 (1997).
- [8] K. Krushelnick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4047 (1997).
- [9] A. Modena *et al.*, Nature (London) **377**, 606 (1995).
- [10] D. Umstadter *et al.*, Science **273**, 472 (1996).
- [11] G. Malka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2053 (1997).
- [12] R. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- [13] C. I. Moore *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997).
- [14] X. F. Wang *et al.*, Opt. Commun. **146**, 363 (1998).
- [15] D. Gordon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998).
- [16] K. C. Tzeng *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2105 (1999).
- [17] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996); Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998).
- [18] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [19] P. L. Shkolnikov *et al.*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3471 (1997); S. Karsch *et al.* (to be published).
- [20] A. Pukhov, J. Plasma Phys. **61**, 425 (1999).
- [21] E. Esarey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 2887 (1994).
- [22] P. Chessa *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 3451 (1998).
- [23] A. Schmitt, Phys. Fluids **31**, 3079 (1988).
- [24] B. Quesnel and P. Mora, Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998).
- [25] A. Pukhov *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [26] E. D. Courant *et al.*, Phys. Rev. A **32**, 2813 (1985); M. P. Pato *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **238**, 342 (1993).
- [27] M. Borghesi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5137 (1998).
- [28] J. Meyer-ter-Vehn and Zh. M. Sheng, Phys. Plasmas **6**, 641 (1999).
- [29] S. Wilks *et al.*, Rutherford Appleton Lab, Oxford, RAL-TR-1998-085 (1998).
- [30] C. Gahn *et al.* (to be published).

P.2 C. Gahn, G. Pretzler, A. Saemann, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, D. Gassmann, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, D. Habs, *MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3662 (1998).

Reprinted with permission from Applied Physics Letters. Copyright 1998, American Institute of Physics.

Das Experiment, das in dieser Publikation vorgestellt wird, ist in Kap. 1 (Einleitung) erwähnt. Hierbei wird mit einem Vorpuls ein Plasma auf einer Festkörperoberfläche geschaffen. In diesem Plasma propagiert der später folgende Hauptpuls und erzeugt schnelle Elektronen. Die Bremsstrahlung dieser Elektronen wurde für unterschiedliche Targetmaterialien vermessen und zu hohen Energien hin optimiert. Das Spektrum setzt sich aus 4×10^6 MeV-Photonen mit einer maximalen Energie von 2.5 MeV zusammen.

MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses

C. Gahn, G. Pretzler, A. Saemann, G. D. Tsakiris,^{a)} and K. J. Witte
 Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-85748 Garching, Germany

D. Gassmann, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, and D. Habs
 Sektion Physik, LMU München, Am Coulombwall 1, D-85748 Garching, Germany

(Received 17 August 1998; accepted for publication 20 October 1998)

We have investigated the MeV bremsstrahlung which is emitted when fast electrons generated by the interaction of 200 mJ, 130 fs Ti:sapphire laser pulses with a preformed plasma penetrate into a solid target. Employing different targets the dependence of the γ -ray spectrum on the atomic number was studied. We detected single γ photons with an energy up to 2.5 MeV and found a maximum conversion efficiency of the laser energy into MeV bremsstrahlung of 4×10^{-6} . Data analysis using a Monte Carlo code revealed a fast-electron temperature of 0.9 MeV. © 1998 American Institute of Physics. [S0003-6951(98)00351-9]

In recent years, prodigious advancements in short pulse laser technology have sparked numerous new ideas based on the fact that the output of such lasers can be focused to intensities approaching 10^{20} W/cm².¹ An example from this new regime of laser-matter interaction is a line of research in which laser-induced nuclear reactions are investigated.²⁻⁴ Indeed, it was only few years ago that the generation of MeV photons in the interaction of solid targets with fs-laser pulses was first reported.⁵ This was a decisive step demonstrating an efficient pulsed source of γ photons with energies extending beyond 1 MeV. As a number of photon-induced nuclear reactions (including pair production) possess an energy threshold of a few MeV, it signaled the possibility of using such a compact source to initiate those processes.

Actually, the γ photons are produced via bremsstrahlung by fast electrons penetrating into the solid target material. The generation mechanism of fast electrons itself has been the topic of numerous studies.⁶⁻⁸ For focused intensities of the order of 10^{18} W/cm², the ponderomotive force associated with the laser field accelerates the electrons predominantly in the longitudinal direction.⁹ However, if the target density is subcritical, i.e., $n_e < 1.7 \times 10^{21}$ cm⁻³ for $0.8 \mu\text{m}$ laser light, the laser beam tends to self-focus,¹⁰ thus increasing the intensity even further. Moreover, collective effects like large amplitude plasma waves and Raman scattering in the underdense plasma contribute to accelerating electrons to even higher kinetic energies in the forward direction. Therefore, for efficient fast-electron generation it is advantageous to use subcritical plasmas like those obtained in gas targets.⁶ Alternatively, one can introduce a prepulse containing a small percentage of the laser pulse energy to create a long scale-length preformed plasma in front of a solid target,¹¹ thus combining in one step the fast-electron generation with the γ -photon production.

In this letter we report on results in γ -photon generation with fs-laser pulses in the MeV range. In contrast to previous experiments,⁵ the high-energy tail ($E_\gamma > 1.0$ MeV) of the γ spectrum was accurately measured using single-photon pulse-height analysis techniques and its dependence on the

target material was determined. The analysis of the experimental data was performed by means of the Monte Carlo code GEANT,¹² initially developed for high-energy physics. This way, the energy distribution of the fast electrons responsible for the γ -photons production was inferred. The so-obtained electron temperature compares favorably with the predictions of three-dimensional particle-in-cell (3D PIC) simulations of relativistically strong laser pulses interacting with underdense plasma.¹³

The experiment was performed with the advanced Ti:sapphire laser ATLAS at the Max-Planck-Institut für Quantenoptik that delivers 130-fs, 200-mJ pulses at a repetition rate of 10 Hz at 790 nm. The laser beam was split into a pre- and a main pulse and focused with an $f/3$ off-axis parabolic mirror (see Fig. 1). This results in a focal spot of $6 \mu\text{m}$ in diameter (full width at half maximum of the intensity) for the main pulse and $20 \mu\text{m}$ for the prepulse yielding an intensity of the order of 10^{18} and 10^{16} W/cm², respectively.

The prepulse produced an expanding underdense plasma on the target surface. Several hundred ps later the main pulse interacted with this plasma (approximately at a density of $n_e = 10^{21}$ cm⁻³ according to simulations described elsewhere³). Assuming an expansion velocity of 10^7 cm/s, a plasma scale length of about 30–50 μm is obtained. In order to achieve a high absorption, the p -polarized prepulse was

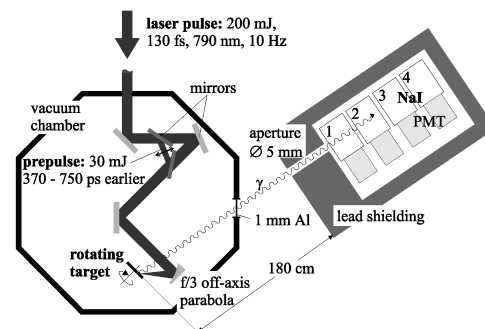


FIG. 1. Experimental setup.

^{a)}Electronic mail: get@mpq.mpg.de

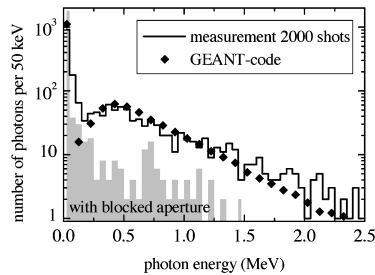


FIG. 2. Pulse-height spectrum for a tantalum target as measured by the second detector NaI-2 (solid line). The shaded area shows the contribution of the scattered radiation. The points depict the prediction of the Monte Carlo code analysis for electrons with 0.9 MeV temperature.

incident at 45° from the target normal. Massive targets 1 cm thick made of aluminum, copper, and tantalum as well as of $100\ \mu\text{m}$ Makrofol ($\text{C}_{16}\text{O}_3\text{H}_{14}$) on a tantalum substrate were employed. They were rotated and shifted continuously so that a fresh surface was provided for each shot. The three purely metallic targets were chosen in order to study the dependence of the γ -ray spectrum on the atomic number. The two-layer target consisting of a thin low- Z ablation layer followed by a thick high- Z bremsstrahlung converter gives rise to the formation of an extended preplasma which should enhance self-focusing of the main pulse. According to Ref. 2, this combination is optimally suited for efficient γ -photon production.

The γ rays were measured by a calibrated array of four hexagonal, 12-cm-thick NaI(Tl) scintillators coupled to photomultipliers (PMT). The photomultiplier signals were read out by fast integrators/boxcar averagers and analyzed by a multichannel analog-to-digital converter. The scintillators were arranged in such a way that each detector simultaneously served as an attenuating filter for the following one (see Fig. 1). This arrangement ensures that pileup remains insignificant and single γ photons are detected with a high efficiency in at least one detector. In addition, this compact assembly helped to set up an effective shielding using lead bricks of 15 cm thickness towards the target and 5 cm on all other sides. A collimating aperture was formed by a 5 mm hole in the front wall. The whole detector system was placed 180 cm away from the target, thus subtending a solid angle of 5×10^{-6} sr to the source. Due to a 1 mm thick vacuum window (see Fig. 1), the first detector (NaI-1) sees all the photons with energy >20 keV. Arbitrarily taking the 1% transmission point as a high-energy cutoff, the energy range of the γ photons reaching each subsequent detector is roughly: NaI-2: >0.45 MeV, NaI-3: 1.1–43.0 MeV whereas detector NaI-4 sees no primary γ photons. The actual response amplitude of each detector includes, however, the Compton escape events from all others. This effect is properly included in the data analysis which is performed using the code GEANT that takes into consideration the exact geometry of the detector assembly. It should be pointed out here that this detector arrangement in connection with the code GEANT does not exhibit a high-energy cutoff for γ photons.

A typical γ -pulse-height spectrum accumulated over 2000 shots by detector NaI-2 is shown in Fig. 2. For statistical reasons (count rate ~ 1 event per 3 shots) pileup can be

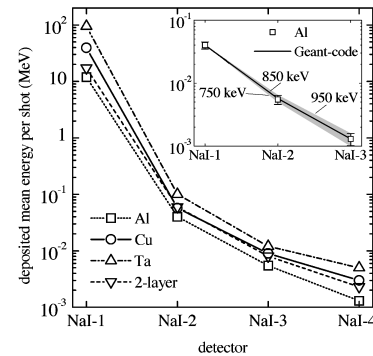


FIG. 3. Mean energy per shot deposited in the four detectors for various Z targets (low-energy threshold 30 keV). Inset: Comparison of the detector response with the prediction of the GEANT code. The shaded area gives an estimate of the temperature determination accuracy corresponding to the statistical error bars of the measurement. All lines shown are to guide the eye.

neglected, and hence, single MeV photons of up to 2.5 MeV were detected. The signal due to the scattered radiation of the surrounding objects and penetrating the 5 cm thick sidewall was accumulated over 2000 shots while blocking the collimating opening with 10 cm lead.

The response of all four detectors for the various target materials employed is given in Fig. 3. As expected, the mean energy deposited per shot increases with Z . However, the two-layer target was not as effective as anticipated, probably due to reduced absorption of the prepulse in the low- Z material. The influence of the controlled prepulse was found to be not as strong as reported at lower laser intensities.¹¹ Blocking the prepulse reduced the γ intensity by a factor of 5–6 but left the spectral shape almost unchanged. This is attributed to the pedestal associated with the laser pulse which weakens the influence of the prepulse. Furthermore, changing the delay between the pre- and main pulse in the range of 370–730 ps did not significantly affect the γ yield, indicating that for large delay times, two-dimensional effects dominate the plasma expansion and determine the plasma scale length.

GEANT¹² requires as input the electron energy distribution and the exact geometry of the whole experimental setup (target, shield, and detectors). The output is the generated bremsstrahlung spectrum per solid angle in a given direction with respect to the electron momentum and the expected response for each detector. Thus, the data in Figs. 2 and 3 can be unfolded to obtain the electron energy distribution. The signal from the first detector (NaI-1) is not considered in this analysis, as it contains all the low-energy photons, and therefore, it is dominated by pileup. Assuming a beam of electrons with energy distribution $f(E_e) \sim \exp(-E_e/kT_e)$ propagating in the laser direction, GEANT reproduces the measured mean deposited energy in detectors NaI-2–NaI-4 for an electron temperature of $T_e \approx 0.8$ – 0.9 MeV (see the inset in Fig. 3). This value is surprisingly close to the supra-thermal electron temperature predicted by 3D PIC simulations.¹³ As expected from the similar response exhibited in Fig. 3 and within the accuracy of the measurement, there is no apparent electron temperature dependence on the

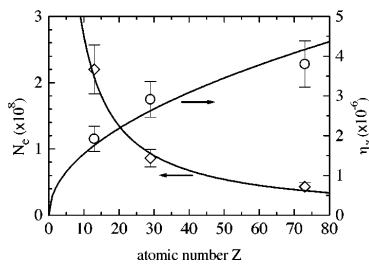


FIG. 4. Dependence of the total number of MeV-electrons N_e (diamonds) and of the laser energy into γ -ray conversion efficiency η_γ (circles) on the atomic number Z . The points represent the experimental measurements. The solid lines depict the scalings $N_e \sim 1/Z$ and $\eta_\gamma \sim \sqrt{Z}$, respectively.

atomic number of the target material. The total number of fast electrons is obtained from a comparison of the measured pulse-height spectrum with the computed one using GEANT (see Fig. 2). It is found that the 3D PIC simulations¹³ predict by a factor ~ 40 more fast electrons than measured. A possible explanation is that the fast electrons penetrating the target lose part of their energy to electrostatic fields arising from space charge effects.^{8,14} However, the exact reason for this discrepancy is not known and further investigations are required to clarify this point.

The relative γ ray yields for $E_\gamma > 1.0$ MeV and the total number of suprathermal electrons for the different atomic number targets are given in Fig. 4. The largest number of fast electrons was obtained with an aluminum target, namely, $N_e \approx 2.2 \times 10^8$ in the MeV range per shot. This corresponds to a conversion efficiency of laser energy into >1.0 MeV electrons of $\eta_e \approx 3 \times 10^{-4}$. On the other hand, the highest γ -ray fluxes were seen in tantalum targets where a total number of 4×10^6 MeV photons in 4π were generated. This gives a laser energy into MeV-bremsstrahlung conversion efficiency of $\eta_\gamma \approx 4 \times 10^{-6}$. As seen in Fig. 4, for the γ ray yield above 1 MeV, a dependence of the form $\eta_\gamma \sim \sqrt{Z}$ is suggested by the results, which is weaker than the $\eta_\gamma \sim Z$ reported in Ref. 5 that includes radiation >30.0 keV. This can be understood in terms of the laser beam channeling being responsible for the generation of the suprathermal electrons. In high- Z material targets, the expansion velocity of the preformed plasma is lower due to higher ion mass. As a result, the propagation length and, therefore, the interaction

volume of the self-focused beam is smaller than in low- Z targets. This effect offsets the higher bremsstrahlung yield for higher atomic numbers. The same effect can be invoked to explain the apparent $N_e \sim 1/Z$ scaling for the total number of electrons (see Fig. 4).

In conclusion, we have investigated the MeV bremsstrahlung generated from a high-intense ultrashort laser-solid interaction. We find that one can generate with a 10 Hz repetition rate 4×10^6 γ photons having an energy greater than 1 MeV.

This research was supported by the Commission of the European Community within the framework of the Association Euratom-Max-Planck-Institut für Plasmaphysik and DFG Contract No. Ha 1101/7-1. The authors thank K. Eidmann and A. Pukhov for fruitful discussions. The technical assistance of H. Haas, A. Böswald, and P. Sachsenmeier is greatly appreciated.

¹G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, *Phys. Today* **51** (1), 22 (1998).

²P. L. Shkolnikov and A. E. Kaplan, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6**, 161 (1997); P. L. Shkolnikov, A. E. Kaplan, A. Pukhov, and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3471 (1997).

³G. Pretzler, A. Saemann, A. Pukhov, D. Rudolph, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, D. Habs, K. Eidmann, G. D. Tsakiris, J. Meyer-ter-Vehn, and K. J. Witte, *Phys. Rev. E* **58**, 1165 (1998).

⁴S. Karsch, D. Habs, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, *Laser Part. Beams* (to be published).

⁵J. D. Kmetec, C. L. Gordon III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1527 (1992).

⁶R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3125 (1997).

⁷G. Malka and J. K. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 75 (1996).

⁸K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks, M. H. Key, J. D. Moody, V. Yanovsky, A. A. Offenberger, B. A. Hammel, M. D. Perry, and C. Joshi, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 822 (1998).

⁹F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. Le Sage, N. C. Luhmann, Jr., J. G. Woodworth, M. D. Perry, Y. J. Chen, and A. K. Kerman, *Phys. Rev. E* **51**, 4833 (1995).

¹⁰R. Fedosejevs, X. F. Wang, and G. D. Tsakiris, *Phys. Rev. E* **56**, 4615 (1997).

¹¹P. Zhang, J. T. He, D. B. Chen, Z. H. Li, Y. Zhang, J. G. Bian, L. Wang, Z. L. Li, B. H. Feng, X. L. Zhang, D. X. Zhang, X. W. Tang, and J. Zhang, *Phys. Rev. E* **57**, R3746 (1998).

¹²*GEANT Users's Guide*, edited by R. Brun, M. Hansroul, and J. C. Lasalle, CERN Report No. DD/EE/82 (1982).

¹³A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *AIP Conf. Proc.* **426**, (1998).

¹⁴J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines, and S. M. Guérin, *Phys. Rev. E* **56**, R3746 (1997).

P.3 C. Gahn, G. D. Tsakiris, P. Thirolf, K. J. Witte and D. Habs, *A novel 45-channel-electron-spectrometer for high intensity laser-plasma interaction studies*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1642 (2000).

Reprinted with permission from *Review of Scientific Instruments*. Copyright 2000, American Institute of Physics.

Gegenstand dieser Publikation ist das in Kap. 4 beschriebene Spektrometer, das speziell für den Gebrauch bei Laser-Plasma-Experimenten konzipiert wurde.

A novel 45-channel electron spectrometer for high intensity laser-plasma interaction studies

C. Gahn, G. D. Tsakiris, and K. J. Witte

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-85748 Garching, Germany

P. Thirolf and D. Habs

Sektion Physik, LMU München, Am Coulombwall 1, D-85748 Garching, Germany

(Received 23 July 1999; accepted for publication 5 January 2000)

We have developed a magnetic spectrometer to characterize the hot electrons generated in high-intensity ($> 10^{18}$ W/cm²) laser-plasma interaction experiments. It comprises a dispersive element consisting of a permanent dipole magnet and an electron detector incorporating 45 scintillating/light-guiding plastic fibers connected to a cooled charged-coupled device camera. The main features of this instrument are high spectral resolution, low sensitivity to x and γ rays, and versatility due to its compact design. Performance and operational capabilities are illustrated based on experimental results in which electron energy-spectra in the range of 520 keV to 12.6 MeV were obtained with an energy resolution of 10% and a detection threshold of 10^6 electrons per MeV. © 2000 American Institute of Physics. [S0034-6748(00)04804-8]

I. INTRODUCTION

Recently, the generation of multi-MeV electrons in the interaction of ultraintense laser pulses with plasma has attracted a lot of attention.^{1–11} One key issue associated with this process is the mechanism leading to the acceleration of electrons to multi-MeV energies. In order to be able to elucidate this point, detailed information on their angular and energy distribution is necessary. A number of diagnostic techniques have been developed to obtain this information.^{2–10} In most of these studies, an electron spectrometer was used in which the dispersive element was a static magnetic field while the detectors employed were of a different type. They included, for example, thick silicon diodes,⁴ surface barrier detectors,⁵ uncalibrated scintillating screens,⁶ or combination of scintillators connected to photomultipliers.^{5,10} In this article, we describe a new type of magnetic spectrometer in which the dispersive element (dipole magnet) and the electronic part of the detector are physically separated. The detector is an array of scintillating fibers and therefore, the number of channels and consequently the energy resolution is considerably increased compared to previous schemes.^{4,5} The advantages of this design are compactness, suitability for operation in vacuum, and high energy resolution. Furthermore, since the electron detectors (scintillating fibers) discriminate against x and γ rays that are simultaneously generated to a large extent via Bremsstrahlung, the background signal in the output is rather low.

A schematic drawing of the spectrometer setup is shown in Fig. 1. The electrons pass through a collimator, which blocks the main part of the electron beam and through its aperture lets only a small fraction enter the permanent dipole magnet. Subsequently, they are dispersed according to their energy and those electrons striking the scintillating fibers produce a light signal that is proportional to their number in the respective energy range. The thus generated light signal

is guided by total reflection in the fibers to a charge coupled device (CCD) camera where it is read out. A fiber optics window which is glued directly to the CCD chip provides the connection between the fiber ends and the chip. From the recorded image of the fiber array, the energy spectrum can be deduced. In what follows, the description and operational characteristics of the various components is explained in further detail.

A photograph of the partially dismantled spectrometer (without the collimator and with bare scintillating fibers) is shown in Fig. 2.

II. DISPERSIVE ELEMENT: DIPOLE MAGNET

The permanent dipole magnet utilized to disperse the electrons according to their kinetic energy consists of a top and a bottom array of magnets. Each array is composed of 25 pieces of 1-cm-thick ferrite permanent magnets placed on a 1-cm-thick iron plate and covered by a 3-mm-thick aluminum sheet. The dimensions of each pole face are 12.5 cm by 22.5 cm. The two poles are connected by a 1.5-cm-thick iron yoke providing a 1.5 cm gap between them. The overall height of the spectrometer is 6.5 cm. The magnetic field reaches a maximum field strength of 150 mT. It was mapped out with a Hall probe over a grid of 1 cm \times 1 cm lateral length. The projected electron trajectories were computed by ray tracing using a two-dimensional interpolation method for the magnetic field and calculating the deflection angle according to the Lorentz force [see Fig. 3(a)]. The dispersion relation deduced from these trajectories depends on the kinetic energy T and can be fitted by a function of the form $\Delta T/\Delta x = a + b T^c$, where a , b , and c are fitting parameters and x the distance along the dispersion direction [see Fig. 3(b)]. For an infinitely small aperture diameter, the theoretical energy resolution is $\Delta T/T = (d_f/T)\Delta T/\Delta x$ with d_f the fiber diameter. For $d_f = 1$ mm, this leads to a theoretical energy resolution of 1%–2% [see also Fig. 3(b)].

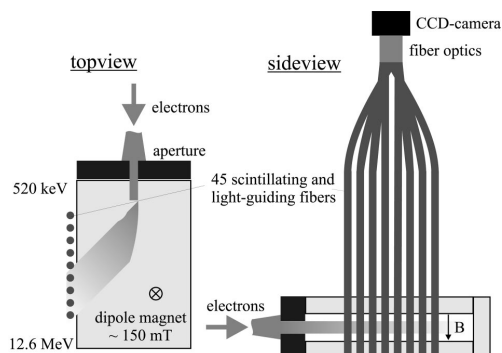


FIG. 1. Schematic of the electron spectrometer setup.

Depending on the collecting solid angle subtended by the entrance aperture the resolution worsens in the experiment due to the divergence of the incoming electron beam. In the case of the measurement described in Sec. IV, we used a 5 mm aperture that was placed 14 cm away from the interaction region resulting in an acceptance solid angle of 1 msr. This arrangement leads to an energy resolution of about 10%.

III. ELECTRON DETECTOR: SCINTILLATING FIBERS COUPLED TO A CCD CAMERA

The electrons are detected by round scintillating plastic fibers with 1 mm diameter. We chose these fibers for two reasons. First, they are made of a material with a low atomic number and consequently they are relatively insensitive to the x- and γ -ray background¹² copiously produced via Bremsstrahlung in this kind of experiment. Hence, a large-scale shielding of the detector is not required. Second, since these plastic fibers are very flexible, they allow easy repositioning of the spectrometer in the vacuum chamber. They are of the type BCF-12 manufactured by Bicon, Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc. Data concerning these fibers were taken from Ref. 13. They are equally spaced at the exit of the spectrometer and placed perpendicularly to the plane of the

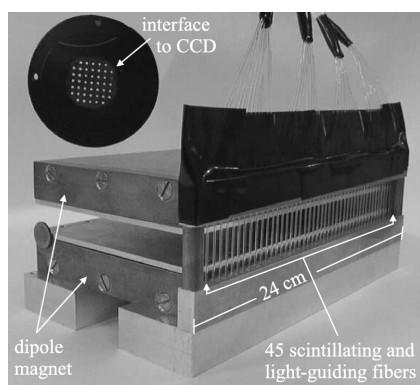


FIG. 2. Photograph of the electron spectrometer. The length of the fiber bundle is 45 cm.

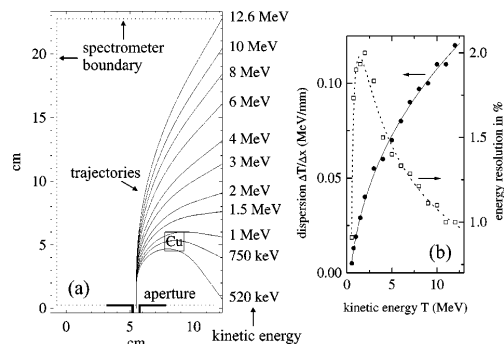


FIG. 3. (a) Electron trajectories in the magnetic spectrometer. The square with the label Cu indicates the position of the copper block used for noise measurements (see Sec. IV). (b) Dispersion relation (ray tracing results depicted by filled circles and fit by solid line, respectively) and energy resolution assuming an infinite small aperture (open squares and dotted line).

electron movement (see Fig. 1). The fiber bundle is 45 cm long and guides the scintillation light to the wall of the vacuum chamber where a 16-bit Photometrics CCD camera with a fiber optics interface is attached.¹⁴ Their ends are glued in matrix arrangement into an aluminum plate using the optical cement Bicon BC-600 and the surface of the plate including the tips of the fibers are mechanically polished (see Fig. 2). This plate is slightly pressed against a fiber optics interface that is glued to the 1 in. CCD chip of type SIA003AF by Scientific Imaging Technologies, Inc.¹⁵ A thin film of the silicon optical grease Bicon BC-630 is applied between mask and fiber optics. The refraction index of this grease comes close to the corresponding values for the fibers as well as for the fiber optics so that the light loss due to reflection at the interface between the end of the fibers and the fiber optics is reduced. The fibers are completely wrapped into black tape Bicon BC-638 in order to protect them against stray light.

When the dispersed electrons traverse these fibers, they deposit an amount of energy between 235 and 150 keV depending on their initial kinetic energy. These values were calculated by means of the Monte Carlo code GEANT,¹⁶ a detector simulation tool originally designed for high-energy physics. The energy lost is converted into 8000 photons per MeV. About 4% of this light is funneled into the fiber by total internal reflection.^{13,17} Due to absorption, with corresponding absorption ($1/e$) length of 220 cm, 20% of this forward-coupled light is lost. Therefore, each electron gives rise to about 50 photons that reach the CCD camera. The chip has a mean quantum efficiency of 12% in the range of the spectrum that is emitted by the scintillation process. The mean photon energy of the spectrum is 2.8 eV. Moreover, an energy of 3.65 eV is required to create an electron-hole pair in a silicon semiconductor and the camera gain amounts to 5.1 electric charges per CCD count. Thus, on the whole each detected electron gives rise to 0.7–1.1 CCD counts depending on its kinetic energy. This value must be downgraded by about 25% as our absolute calibration with a ¹³⁷Cs β source revealed.

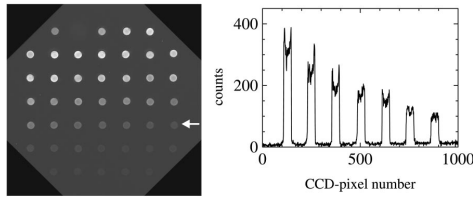


FIG. 4. Signals of the scintillating fibers recorded by the CCD camera: image (on the left) (the second fiber in the upper left corner is missing due to a misalignment during the gluing) and line-out of the row indicated by the white arrow (on the right).

Figure 4 shows an image recorded by the CCD camera in the experiment described in Sec. IV. The shining fiber ends can clearly be seen. The hollow structure seen in the line-out image of the individual fibers on the right is due to the light propagating characteristics in the multimode fiber. The lineout also indicates that the fibers are sufficiently well separated that crosstalk on the CCD chip can be excluded. Indeed, the crosstalk between adjacent fibers due to light escaping from one fiber and entering the other was found to be less than 5%. For this measurement we coupled two side by side lying fibers to a multichannel photomultiplier, placed ^{106}Ru β source on one fiber, and looked for coincident signals on both fibers using a gated analog-to-digital converter.

The data analysis is automated with a program on a dedicated PC that integrates the signal from the individual pixels within a square encircling each fiber.

IV. OPERATION IN A LASER-PLASMA EXPERIMENT

An experiment¹¹ in which the spectrometer described here played an important role was carried out using the advanced Ti:sapphire laser (ATLAS) at the Max-Planck-Institut für Quantenoptik that delivers 200 fs, 250 mJ pulses at 790 nm. The laser beam was focused with an $f/3$ off-axis parabolic mirror to a spot of 15 μm in diameter containing 85% of the total energy. The double-Gaussian intensity profile has a peak value of $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. The focus was placed at the edge of a free expansion argon gas jet provided by a high pressure gas nozzle of the type characterized in Ref. 18. The jet pressure reached a maximum of 0.5 bar.

The spectrometer was placed in laser beam direction 14 cm away from the interaction region. An aperture made of 8-mm-thick copper with a 5 mm hole collimated the electrons. A wall made out of 3 cm lead protected the fibers against direct bombardment by electrons outside of the spectrometer. In order to measure the signal caused by background radiation, the aperture was replaced by an identical piece of copper without a hole. Figure 5 shows a typical spectrum that we obtained after integrating over the pixels encircled by each fiber, subtracting the background from the signal and taking into consideration the dispersion relation given in Fig. 3 as well as the detector efficiency derived in Sec. III. The error bar for the electron number is associated with shot-to-shot fluctuations, the error bar for the kinetic energy is due to the angular spread of the electron beam (see Sec. II). In addition, the signal-to-background ratio is given. It reaches a maximum of 40 in the low energy part of the

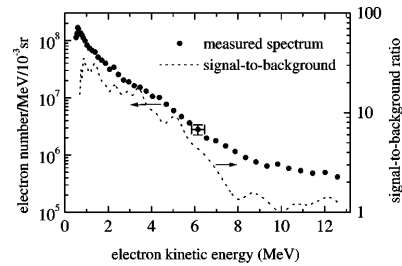


FIG. 5. Measured electron spectrum (dots) and signal-to-background ratio (dotted line).

spectrum and drops to 1 in the high energy tail where the electron number is lower than 10^6 per MeV. By means of a small size copper block that was inserted into the spectrometer as shown in Fig. 3, we could estimate the influence of scattered electrons on the measured signal. Its position was such that it obstructed the lower part of the spectrum containing the electrons with an energy of up to 1 MeV, but allowed scattered electrons to access the blocked fibers. In fact, the signal was now reduced to the background level mentioned before. Since the plastic fibers are flexible, the spectrometer could be rotated horizontally as well as vertically around the interaction region up to an angle of 10° relative to the laser beam direction thus allowing measurements of the angular dependence of the electron energy distribution.

V. DISCUSSION

The usage of the spectrometer described here is not restricted to experiments of the above mentioned gas-jet type, but it can also be used in studies of laser interaction with solid targets. Modifications can be easily implemented to meet some special requirements associated with a specific experiment. For example, the number of energy channels available can be increased if an image reducer is used in connection with the CCD detector instead of a straight piece of fiber optics. In addition, if a different field strength of the dipole magnet is chosen, another part of the energy spectrum can be measured.

ACKNOWLEDGMENTS

This research was supported by the Commission of the EC within the framework of the Association Euratom—Max-Planck-Institut für Plasmaphysik and DFG Contract No. Ha-1101/7-1. The technical assistance of H. Haas, A. Böswald, and P. Sachsenmaier is greatly appreciated.

¹G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, *Phys. Today* **51**, 22 (1998).

²A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).

³D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou, and R. Wagner, *Science* **273**, 472 (1996).

⁴G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S. D. Baton, R. Gaillard, J. L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet, and L. Lours, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2053 (1997).

⁵C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R. F. Hubbard, B. Hafizi,

- H. R. Burris, C. Manka, and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997).
- ⁶R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- ⁷D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, and C. Joshi, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998).
- ⁸M. D. Perry, J. A. Sefcik, T. Cowan, S. Hatchett, A. Hunt, M. Moran, D. Pennington, R. Snavely, and S. C. Wilks, Rev. Sci. Instrum. **70**, 265 (1999).
- ⁹T. W. Phillips, M. D. Cable, T. E. Cowan, S. P. Hatchett, E. A. Henry, M. H. Key, M. D. Perry, T. C. Sangster, and M. A. Stoye, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1213 (1999).
- ¹⁰F. Dorchies, F. Amiranoff, V. Malka, J. R. Marquès, A. Modena, D. Bernard, F. Jacquet, Ph. Miné, B. Cros, G. Matthieussent, P. Mora, A. Solodov, J. Morillo, and Z. Najmudin, Phys. Plasmas **6**, 2903 (1999).
- ¹¹C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, and K. J. Witte, Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
- ¹²T. O. White, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **273**, 820 (1988).
- ¹³Bicron, Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc., *Product Lines*, online in Internet: <http://www.bicron.com/prod.htm> (1999).
- ¹⁴Photometrics GmbH, *Photometrics Series 300*, online in Internet: www.photometrics.de/S300.html (1999).
- ¹⁵Scientific Imaging Technologies, Inc., *Products*, online in Internet: <http://www.site-inc.com/products.htm> (1999).
- ¹⁶*GEANT User's Guide*, edited by R. Brun, M. Hansroul, and J. C. Lassalle, CERN Report No. DD/EE/82 (1982).
- ¹⁷W. R. Binns, M. H. Israel, and J. Klarmann, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **216**, 475 (1983).
- ¹⁸Y. M. Li and R. Fedosejevs, Meas. Sci. Technol. **5**, 1197 (1994).

P.4 G. D. Tsakiris, C. Gahn and V. K. Tripathi, *Laser induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma*, *Phys. Plasmas* 7, 3017 (2000).

Reprinted with permission from *Physics of Plasmas*. Copyright 2000, American Institute of Physics.

Im Mittelpunkt dieser Publikation steht die theoretische Behandlung des in dieser Arbeit experimentell bestätigten neuen Mechanismus der Elektronenbeschleunigung. Teile dieser Veröffentlichung finden sich in Abschn. 2.3.2 und in den Simulationsergebnissen von Abschn. 6.2.

Laser induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma

G. D. Tsakiris^{a)} and C. Gahn

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-85748 Garching, Germany

V. K. Tripathi

Physics Department, Indian Institute of Technology, New Delhi 110016, India

(Received 16 February 2000; accepted 13 March 2000)

Results of a fully relativistic three-dimensional (3-D) single particle code, supported by a theoretical model, on direct laser acceleration of electrons in radial electric and azimuthal magnetic static fields are presented. The ponderomotive force and the longitudinal components of the laser field are taken into account in the code. The electron motion in the static fields is similar to the motion in a magnetic wiggler. At resonance, when the bounce frequency of the wiggling motion is within a few percent of the Doppler shifted laser frequency, the amplitude of transverse oscillation shows a rapid increase accompanied by a fast rise in energy and parallel momentum. For this situation, a theoretical model of energy exchange between the electrons and the laser provides reasonable estimate of energy gain. The single particle code is used in Monte Carlo simulations to study the energy distribution and angular spread of the accelerated electrons in a self-focused high intensity laser pulse interaction. © 2000 American Institute of Physics. [S1070-664X(00)02107-8]

I. INTRODUCTION

The acceleration of electrons by lasers has been a fascinating field of research for nearly three decades.¹⁻¹⁴ The early schemes envisaged the production of a large amplitude plasma wave, by either beating two lasers, differing in frequency by a plasma frequency, or sending a single short pulse laser of duration comparable to a plasma period that would accelerate energetic electrons to much higher energies.^{1,2} In the beat wave scheme, the lasers exert an axial ponderomotive force on the electrons that drives the plasma wave, whereas in the single pulse case, the axial ponderomotive force drives the plasma wave in the wake of the pulse. Later studies with longer laser pulses¹⁵⁻¹⁷ revealed that the plasma wave could be generated through the process of stimulated Raman forward scattering. In the case of a fast rising flat pulse the plasma wave is generated at the front of the pulse. It focuses/defocuses the laser periodically, causing phase modulation of the latter and in the process acquires larger amplitude itself, giving higher acceleration gradients. A major limitation of these schemes arises from the wave particle dephasing. One may overcome it by the surfatron concept¹⁸ in which a transverse static magnetic field $B_s \hat{y}$ is superimposed on the plasma wave propagating along \hat{z} . The magnetic field exerts a $(ev_z B_s/c) \hat{x}$ force on the electrons, trapped in the potential energy minimum of the plasma wave and traveling with velocity $v_z \approx \omega_p/k$, where ω_p and k are the frequency and wave vector of the plasma wave. v_x and B_s give rise to a retarding force $-ev_x B_s/c$ opposite to the z -direction, thus preventing them from out-running the wave. When the electric force on the electron due to the plasma

wave is sufficient to overcome the retarding force, the electron would remain trapped and get accelerated in the x -direction without bound.

Recent studies with very intense short pulses, $I \geq 10^{19}$ W/cm², and plasma densities higher than one-tenth critical have revealed an altogether new paradigm of electron acceleration, where electrons are directly accelerated by the self-trapped laser.¹⁹ Pukhov and Meyer-ter-Vehn, in their three-dimensional particle-in-cell (3D PIC) simulations, have observed strong flows of relativistic electrons axially comoving with the laser pulse and generating 100 MG azimuthal magnetic fields.²⁰ The electron energies were far in excess of the ponderomotive potential energy and the acceleration was directly a consequence of energy exchange with the laser, and not by the wake field driven plasma wave. In their recent and more extensive simulations, Pukhov *et al.* have identified the major mechanism of electron acceleration as follows.²¹ The electron makes transverse betatron oscillations in the self-generated static electric and magnetic fields, $E_s \hat{r}$, $B_s \hat{\phi}$; $E_s \hat{r}$ is produced by the plasma electron depletion under radial ponderomotive force and the magnetic field $B_s \hat{\phi}$ by the stream of accelerating electrons. When the frequency of betatron oscillations coincides with the Doppler shifted laser frequency, as seen by the relativistic electron, a resonance occurs, leading to an effective energy exchange between the laser and the electron. The process requires powers significantly higher than the critical power for self-focusing.

Recently Gahn *et al.*¹³ have reported experimental results on multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high density plasma channels. They employed 0.79 μm , 200 fsec, 250 mJ Ti-sapphire laser pulses of spot diameter 6 μm , giving peak intensity of 4×10^{18} W/cm² on a helium gas jet. The electron densities were varied from 3×10^{19} cm⁻³ to 4×10^{20} cm⁻³, i.e., up to

^{a)}Electronic mail: get@ipp.mpg.de

quarter critical. They observed electrons up to 12.5 MeV energy with an effective temperature $T_{\text{eff}}=3.3$ MeV. T_{eff} scales linearly with density up to $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. The total number of MeV-electrons in the measured energy range amounts to 2×10^{10} , giving a conversion efficiency of laser energy into collimated electron energy of 5%. The experimentally obtained results are closely reproduced by 3D PIC simulations. The wakefield is seen to be too weak to account for the observed energies. The bulk of the fast electrons are produced by direct laser acceleration at the channel betatron resonance. The energy gain by the electron from parallel electric field appears much smaller than that from the transverse field. The electrons gaining energy in the transverse direction are strongly driven into the z -direction by $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ force due to transverse magnetic fields.

In this paper we study direct laser acceleration of electrons under radial electric and azimuthal magnetic static fields using a fully relativistic single particle code with built-in ponderomotive force. In contrast to the 3D PIC code, the single particle code is not self-consistent. Although the electric field E_s can be calculated once the normalized vector potential a_0 is given, the value of the magnetic field B_s represents a free parameter and it can be only estimated. However, the greatly simplified modeling allow us to explicitly study the resonance occurrence in the acceleration process. The laser is taken to have Gaussian radial and temporal profiles while the static fields have a Gaussian taper in r but are frozen in time. The static fields provide radial localization and transverse bounce motion to the electrons, which in the presence of the laser is enhanced. The laser \mathbf{E} and \mathbf{B} fields provide energy and parallel momentum respectively to the electron. We study the evolution of particle position, momentum and energy, frequency mismatch between the Doppler shifted laser frequency and bounce frequency, and the separation between the particle and the peak of the pulse. The code is supplemented by a theoretical model of energy exchange based on the approximation of constant amplitude of electron velocity of bounce motion and a plane wave cw laser.

In Sec. II we estimate the static fields produced by a Gaussian laser beam in an otherwise uniform cold plasma. In Sec. III we study the electron motion in a stepwise manner, first in the static azimuthal magnetic field alone, next in combined electric and magnetic static fields and finally with the inclusion of a uniform amplitude laser over and above the static fields. We also present an analytical model of energy exchange between the electron and the laser. In Sec. IV we develop the framework for numerical studies of electron motion under the combined fields of a Gaussian laser and the static fields, and make some analytical deductions. The code results are presented and discussed in Sec. V. Our conclusions are summarized in Sec. VI.

II. LASER FIELD AND STATIC FIELDS

Consider a cold unmagnetized plasma of equilibrium electron density n_0 . A linearly polarized Gaussian laser beam propagates through it with electric and magnetic fields

$$\mathbf{E}_L = A_0 e^{-r^2/2r_0^2} \left(\hat{x} \cos \psi - \hat{z} \frac{x}{kr_0} \sin \psi \right), \quad (1a)$$

$$\mathbf{B}_L = A_0 \eta e^{-r^2/2r_0^2} \left(\hat{y} \cos \psi - \hat{z} \frac{y}{kr_0} \sin \psi \right), \quad (1b)$$

where $\psi = \omega t - kz$, $k = (\omega/c) \eta$, $\eta \equiv (1 - \omega_p^2/\omega^2(1 + a_0^2/2)^{1/2})^{1/2}$, $\omega_p = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$, $-e$ and m are electronic charge and rest mass, $a_0 = eA_0/mc\omega$ and we have ensured that $\nabla \cdot \mathbf{E}_L = 0$. The laser exerts a ponderomotive force $\mathbf{F}_p = e\nabla\Phi_p$ on the plasma electrons, where $\Phi_p = -(mc^2/e) \times [(1 + a^2/2)^{1/2} - 1]$ and $a^2 = a_0^2 e^{-r^2/r_0^2}$. On the time scale of a few plasma periods, the electrons in the beam illuminated region move radially outwards, producing a radial electric field $E_s \hat{r}$. In the quasi-steady state

$$\mathbf{E}_s = \nabla\Phi_p = \hat{r} E_{0s} \frac{r}{r_0} e^{-r^2/r_0^2} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r^2/r_0^2} \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

where $E_{0s} = (mc^2/2er_0) a_0^2$; E_s has a maximum between $r_0/2$ and r_0 . The self-consistent reduction Δn in electron density can be obtained using Poisson's equation. On the channel axis one obtains $\Delta n/n_0 = (c/\omega_p r_0)^2 a_0^2 (1 + a_0^2/2)^{-1/2}$. For $r^2 \ll r_0^2$, $y=0$, \mathbf{E}_s can be written as

$$\mathbf{E}_s = \hat{x} E'_{0s} \frac{x}{r_0}; \quad E'_{0s} = \frac{E_{0s}}{(1 + a_0^2/2)^{1/2}}. \quad (3)$$

The laser also produces energetic electrons that carry an electric current and produce an azimuthal magnetic field. We model the azimuthal magnetic field as

$$B_{s\varphi} = -B_{0\varphi} \frac{r}{r_0} e^{-r^2/r_0^2}. \quad (4)$$

This corresponds to a current density $J_z = -(B_{0\varphi} c/2\pi r_0) \times (1 - r^2/r_0^2) e^{-r^2/r_0^2}$. The current density is negative for $r < r_0$ and positive for $r > r_0$, while the total current is zero. Thus the magnetic field in Eq. (4) corresponds to perfect current neutralization. The net current in the interior of the channel ($0 < r < r_0$), presumably carried by energetic electrons with average density n_h and velocity $v_z \approx c$, is $I_{h0} = -ec\pi r_0^2 n_h = -B_{0\varphi} c r_0/5.44$. In terms of n_h the magnetic field is given by $B_{0\varphi} = 5.44\pi n_h e r_0 = 4.6 \times 10^8 (n_h/n_c) \times (r_{0\mu}/\lambda_\mu^2)$ Gauss, where $r_{0\mu}$ and λ_μ are channel radius and free space wavelength in microns and n_c is the critical density for wavelength λ . For $r^2/r_0^2 \ll 1$, the static magnetic field can be written as $B_{s\varphi} \approx -B_{0\varphi} r/r_0$. If one moves on the x axis ($y=0$), then the magnetic field is directed along \hat{y} and is given by

$$B_{sy} = -B_{0\varphi} x/r_0. \quad (5)$$

One may note that for $x > 0$, B_{sy} is negative whereas for $x < 0$, B_{sy} is positive. Consequently, an electron moving away from the z -axis whether along $+\hat{x}$ or $-\hat{x}$ will experience a $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ force along $+\hat{z}$. Thus the poloidal magnetic field has the tendency to deflect the escaping electrons along $+\hat{z}$.

The profiles of E_{sy} and B_{sy} , as given by Eqs. (2) and (4), are displayed in Fig. 1 with x for $y=0$.

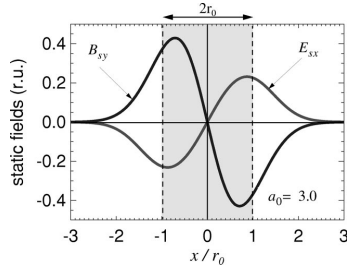


FIG. 1. Static electric and magnetic field profiles; Variation of E_{xx} and B_{sy} with x at $y=0$.

III. ELECTRON MOTION IN THE FIELDS OF A LASER PRODUCED PLASMA CHANNEL

In this section the electron motion in the fields prevailing in a plasma channel is discussed stepwise. First the motion in a static magnetic field with radially increasing amplitude is investigated. It is shown that this form of field gives rise to the wiggling motion of the electron in the channel. The effect of a radial electric field superimposed on the magnetic field is also examined. Finally, it is explained how the introduction of the laser fields leads to net energy gain and its conversion into parallel momentum.

A. Motion in a static magnetic field

We begin with two-dimensional electron motion in the magnetic field given by Eq. (5). The energy, $mc^2\gamma$, of an electron in a magnetic field is a constant, i.e., $\gamma \equiv \sqrt{1+p^2/m^2c^2} = \gamma_0$, where $p=p_0$ is the momentum. The equation of motion, $\dot{\mathbf{p}} = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_s/c$ gives $p_y = \text{constant}$. For p_z , we have

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{e}{c} v_x \frac{B_{0\phi}}{r_0} x = \frac{eB_{0\phi}}{2r_0c} \frac{d}{dt} x^2, \quad (6)$$

giving

$$p_z - \frac{eB_{0\phi}}{2r_0c} x^2 = p_{0z}, \quad (7)$$

$$p_x^2 = p_0^2 - p_z^2 = p_{0x}^2 - \frac{eB_{0\phi}}{cr_0} x^2 \left(p_{0z} + \frac{eB_{0\phi}}{4r_0c} x^2 \right), \quad (8)$$

where we have chosen at $t=0$, $x=0$, $z=0$, $p_x=p_{0x}$, $p_z=p_{0z}$ and $p_y=0$. As x increases p_x decreases, and becomes zero at $x = \pm x_T$ (turning points) where

$$x_T^2 = \frac{2cr_0}{eB_{0\phi}} (p_0 - p_{0z}). \quad (9)$$

The motion in x is governed by $\dot{p}_x = -(e/c)v_z \times (B_{0\phi}/r_0)x$, which on using Eq. (7) can be written as

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_b^2 x \left(1 + \frac{\omega_c x^2}{2r_0\gamma v_{0z}} \right), \quad (10)$$

where $\omega_b = \omega_{b0}/\sqrt{\gamma}$, $\omega_{b0} = (\omega_c v_{0z}/r_0)^{1/2}$ and $\omega_c = eB_{0\phi}/mc$, the nonrelativistic cyclotron frequency corresponding to the magnetic field $B_{0\phi}$. The motion is periodic in x and

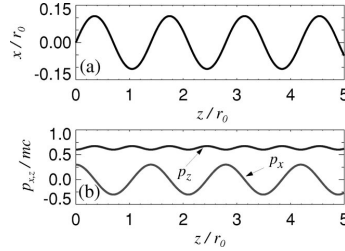


FIG. 2. (a) Trajectory of an electron originating at $x=0$, $y=0$, $z=0$ with $\vec{p}/(mc) = (0.5, 0, 0, 0.5)$. (b) The variation of $p_x/(mc)$ and $p_z/(mc)$ of the same electron as a function of z/r_0 . The parameters are $B_{0\phi} = mc\omega/e = 134.0$ MG and $r_0 = 2\lambda = 1.6$ μm .

nearly sinusoidal. As the B_s field has different polarities for $x > 0$ and $x < 0$, it deflects the electron in $+z$ direction. This is depicted in Fig. 2.

An electron that originates off-axis at $t=0$, $x=x_{in}$ with $p_z=p_0$, $p_x=0$ would have [cf. Eq. (6)]

$$p_z = p_0 - \frac{eB_{0\phi}}{2cr_0} (x_{in}^2 - x^2). \quad (11)$$

Since p_z cannot be greater than p_0 (as $p=p_0$ is a constant of motion), the electron cannot have $x > x_{in}$, hence, it would move towards the axis. As it moves closer to axis, p_z goes down. For $p_0 > p_m$, where $p_m = (eB_{0\phi}/2cr_0)x_{in}^2$, p_z will always remain positive and the orbit would be like a sinusoidal one. However, for $p_0 < p_m$, p_z becomes zero at $x=x_1 = x_{in}(1-p_0/p_m)^{1/2}$. At this point $p_x=p_0$. As x decreases further, p_z becomes negative (i.e., the electron moves along $-\hat{z}$) and p_x starts diminishing. p_z attains its largest negative value at $x=0$. p_z becomes zero again at $x=-x_1$. It attains $p_z=p_{0z}$ value at $x=-x_{in}$. The orbit looks like a figure of eight as displayed in Figs. 3(a)–3(c). If $p_0 < p_m/2$, then p_z would become equal to $-p_{0z}$ at $x=x_2 = x_{in}(1-2p_0/p_m)^{1/2}$, before reaching the channel axis. At $x=x_2$, $p_x=0$ and the electron returns back to $x=x_{in}$ following a sort of drifting elliptical orbit [see Fig. 3(d)]. It may be interesting to see that $p_0 = p_m$ with $x_{in} = x_0$ corresponds to a beam current $I_b = mc^3\gamma/e$ if one assumes all the fast electrons moving with the same parallel momentum and n_h is a step function in r . This is the well known Alfvén current.²²

Now we consider the magnetic field given by Eq. (4). γ is again a constant of motion. We choose the initial conditions at $t=0$, $r=r_{in}$, $z=0$, $\phi=0$, $p_r \equiv m\gamma\dot{r} = p_{0r}$, $p_\phi \equiv m\gamma r\dot{\phi} = p_{0\phi}$ and $p_z = p_{0z}$. The azimuthal equation of motion gives

$$r^2\dot{\phi} = \frac{r_{in}p_{0\phi}}{m\gamma} \equiv c_1. \quad (12)$$

The parallel momentum equation, $\dot{p}_z = -eB_\phi v_r/c$, gives

$$p_z + \frac{eB_{0\phi}r_0}{2c} e^{-r^2/r_0^2} = p_{0z} + \frac{eB_{0\phi}r_0}{2c} e^{-r_{in}^2/r_0^2} \equiv c_2. \quad (13)$$

As r increases p_z increases whereas $\dot{\phi}$ decreases. However, $\dot{\phi}$ always remains positive, i.e., ϕ increases monotonically

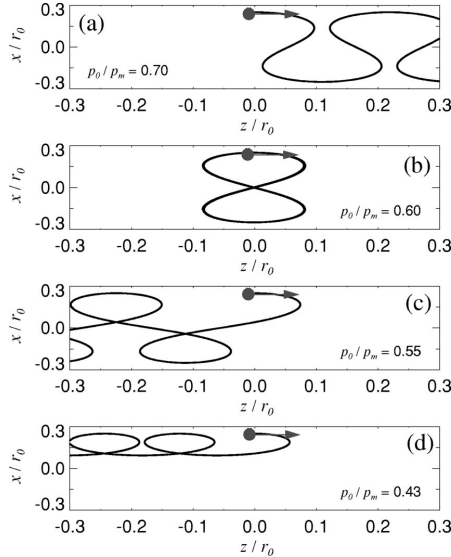


FIG. 3. Trajectories of electrons originated off axis, at $t=0$, $x=x_{in}=0.25r_0$, $p_{0x}=0$, $p_{0y}=0$ and for the indicated values of p_{0z}/p_m . Arrows denote the direction of initial velocity. The parameters are $B_{0\phi}=mc\omega/e=134.0$ MG and $r_0=2\lambda=1.6$ μ m.

with time and the electron winds around the channel like a spiral. For $p_{0\phi} \neq 0$, r is never zero. At the turning points $r=r_T$, $p_r=0$, i.e., $p_\phi^2 + p_z^2 = p_0^2$,

$$\frac{r_{in}^2}{r_T^2} p_0^2 + \left[p_{0z} + \frac{eB_{0\phi}}{2cr_0} (e^{-r_{in}^2/r_0^2} - e^{-r_T^2/r_0^2}) \right]^2 = p_0^2. \quad (14)$$

This equation gives two real roots of r_T . The electron bounces back and forth between these values of r_T . In a special case when

$$\frac{p_{0\phi}^2}{r_{in}^2} = \frac{eB_{0\phi}}{c} p_{0z} \frac{r_{in}}{r_0} e^{-r_{in}^2/r_0^2}, \quad (15)$$

$-m\gamma r\dot{\phi}^2$ balances the radial magnetic force and the electron moves on a spiral of constant radius with constant v_z .

If initially the electron does not have an azimuthal velocity, then $\dot{\phi}$ is always zero and the electron motion is planar, just like the case discussed above, with nearly sinusoidal (or figure of eight or elliptical) trajectory and bounce frequency ω_b . The turning point in this case is given by [cf. Eq. (14)]

$$e^{-r_T^2/r_0^2} = e^{-r_{in}^2/r_0^2} - (p_0 - p_{0z}) \frac{2cr_0}{eB_{0\phi}}. \quad (16)$$

Equation (16) would have a real root only when

$$\frac{eB_{0\phi}}{2r_0c} > (p_0 - p_{0z}) e^{r_{in}^2/r_0^2}. \quad (17)$$

Electrons violating this condition will escape from the channel. The equation governing $r(t)$ can be deduced from $p_r^2 = p_0^2 - p_\phi^2 - p_z^2$ by using Eqs. (12) and (13) and can be integrated to obtain $r(t)$.

B. Motion in static E_s and B_s fields

First we consider the two-dimensional ($x-z$) motion in the limit $r^2/r_0^2 \ll 1$, so that the static electric and magnetic fields are given by Eqs. (3) and (5). The energy and parallel momentum equations are

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = -e\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{v} = -\frac{eE'_{0s}}{r_0} x \frac{dx}{dt}, \quad (18)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -\frac{e}{c} v_x \frac{B_{0\phi}}{r_0} x = \frac{eB_{0\phi}}{2r_0c} \frac{d}{dt} x^2. \quad (19)$$

For an electron having initially $t=0$, $x=0$, $y=0$, $z=0$, $p_x=p_{0x}$, $p_y=0$, $p_z=p_{0z}$ and $\gamma=\gamma_0=\sqrt{1+p_0^2/m^2c^2}$ they yield

$$\gamma = \gamma_0 - \frac{eE'_{0s}}{2r_0mc^2} x^2, \quad (20)$$

$$p_z = p_{0z} + \frac{eB_{0\phi}}{2r_0c} x^2. \quad (21)$$

As the electron moves away from the channel axis, its energy decreases but parallel momentum, p_z , increases. At the turning point $x=x_T$, $p_x=0$, $\gamma^2 = 1 + p_z^2/m^2c^2$, i.e.,

$$\left(\gamma_0 - \frac{eE'_{0s}}{2mc^2r_0} x_T^2 \right)^2 = 1 + \frac{1}{m^2c^2} \left(p_{0z} + \frac{eB_{0\phi}}{2cr_0} x_T^2 \right)^2. \quad (22)$$

This equation is quadratic in x_T and can be solved. For $p_{0z} \gg p_{0x}$ it gives

$$x_T^2 = \frac{p_{0x}^2 r_0}{me\gamma_0(E'_{0s} + B_{0\phi}v_{0z}/c)}. \quad (23)$$

For an electron born off-axis at $x=x_{in}$, with other initial conditions being the same as above, x^2 in Eqs. (20) and (21) is replaced by $x^2 - x_{in}^2$. The condition for this electron to arrive at the channel axis ($x=0$) is that $p_0 > p_m$, which remains unaffected by the static electric field.

The x -motion equation, $\dot{p}_x = -eE_{sx} + ev_z B_{sy}/c$, on using Eq. (18) gives

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_b^2 x = \frac{eE_{0s}}{mr_0} \frac{v_x^2}{c^2} x, \quad (24)$$

where again

$$\omega_b = \frac{\omega_{b0}}{\sqrt{\gamma}}, \quad (25a)$$

but with

$$\omega_{b0} = \left[\frac{e}{mr_0} \left(E'_{0s} + \frac{v_z}{c} B_{0\phi} \right) \right]^{1/2}. \quad (25b)$$

The motion along x is periodic in t , though anharmonic, with bounce frequency $\approx \omega_b$. For $p_{0z} \gg p_{0x}$, one always has $p_z \gg p_x$. In this case p_z remains close to p_{0z} while p_x undergoes periodic oscillations. The static electric field assists electron confinement in x . It lowers the amplitude x_T and enhances the bounce frequency. p_z is always greater than p_{0z} and p_z oscillations are twice as rapid as p_x .

In the general case when \mathbf{E}_s and \mathbf{B}_s fields are given by Eqs. (2) and (4) the energy and parallel momentum equations on using $v_r = dr/dt$ can be written as

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = -eE_{sr}v_r = mc^2 \frac{d}{dt} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r^2/r_0^2} \right)^{1/2}, \quad (26)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -\frac{e}{c} B_{s\phi} v_r = -\frac{eB_{0\phi}r_0}{2c} \frac{d}{dt} \left(e^{-r^2/r_0^2} \right), \quad (27)$$

giving

$$\gamma - \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r^2/r_0^2} \right)^{1/2} = c_1, \quad (28)$$

$$p_z + \frac{eB_{0\phi}r_0}{2c} e^{-r^2/r_0^2} = c_2, \quad (29)$$

where c_1 and c_2 are constants of motion. As r goes up p_z increases while γ decreases.

The azimuthal momentum equation gives

$$m\gamma r^2 \dot{\phi} = c_3. \quad (30)$$

For an electron having initially $t=0$, $r=r_{in}$, $z=0$, $p_r = p_{0r}$, $p_\phi = p_{0\phi}$, $p_z = p_{0z}$, $\gamma = \gamma_0 = \sqrt{1 + p_0^2/m^2c^2}$,

$$c_1 = \gamma_0 - \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r_{in}^2/r_0^2} \right)^{1/2},$$

$$c_2 = p_{0z} + \frac{eB_{0\phi}r_0}{2c} e^{-r_{in}^2/r_0^2}, \quad (31)$$

$$c_3 = r_{in} p_{0\phi}.$$

Radial momentum at time t can be deduced from $p_r^2 = m^2c^2(\gamma^2 - 1) - p_z^2 - p_\phi^2$. Equating $p_r = 0$ one gets the turning point $r = r_T$. For $p_{0\phi} \neq 0$, there will be two roots of r_T between which r will bounce back and forth. The electron trajectory would be a spiral of variable radius, lying between r_{T1} and r_{T2} . In the case when $p_{0\phi} = 0$, i.e., the electron has no initial azimuthal velocity, the motion is planar. For large p_{0z} , the trajectory is nearly sinusoidal passing through the z -axis every half-bounce period.

C. Motion in nonuniform \mathbf{E}_s and \mathbf{B}_s fields and uniform amplitude laser fields

Following Pukhov *et al.*²¹ we consider a model problem where static electric and magnetic fields are approximated by Eqs. (3) and (5) and the laser is taken a uniform plane wave,

$$\mathbf{E}_L = \hat{x}A_0 \cos(\omega t - kz), \quad (32)$$

$$\mathbf{B}_L = \hat{y}\eta A_0 \cos(\omega t - kz).$$

Under these combined fields $p_y = \text{const} = 0$, and the energy and parallel momentum equations can be written as

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = -e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = -\frac{eE'_{0s}}{2r_0} \frac{dx^2}{dt} - eA_0 v_x \cos(\omega t - kz), \quad (33)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{eB_{0\phi}}{2cr_0} \frac{dx^2}{dt} - \frac{kv_x}{\omega} eA_0 \cos(\omega t - kz). \quad (34)$$

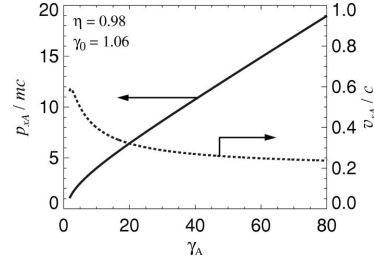


FIG. 4. Dimensionless transverse momentum, $p_{xA}/(mc)$ (solid line), and velocity, v_{xA}/c (dashed line), of an electron on channel axis ($x=0$) as a function of dimensionless energy γ_A for $p_{0x}=0$, $\gamma_0=1.06$, and $\eta=0.98$.

One must note that the last term in Eq. (34) is due to the magnetic field of the laser. If it is taken as zero, then as x oscillates, p_z will only wiggle about p_{0z} and there is no acceleration. Thus $-(e/c)\mathbf{v} \times \mathbf{B}_L$ is the main accelerating force in the z -direction. Of course it does not cause an energy gain, but it redirects the energy gained through the last term in Eq. (33) into parallel momentum. Multiplying Eq. (34) by ω/k and subtracting the resulting equation from (33), we get

$$mc^2 \gamma + \frac{eE'_{0s}}{2r_0} x^2 - \frac{\omega}{k} \left(p_z - \frac{eB_{0\phi}}{2cr_0} x^2 \right) = mc^2 \gamma_0 - \frac{\omega}{k} p_{0z}, \quad (35)$$

where we have assumed at $t=0$, $x=0$, $p_z = p_{0z}$, $p_x = p_{0x}$, $\gamma = \gamma_0 = \sqrt{1 + p_0^2/m^2c^2}$. One must note that on the axis of the channel ($x=0$), $mc^2 \gamma - (\omega/k)p_z$ remains constant [$= mc^2 \gamma_0 (1 - v_{0z}/c\eta)$] at all values of z , where $v_{0z} = p_{0z}/m\gamma_0$. This condition also implies that $\gamma_A(1 - v_{xA}/c\eta) = \gamma_0(1 - v_{0z}/c\eta)$ where subscript A denotes the quantity on the axis. If initially $v_{0z} < v_g = \eta c$, then always v_{zA} will remain less than v_g . Further, since $p_z^2 = m^2c^2(\gamma^2 - 1) - p_x^2$, Eq. (35) for $x=0$ gives the evolution of γ_A (the value of γ on channel axis) as p_{xA} (the value of p_x on axis) increases or vice versa,

$$\frac{p_{xA}^2}{m^2c^2} = \gamma_A^2(1 - \eta^2) + 2b\eta\gamma_A - 1 - b^2,$$

where

$$b = \eta\gamma_0 - \frac{p_{0z}}{mc}. \quad (36)$$

Figure 4 shows the variation of p_{xA}/mc and v_{xA}/c with γ_A for $p_{0x}=0$, $\gamma_0=1.06$ and $\eta=0.98$. For $\gamma_A \gg 10$, γ_A varies almost linearly with p_{xA}/mc . v_{xA} is nearly constant at $v_{xA}/c \approx 0.25$ as γ_A varies from $\gamma_A = 10$ to 80.

At the turning points $x = \pm x_T$, $p_x = 0$, hence $\gamma^2 = 1 + p_z^2/m^2c^2$ and Eq. (35) gives

$$x_T'^2 = \sqrt{\gamma^2 - 1} - \frac{p_{0z}}{mc} - \eta(\gamma - \gamma_0), \quad (37)$$

where

$$x_T' = \frac{x_T}{r_0} \left[\frac{\eta a_0^2}{4(1 + a_0^2/2)^{1/2}} + \frac{\omega_c \pi r_0}{\omega \lambda} \right]^{1/2}. \quad (38)$$

For $\eta=1$, as γ increases, x'_T tends to $(\gamma_0 - p_{0z}/mc)^{1/2}$ which is ≤ 1 when $p_{0x} < p_{0z}$. For $\eta < 1$, x'_T can take greater values at large γ . If one plots γ versus x'_T (see Fig. 7 below), one finds that, for $x'_T < 0.5$, the value that γ can acquire is small. As x'_T increases beyond 0.5, the value of γ rises sharply. Thus to achieve high energies, values of x'_T of order 1 would be desirable. Since the turning point must occur within the laser spot size, i.e., $x_T \approx r_0/2$, the condition $x'_T \approx 1$ demands

$$\frac{\eta a_0^2}{4(1+a_0^2/2)^{1/2}} + 8.5 \frac{n_h}{n_c} \frac{\pi r_0^2}{\lambda^2} \geq 4. \quad (39)$$

The x -momentum equation,

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{eE'_{0s}}{r_0}x - \frac{eB_{0\varphi}}{cr_0}v_zx - e\left(1 - \frac{kv_z}{\omega}\right)A_0 \cos(\omega t - kz), \quad (40)$$

on using Eq. (33) can be written as

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_b^2x = -\frac{eA_0}{m\gamma}\left(1 - \frac{kv_z}{\omega} - \frac{v_x^2}{c^2}\right) \times \cos(\omega t - kz) + \frac{eE'_{0s}v_x^2}{mc^2r_0\gamma}x, \quad (41)$$

where ω_b is given by Eq. (25). This equation represents a driven anharmonic oscillator with bounce frequency ω_b . When the driver frequency, $\omega - kv_z$, equals the bounce frequency ω_b , the amplitude of oscillation would grow on successive bounces as would γ [cf. Eq. (37)]. Under this condition the $(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_L)_z$ force has a quasi-static component and enhances p_z almost monotonically with time. The resonance condition $\omega_b = \omega - kv_z$ can be written as

$$\frac{\omega_{b0}^2}{\omega^2} = \gamma \left(1 - \frac{kc}{\omega} \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \frac{v_x^2}{c^2}}\right)^2, \quad (42)$$

where

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{b0}^2}{\omega^2} &= \frac{e}{m\omega^2r_0} \left(E'_{0s} + \frac{v_z}{c}B_{0\varphi}\right) \\ &= \frac{\lambda^2}{4\pi^2r_0^2} \left[\frac{a_0^2}{2(1+a_0^2/2)^{1/2}} + \frac{\omega_c}{\omega} \frac{2\pi r_0}{\lambda} \frac{v_z}{c}\right]. \end{aligned}$$

From Eq. (42) it is seen that

$$\text{for } \gamma \sim 1, \quad \frac{\omega_{b0}^2}{\omega^2} \sim \gamma,$$

$$\text{whereas for } \gamma \gg 1, \quad \frac{\omega_{b0}^2}{\omega^2} \sim \gamma(1 - \eta)^2.$$

Therefore, for low energy electrons ($\gamma \sim 1$) Eq. (42) requires large $\omega_{b0}^2/\omega^2 \sim 1$ to bring them in resonance with the wave. Because $\eta \approx 1$, for electrons with large γ the resonance condition can be satisfied at smaller values of ω_{b0}^2/ω^2 as discussed later (cf. Fig. 12 below). For $\eta \approx 0.95 - 0.98$ electrons with energy corresponding to $\gamma \sim 10 - 100$ to stay in resonance with the wave would require a value of $\omega_{b0}^2/\omega^2 \geq 0.05$, i.e.,

$$\frac{a_0^2}{(1+a_0^2/2)^{1/2}} + \frac{\omega_c}{\omega} \frac{4\pi r_0}{\lambda} \geq \frac{0.4\pi^2 r_0^2}{\lambda^2} \quad (43a)$$

or

$$\frac{a_0^2}{(1+a_0^2/2)^{1/2}} + 8.5 \frac{n_h}{n_c} \frac{4\pi r_0^2}{\lambda^2} \geq \frac{0.4\pi^2 r_0^2}{\lambda^2}. \quad (43b)$$

Conditions (39) and (43) must be satisfied simultaneously.

It may be noted that in the absence of static fields, Eqs. (35) and (40) give the well known result $p_x/(mc) = -a_0 \sin \psi$, $\gamma = \gamma_0[1 + (a_0^2/2)(1 + \beta_{0z})\sin^2 \psi]$ for an electron with $p_{0x} = 0$, $\beta_{0z} = v_{0z}/c$ when $\eta = 1$.^{23,24} The maximum energy that an electron can attain in this case is limited to $\gamma = \gamma_0[1 + (a_0^2/4)(1 + \beta_{0z})]$. Moreover, this energy is not retained with the electron when it is run over by the wave and left behind the pulse. The resonant acceleration in the presence of static fields can produce energies far beyond this limit.

D. An estimate of energy gain

In order to have an appreciation of the acceleration process we model x -motion as

$$x \approx \frac{v_{xA}}{\omega_b} \sin\left(\int \omega_b dt\right), \quad v_x \approx v_{xA} \cos\left(\int \omega_b dt\right), \quad (44)$$

where $\omega_b = \omega_{b0}/\gamma^{1/2}$ if $v_z \approx c$ [cf. Eq. (25)]. Using this value of v_x in Eq. (33) and ignoring the $(d/dt)x^2$ -term as it averages out to zero over a bounce period, one obtains

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\frac{eA_0v_{xA}}{2mc^2v_z} \cos \Phi, \quad (45)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = \frac{\omega - \omega_b - kv_z}{v_z}, \quad (46)$$

where $\Phi = \omega t - \int \omega_b dt - kz + \Phi_0$ and Φ_0 is the initial phase of the wave as seen by the electron. Equations (45) and (46) can be combined to obtain

$$\frac{d\gamma}{d\Phi} = -\frac{eA_0v_{xA} \cos \Phi}{2mc^2(\omega - \omega_{b0}/\gamma^{1/2} - kv_z)}. \quad (47)$$

If we assume v_{xA} independent of γ (consistent with the fact that v_{xA} is fairly constant over a large range of γ_A in Fig. 4) and write $v_z/c = (1 - 1/\gamma^2 - v_{xA}^2/2c^2)^{1/2}$, then Eq. (47) can be integrated to obtain

$$F(\gamma) = -P \sin \Phi + c_1, \quad (48)$$

where

$$\begin{aligned} F(\gamma) &\equiv \gamma - \eta \sqrt{(1 - \alpha_0)\gamma^2 - 1} \\ &\quad + \eta \cos^{-1} \frac{1}{\gamma \sqrt{(1 - \alpha_0)}} - 2\gamma^{1/2} \frac{\omega_{b0}}{\omega}, \end{aligned} \quad (49)$$

$P = a_0 v_{xA}/2c$, $\alpha_0 = v_{xA}^2/2c^2$, and $c_1 = F(\gamma_0) + P \sin \Phi_0$ is the constant of integration with γ_0 as the initial γ .

In Fig. 5 we have plotted $F(\gamma)$ as a function of γ for $\eta = 0.98$, $\omega_{b0}/\omega = 0.2$, and $\alpha_0 = 0.03, 0.05, 0.07$. As γ increases $F(\gamma)$ first decreases, attains a minimum, F_{\min} , at $\gamma = \gamma_{\text{opt}}$, and then rises. For one value of F one obtains two

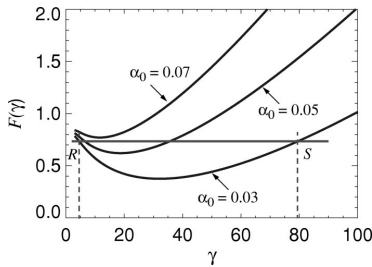


FIG. 5. Variation of $F(\gamma)$ as a function of γ for $\omega_{b0}/\omega=0.2$, $\eta=0.98$ and the indicated values of $\alpha_0=v_{xA}^2/(2c^2)$.

values of γ . For electrons having $c_1 - P < F_{\min}$, Φ in Eq. (48) cannot take all values from 0 to 2π . Such electrons are trapped. For $c_1 - P > F_{\min}$ all values of Φ are allowed, corresponding to untrapped electrons. The separatrix is given by

$$F(\gamma) - F_{\min} = P(1 - \sin \Phi). \tag{50}$$

In Fig. 6 we have plotted the separatrix and phase space behavior of trapped and untrapped electrons for $\eta=0.98$, $\omega_{b0}/\omega=0.2$, $\alpha_0=0.03$, $P=0.18$. The cross points of the separatrix occur at $\gamma = \gamma_{\text{opt}}$, $\Phi = \pi/2 + 2n\pi$. The largest value the right-hand side of Eq. (50) can take is $2P$. If one draws a horizontal line at a height of $2P$ from F_{\min} in Fig. 5, this cuts the $F(\gamma)$ curve at two points R and S ; R corresponds to the bottom of the separatrix and S to the top. The span $\gamma_S - \gamma_R$ is the maximum energy that a trapped electron can acquire. For the parameter mentioned, $\gamma_S - \gamma_R \approx 75$ for $\eta=0.98$.

The electrons having $c_1 - P > F_{\min}$ are untrapped and lie above the separatrix. For such an electron of initial energy $\gamma_0 (> \gamma_{\text{opt}})$ one may draw a horizontal line in Fig. 5 at a height of $2P$ above the γ_0 point. The intersection point of this line with the right branch of the $F(\gamma)$ vs γ curve gives the maximum value of γ to which this electron can be accelerated.

Similar models have been discussed in connection with electron acceleration in a Langmuir wave²⁵ and with inverse free-electron laser (FEL) acceleration.^{26,27}

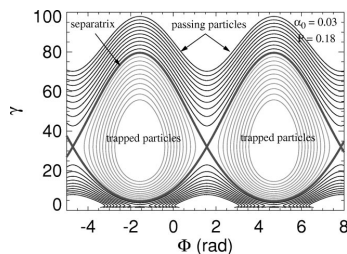


FIG. 6. Phase space behavior (γ vs Φ) of trapped and untrapped electrons. The parameters are $\omega_{b0}/\omega=0.2$, $\eta=0.98$ and $P=0.18$.

IV. MOTION IN GAUSSIAN LASER AND STATIC FIELDS

In the combined fields of the laser and the static fields given by Eqs. (1), (2), and (4), the energy and parallel momentum equations, on writing $v_r = dr/dt$, can be written as

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = mc^2 \frac{d}{dt} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r^2/r_0^2} \right)^{1/2} + \frac{eA_0}{kr_0} \frac{x}{r_0} \times \sin \psi v_z e^{-r^2/2r_0^2} - eA_0 \cos \psi v_x e^{-r^2/2r_0^2}, \tag{51}$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -\frac{eB_0 e r_0}{2c} \frac{d}{dt} e^{-r^2/r_0^2} + \frac{eA_0}{kr_0} \frac{x}{r_0} \sin \psi e^{-r^2/2r_0^2} - \frac{ekA_0}{\omega} v_x \cos \psi e^{-r^2/2r_0^2}. \tag{52}$$

The last term in Eq. (51) and also in (52) are the dominant accelerating terms. Multiplying Eq. (52) by ω/k and subtracting from (51) we have

$$\frac{d}{dt} \left[mc^2 \gamma - \frac{\omega}{k} p_z - mc^2 \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r^2/r_0^2} \right)^{1/2} - \frac{\omega}{2kc} eB_0 e r_0 e^{-r^2/r_0^2} \right] = -\frac{eA_0 \omega x}{k^2 r_0^2} e^{-r^2/2r_0^2} \sin \psi (\omega - kv_z). \tag{53}$$

As the electron passes through $x=0$, the term inside the big parentheses on left attains an extremum value. If right-hand side of Eq. (53) (arising due to the E_z field of the laser) were negligible (valid for $a_0 \ll 2\pi r_0/\lambda$), then

$$\gamma - \frac{p_z}{\eta mc} - \left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-r^2/r_0^2} \right)^{1/2} - \frac{\omega_c}{\omega} \frac{\pi r_0}{\eta \lambda} e^{-r^2/r_0^2} = \text{constant} = c_2. \tag{54}$$

This is the constant of motion derived in Ref. 21 generalized for Gaussian laser and static fields. For an electron with initial conditions at $t=0$, $r=0$, $p_z = p_{0z}$, $p_r = 0$, $\gamma = \gamma_0$,

$$c_2 = \gamma_0 - \frac{1}{\eta} \sqrt{\gamma_0^2 - 1} - (1 + a_0^2/2)^{1/2} - \frac{\omega_c}{\omega} \frac{\pi r_0}{\eta \lambda}. \tag{55}$$

At the turning point $x = x_T$, $p_r = 0$, $p_z/mc = \sqrt{\gamma^2 - 1}$ one obtains from the above equation γ at the turning point,

$$\gamma_T = \frac{1}{1 - \eta^2} [-Q\eta + (1 + Q^2 - \eta^2)^{1/2}], \tag{56}$$

where

$$Q = \eta \left[\left(1 + \frac{a_0^2}{2} e^{-x_T^2/r_0^2} \right)^{1/2} - \left(1 + \frac{a_0^2}{2} \right)^{1/2} + \frac{\omega_c \pi r_0}{\omega \eta \lambda} (e^{-x_T^2/r_0^2} - 1) - \frac{1}{\eta} \sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \gamma_0 \right].$$

We have plotted γ_T as a function of x_T/r_0 in Fig. 7 for a typical case. Although γ_T is a less sensitive function of

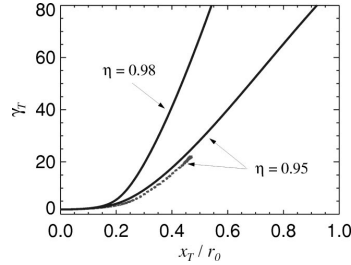


FIG. 7. Variation of γ_T (dimensionless beam energy at the turning point $x = x_T$) with x_T/r_0 for $\eta=0.95$ and 0.98 . The rest of the parameters are $\gamma_0 = 1.81$, $a_0 = 3.0$, and $\pi\omega_e r_0 / (\omega\lambda) = 6.28$. The dotted line depicts the same variation as predicted by the single particle code [see Fig. 9(a)].

x_T/r_0 than in the case of uniform plane wave,²¹ it still shoots up quite rapidly as x_T/r_0 increases beyond 0.5.

On the axis $\gamma = \gamma_A$, $p_z = p_{zA}$ such that $\gamma_A - (1/\eta)p_{zA}/mc = \gamma_0 - (1/\eta)\sqrt{\gamma_0^2 - 1}$, and p_{xA} is given by Eq. (36). One may also note that $mc^2\gamma - (\omega/k)p_z$ would be maximum on axis or at the minimum attainable value of r . The equations governing p_x and p_y are

$$\frac{dp_x}{dt} = -eE_{sr}\frac{x}{r} + \frac{e}{c}v_z B_{s\varphi}\frac{x}{r} - eA_0\left(1 - \frac{kv_z}{\omega}\right) \times \cos\psi e^{-r^2/2r_0^2} + eA_0\frac{v_y}{\omega}\frac{y}{r_0^2}\sin\psi e^{-r^2/2r_0^2}, \quad (57)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -eE_{sr}\frac{y}{r} + \frac{e}{c}v_z B_{s\varphi}\frac{y}{r} - eA_0\frac{v_x}{\omega}\frac{y}{r_0^2}\sin\psi e^{-r^2/2r_0^2}. \quad (58)$$

It may be pointed out that the ponderomotive force due to the Gaussian laser is inherently included in these equations. If at $t=0$, $y=0$, $p_y=0$, then y will always remain zero, and the particle will move in the $x-z$ plane. For such particles Eq. (57) in conjunction with Eq. (51) gives

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_b^2 x = -\frac{a_0}{\gamma}\omega c e^{-x^2/2r_0^2} \left[\left(1 - \frac{kv_z}{\omega} - \frac{v_x^2}{c^2} \right) \times \cos\psi - \frac{v_x v_z}{c^2} \frac{x}{kr_0^2} \sin\psi \right], \quad (59)$$

where

$$\omega_b = \frac{\omega_{b0}}{\sqrt{\gamma}} \quad (60a)$$

with

$$\omega_{b0} = \frac{c}{r_0} \left[\frac{a_0^2}{2(1 + (a_0^2/2)e^{-x^2/r_0^2})^{1/2}} + \frac{\omega_e v_z r_0}{c^2} \right]^{1/2} e^{-x^2/2r_0^2}. \quad (60b)$$

The x -motion is anharmonic. As the amplitude of oscillation, x_T , grows, the bounce period will also rise. One may define an effective ω_b by replacing x^2 in (60b) by $x_T^2/2$. The energy equation, Eq. (51), averaged over a bounce period, can also be written as

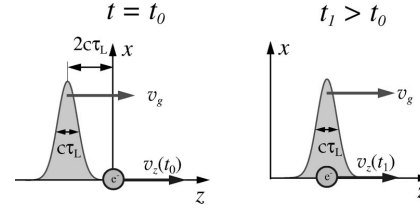


FIG. 8. Schematic of the interaction process. At $t=t_0$ the laser pulse is located behind the electron at a distance $z_0 = 2c\tau_L$. At later times ($t > t_0$), the electron is overtaken by the pulse and the interaction begins.

$$\frac{d\gamma}{dt} \cong -\omega a_0 \frac{v_x}{c} e^{-x_T^2/2r_0^2} \cos\psi. \quad (61)$$

The effective field strength of the laser for energy gain is thus reduced from a_0 to $a_0 e^{-x_T^2/2r_0^2}$. As long as $x_T/r_0 \leq 0.5$ this reduction is not very strong. For $v_x = v_{xA} \cos\omega_b t$, Eq. (61) takes the form of model Eq. (45).

V. NUMERICAL SOLUTION

In this section, we describe and discuss the main results of the three-dimensional, fully relativistic single particle code developed to study the dynamics of relativistic electrons interacting with short-duration, intense laser pulses. The objective is to elucidate the mechanism of the energy exchange between an electron and the laser in a more realistic case in which not only the radial profile is an arbitrary function of r but, most importantly, the duration of the interaction is finite. The computer code calculates the nonlinear electron motion in the static fields and the laser fields as given by Eqs. (1), (2) and (4). The ponderomotive force is inherently built in the code and the static fields are assumed frozen in time. However, we have added a temporal Gaussian amplitude envelope on the laser field by replacing A_0 in Eq. (1) by $A_0 \exp[-(t - (z - z_0)/v_g)^2/\tau_L^2]$ where $v_g = \eta c$ is the group velocity of the laser, z_0 is the initial position of the pulse peak and τ_L is its duration. Furthermore, the wave under the pulse propagates with the phase velocity $v_p = c/\eta$. This enables us to study the evolution of particle motion from the arrival of the pulse to the entire duration of interaction. In most of the cases studied, the electron is positioned at the origin of the coordinate system and the laser pulse at distance $|z_0| = 2c\tau_L$ behind it. The interaction arrangement is depicted in Fig. 8.

In the computer code, the integration procedure employed solves the relativistic Lorentz equation for the three spatial components as a function of time using fourth-order Runge-Kutta method.²⁸ The numerical integration is extended from $t=0$ up to $t=200\tau_L$. The computational temporal step is chosen $\Delta t = T_L/100$ where T_L is the laser period. The fields used in the equation $d\mathbf{p}/dt = e\mathbf{E} + e\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}$ are evaluated at the electron position at each computational step. The \mathbf{p} and $d\mathbf{p}/dt$ values are then used to compute the first- and second-order derivatives of the electron coordinates with respect to time from the relation $d^2\mathbf{r}/dt^2 = (d/dt) \times (c\mathbf{p}/\sqrt{p^2 + m^2c^2})$. The updated electron coordinates and

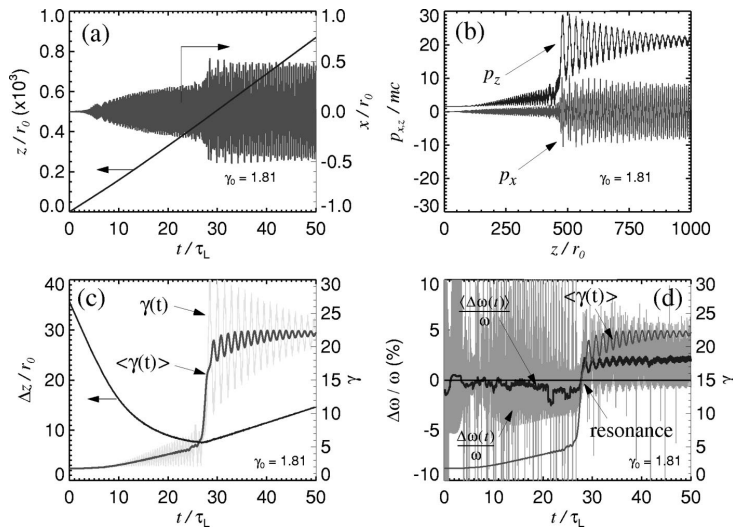


FIG. 9. Evolution of various dynamical quantities in the interaction of an electron with a propagating laser pulse in the presence of static electric and magnetic fields. (a) Variation of the normalized x- and z-coordinate with time. (b) Variation of the normalized x- and z-momentum with z. (c) Variation of the peak of the pulse relative to the electron position and of the total energy with time. The averaged over few bounce periods total energy is denoted as $\langle\gamma\rangle$, and (d) the dimensionless frequency mismatch as a function of time. The heavy line is the same but averaged over several bounce periods. For comparison the averaged total energy is also shown. The parameters used here are $\eta=0.95$, $\gamma_0=1.81$, $\alpha_0=3.0$ (see also text for more details).

the rest of the dynamical quantities (momenta p_x , p_y , p_z and total energy γ) are subsequently computed. The stability and accuracy of the code was benchmarked against the analytical theory for the electron motion in a plane e-m wave.^{23,24} It was found that the code results reproduced with high accuracy the well known rest frame figure-eight motion of the electron even for values of $a \approx 6$ and for long interaction periods.

In view of our recent experiments on laser acceleration of electrons at Max-Planck-Institut für Quantenoptik¹³ we have employed the following set of parameters: $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $\tau_L = 100 \text{ fsec}$, $r_0/\lambda = 2$, peak laser intensity $I_L = 2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 3$), $z_0 = -2c\tau_L$. As the primary intention here is to expound upon the acceleration mechanism, these parameters, although realistic, do not exactly match the

experimental situation described in Ref. 13. The static electric field has been estimated as $E_{0s} = mc^2 a_0^2 / (2er_0) \approx 2\Phi_p / r_0$, while the static magnetic field was estimated from $B_{0\phi} = mc\omega/e$, giving $\omega_c/\omega = 1$. It should be pointed out here that the peak laser intensity of $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ is by a factor of ~ 10 higher than the experimentally available. This enhancement factor comes about when the total laser power is funneled through a single channel of $2r_0 = 4\lambda$ in diameter as the results of the 3D PIC simulations evince.²⁰ Moreover, although the electric field value is self-consistently determined once the normalized vector potential a_0 is given, the value of the magnetic field $B_{0\phi}$ represents a free parameter. However, it was found that reducing the value of the B-field by a factor of 2 does not affect qualitatively the conclusions drawn from the numerical studies pre-

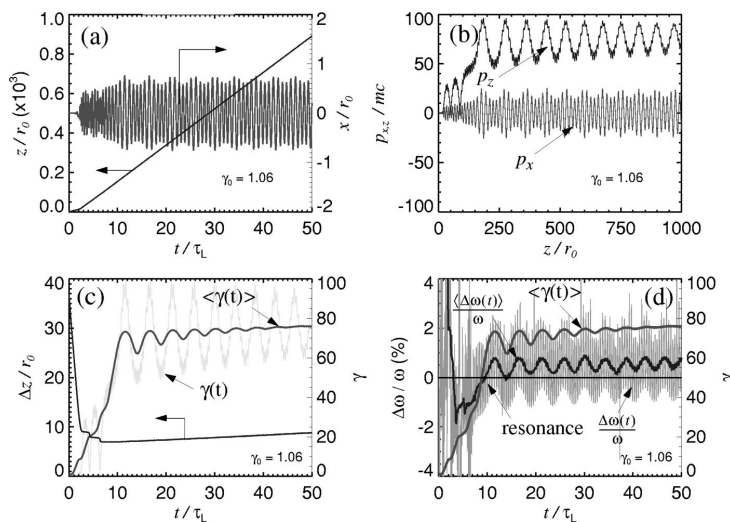


FIG. 10. Evolution of various dynamical quantities in the interaction of an electron with a propagating laser pulse in the presence of static electric and magnetic fields. As in Fig. 9 except $\eta=0.98$ and $\gamma_0=1.06$ (see also text for more details).

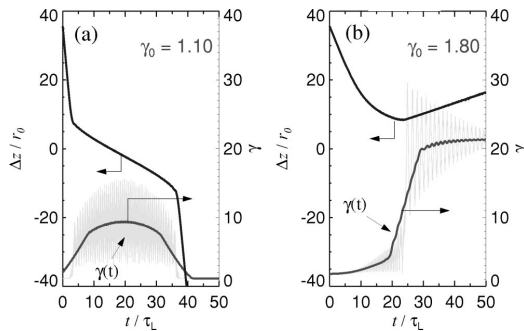


FIG. 11. Variation of the electron-laser pulse distance Δz and of the dimensionless electron energy with time. In the case of energy, the light gray curve is the $\gamma(t)$ variation while the solid line is the same averaged over few bounce oscillations (a) for $\gamma_0 = 1.10$ and (b) for $\gamma_0 = 1.80$. The rest of the parameters are as in Fig. 9.

sented here. These parameters were used throughout the numerical studies of the electron acceleration unless stated otherwise.

A. Energy gain of electrons initially on axis

In this case, the initial conditions chosen at $t=0$ were $x_{in}=0, y_{in}=0, z_{in}=0, p_{0x}=0, p_{0y}=0$. The initial electron energy was varied between $\gamma_0=1, \dots, 3$. For the linearly polarized laser field along the x -axis, the motion is confined in the $x-z$ plane, i.e., two-dimensional with $y=0$ at all times. We studied the temporal evolution of x, z, p_x, p_z, γ , relative position of the electron with respect to the peak of the laser pulse $\Delta z = z - z_L$, and dimensionless frequency mismatch $\Delta\omega/\omega = (\omega - kv_z - \omega_b)/\omega$. The bounce frequency is determined from the numerical solution using the relation $\omega_b = [d^2x/dt^2/|x|]^{1/2}$. The numerical integration was carried out to a maximum time interval of $100\tau_L$. The results are displayed in Fig. 9 for $\eta=0.95$ and in Fig. 10 for $\eta=0.98$.

Two striking features of the results for electrons originated on the axis ($x_{in}=0$) are as follows. First, a large energy gain occurs when the amplitude of x -motion acquires a value $x_T \geq 0.4r_0$. In this case the electron attains $v_z > v_g$ in the front of the pulse and moves ahead of the peak of the pulse thus terminating the interaction [see Figs. 9(c) and 10(c)]. Those electrons that acquire smaller amplitude of x -motion, attain smaller energies, have $v_z < v_g$ and are run-over by the pulse. The residual energy left with these electrons, after the passage of the pulse, is small. This is illustrated in Fig. 11 where the two cases are juxtaposed. As a matter of fact, the result depicted in Fig. 11(a) resembles the one-dimensional case for a single electron interacting with a plane wave laser pulse^{23,24} where an electron with initial energy γ_0 and initial z -velocity $\beta_{0z}c$ acquires a peak value of $\gamma \approx \gamma_0 [1 + (a_0^2/4)(1 + \beta_{0z})]$ in the proximity of the peak of the pulse, and reverts back to $\gamma = \gamma_0$ after the passage of the pulse. Thus in the present case 2D effects and static fields are effective in electron acceleration when $x_T/r_0 \geq 0.4$. Second, the amplitude of x -motion rises gradually with the arrival of

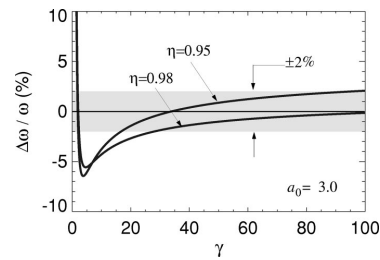


FIG. 12. Dependence of the normalized frequency mismatch on γ for $\eta = 0.95$ and $\eta = 0.98$ [see Eq. (25)]. The rest of the parameters are $a_0 = 3$, $\omega_c = \omega$, and $r_0 = 2\lambda$. The shade region indicates the range of $\Delta\omega/\omega$ for which resonance is attained.

the pulse [see Figs. 9(a) and 10(a)]. Whenever a sudden jump to $x_T/r_0 \sim 0.4$ takes place there is a rapid rise in γ and p_z (see also Fig. 7). A comparison of Fig. 9(a) with Fig. 9(d) shows that this occurs when $\Delta\omega/\omega = (\omega - kv_z - \omega_b)/\omega$, averaged over few bounce periods, passes through zero, from a negative value to positive value. In fact nonaveraged $\Delta\omega/\omega$ exhibits large fluctuations [see Figs. 9(d) and 10(d)]. Whenever $(\Delta\omega/\omega)_{ms} = 0.02$ and $\langle \Delta\omega/\omega \rangle$ passes through zero there is a large rise in γ . Otherwise, the rise in the final value of γ is small as in the case shown in Fig. 11(a) where $(\Delta\omega/\omega)_{ms} \gg 0.02$. The beat oscillations observed in $x(t)$ correspond to bounce period averaged frequency $\Delta\omega$.

In Fig. 12 we have plotted $\Delta\omega/\omega$ as a function of γ assuming $v_x \approx 0$, and employing Eq. (25) for ω_b and for $\eta = 0.95, 0.98$. We note that $|\Delta\omega/\omega - (\omega - kv_z)/\omega| = \omega_b/\omega \sim 1/\sqrt{\gamma}$, hence $\Delta\omega/\omega \approx 1 - \eta$ for large values of γ . However, as seen in Fig. 12, for $\eta = 0.95$, $|\Delta\omega/\omega| \leq 0.02$ is achieved earlier for a value of $\gamma \approx 15$, but it remains within the $\pm 2\%$ limit over a narrower range of γ , hence, less energy gain is expected. On the other hand, for $\eta = 0.98$, the electrons would satisfy the resonance criterion $|\Delta\omega/\omega| \leq 0.02$ for all energies above $\gamma = 25$. Figures 9(d) and 10(d) indeed confirm that sharp rise in γ occurs at $\gamma \approx 10$ for $\eta = 0.95$ and at $\gamma \approx 20$ for $\eta = 0.98$. The attainment of resonance condition, however, is in general sensitive to the initial value of γ_0 .

For $\eta = 0.95$ (corresponding to $n_0/n_c = 0.23, a_0 = 3$) large acceleration occurs for $\gamma_0 \geq 1.8$. In this range of γ_0 , the electron never reaches the peak of the pulse. It is always ahead of the peak as in Fig. 11(b). For larger values of γ_0 , the occurrence of the sudden energy increase, indicating the resonance between the betatron oscillations and the wave, takes place at increasingly later times while $v_z = v_g$ and $\Delta\omega/\omega < 0$ for fairly long time. In this case the electron moves faster and it takes longer time to acquire the additional energy increase necessary in order that the resonance becomes effective.

The behavior for $\eta = 0.98$ (corresponding to $n_0/n_c = 0.1, a_0 = 3$) is similar. However, in this case the energy gain is much larger, $\gamma \sim 75$ for $\gamma_0 \sim 1.06$. The pulse travels with a larger group velocity than in the $\eta = 0.95$ case and interacts with the accelerated electron for a longer duration. This value of energy gain is consistent with the upper bound

on the energy gain by our theoretical model for $\alpha_0 = v_{xA}^2/2c^2 \approx 0.03 - 0.18$. The parallel momentum of the accelerated electron is much larger than the transverse momentum.

For electrons originated off axis at $x = x_{in} \neq 0$, the effects of static fields and 2D laser profile are important right from the beginning. The x -motion of off-axis born electron is strongly anharmonic, hence, resonance condition for efficient energy exchange is satisfied only approximately and the energy gain is relatively smaller. Moreover, due to the predominance of static fields in electron motion, a substantial fraction of energy gained by the electron around the peak of the pulse is left with the electron even after it is run over by the pulse.

B. Electron energy distribution and angular spread

Experiments have shown that the accelerated electrons from relativistically self-focused laser channels possess a quasi-thermal energy distribution and emerge in the forward direction in the form of a low-emittance beam.^{8,13} These are two distinct features that the direct laser acceleration mechanism predicts. The single particle code described in Sec. V has been used as the core piece in a fully relativistic Monte Carlo simulation of large number of electrons (typically 2000–5000). These calculations are used to assess the effective temperature and angular energy spread of the accelerated electrons after the pulse has propagated throughout the length of the channel.

The electrons are initially ($t=0$) distributed uniformly but at random positions over the surface of a disc with radius $r/r_0=0.5$ placed at $z=0$. They are released with an initial momentum which is also randomly chosen but with a probability corresponding to an isotropic Maxwellian distribution with temperature T_{e0} . Only electrons with $p_z > 0$ are considered. The trajectory of each electron is determined by numerical integration carried out to a maximum time interval of $20\tau_L$ which corresponds to an interaction length of $L \sim 600 \mu\text{m}$. The pulse is initially positioned at $z_0 = -2c\tau_L$ and the wave is linearly polarized along the x -axis. Other parameters are $a_0 = 3.0$, $\tau_l = 100.0 \text{ fs}$, $r_0 = 2\lambda$, $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $\omega_c/\omega = 1$ and $\eta = 0.98$.

At the end of the interaction we record the final electron energy, its radial position and its final momentum. The normalized number density N_e/N_{tot} distribution as a function of energy is obtained by counting the number of electrons N_e received at the end of the interaction ($t=20\tau_L$) within an array of energy bins having width $\Delta E = 2 \text{ MeV}$. It should be pointed out here that all electrons, i.e., those that acquired their energy by resonant interaction with the field and those that happened to be within the pulse when the interaction terminated, are counted. In Fig. 13 the energy distribution for three initial electron temperatures is shown. It is seen that the Monte Carlo simulation predicts indeed a quasi-thermal energy distribution for the accelerated electrons. The effective temperature of electrons having $E \geq 5 \text{ MeV}$ is $\sim 7 \text{ MeV}$ and appears to be independent of the initial electron temperature T_{e0} . The latter seems to influence only the relative number of electrons having $E < 5 \text{ MeV}$ to those having $E > 5 \text{ MeV}$.

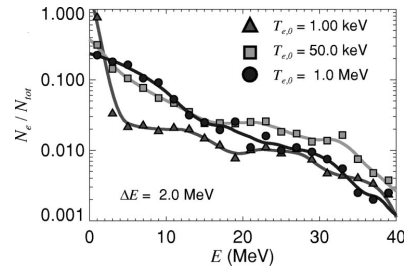


FIG. 13. Number density electron energy distribution for three different initial electron temperatures as obtained from the 3-D Monte Carlo simulations.

Indeed, a run with $T_{e0} = 0$ produced approximately the same energy distribution for $E > 5 \text{ MeV}$. The effective temperature of $\sim 7 \text{ MeV}$ is by a factor of ≤ 2 within the values that have been reported from various experiments.^{8,12,13} These results indicate that the randomness in the initial radial location of the electron is sufficient to thermalize the accelerated electrons.

The angular (relative to laser propagation) distribution of electrons emanating from a self-focused laser channel is a subject of great interest^{8,12,13} because it is ultimately connected to the detailed electron dynamics during the interaction period. From the theoretical point of view, the objective is to find a “footprint” which is uniquely associated with a particular acceleration mechanism and which can be experimentally verified.

In our Monte Carlo simulations, an accelerated electron emerging out of the channel after the pulse has traveled its length $z=L$ has finite transverse momenta p_x, p_y . The angle of emergence relative to the z -axis is $\theta_r = \tan^{-1} \sqrt{p_x^2 + p_y^2}/p_z$. In contrast to the case of a linearly polarized Gaussian beam in vacuum,²⁴ the quantity $\gamma - p_z/(\eta mc)$ is not a constant of motion. This is due to the introduction of the static fields as given by Eqs. (3) and (4) and the z components of the electric and magnetic fields of the laser. As a consequence, the angle of emergence is not uniquely determined by the initial and final electron energies. However, as was discussed in Sec. IV, when the E_z field of the laser can be neglected, a generalized constant of motion can be derived that involves the radial position of the electron and is given by Eq. (54). It is seen that the final values of p_x, p_y depend not only on the initial and final electron energy γ but also on x, y coordinates of the electron at the beginning and at the end of the interaction besides the rest of the plasma and laser parameters. In the diagram of Fig. 14(a), we give the angle of emergence θ_r for each electron in the Monte Carlo simulation and its final energy γ . Only electrons having $\gamma > 5$ are shown. It is seen that for a given γ there is a maximum angle of emergence. This maximum value can be deduced from the approximate constant of motion given in Eq. (54) for initial values $\gamma = 1, p_z = 0, r = r_0$ and final value of radius $r = 0$ upon using the relation $p_r^2/p_z^2 = (\gamma^2 - 1)/(\gamma\beta_z)^2 - 1$. The agreement between the Monte Carlo simulation results and the analytical expression for the constant of motion c_2 as depicted in Fig. 14(a) indi-

3028 Phys. Plasmas, Vol. 7, No. 7, July 2000

Tsakiris, Gahn, and Tripathi

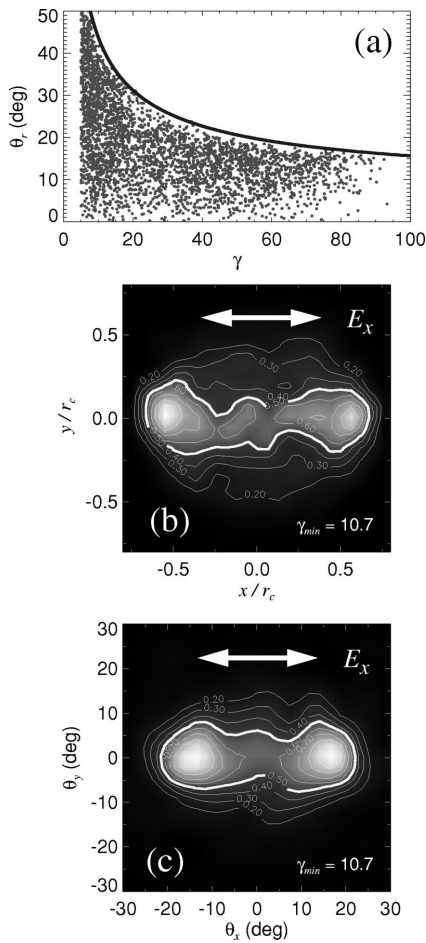


FIG. 14. (a) Distribution of all accelerated electrons to $\gamma > 5.0$ having initial temperature $T_{e0} = 50.0$ keV in the θ_f - γ space. The maximum angle of emergence for a given final energy is reproduced by the analytical expression for the constant of motion in Eq. (54) (solid line). (b) Spatial distribution of electrons having final $\gamma > \gamma_{min} = 10.7$ in the x - y plane after the interaction with the laser pulse is over and (c) the corresponding angular profile of the electron beam. The contour plots are linear and the heavy white contour denotes the 50% level. The double arrow indicates the polarization direction.

icates that, for the case considered, the parallel laser fields are weak enough to allow to a good approximation the conservation of c_2 .

The contour plot of number density N_e/N_{tot} in the x - y plane shown in Fig. 14(b) gives the location of the electrons at the end of the interaction with final energy $E > 5$ MeV while the one in Fig. 14(c) gives their two dimensional angular distribution at the same time. Here $\tan \theta_x = p_x/p_z$ and $\tan \theta_y = p_y/p_z$. For a given x_{in}, y_{in} the electron of different γ_0 will emerge at different values of x, y in the exit plane. The Monte Carlo simulations indicate that the electron motion is predominantly in the direction of laser polarization, i.e., along the x -axis, and that the electrons have higher prob-

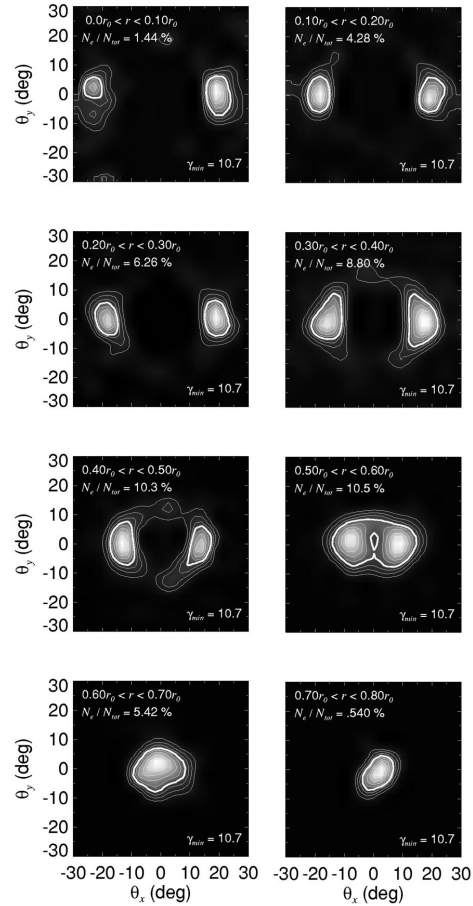


FIG. 15. Each frame shows the angular profile of electrons with final $\gamma > \gamma_{min} = 10.7$ emerging from an annulus indicated in the upper left corner. The percentage of the electrons involved is also given. The contour plots are linear and the heavy white contour denotes the 50% level.

ability to be found near their turning point [see Fig. 14(b)]. Their angular distribution is also elongated along the polarization direction, signifying that the spread in the y -direction is the initial velocity spread but in x -direction is modified due to acceleration mechanism. The ones that emerge at the axis will have largest p_x and hence the largest angle $\theta_x = \tan^{-1} p_x/p_z$ with respect to channel axis. The ones that leave at the turning points will move at small θ_x and emerge nearly parallel to channel axis. The angular distribution shown in Fig. 14(c) implies that the maximum number of electrons are not those that leave the channel at their turning points but those with somewhat smaller values of x . To elucidate this point further we have decomposed the angular distribution of Fig. 14(c) into the contributions from electrons emanating from different radial locations. As illustrated in Fig. 15, electrons leaving the channel near the turning point produce a single spot which is split into two away-

moving spots as the electron source approaches the axis. It appears that most electrons leave the channel at a radial position of $0.4r_0 < r < 0.6r_0$. It should be mentioned here that in this single particle approach space charge effects in the beam of the fast electrons are not included. However, they can be significant⁸ and their effect would be to wash out the structure in the angular distribution predicted here. Indeed, recent experiments^{8,13} have not reported any angular structure with one exception,¹² but this is attributed to different effects.

VI. DISCUSSION AND CONCLUSION

The scheme of direct laser acceleration of electrons by the *B*-loop or inverse FEL mechanism²¹ requires in general high laser intensity and strong magnetic field. For $r_0/\lambda \sim 2$, $a_0 \sim 3$ ($I_0 \approx 2 \times 10^{19}$ W/cm²), an electron density of fast electrons $n_h \approx 0.03n_c$ is required. However, at plasma density $n_0 > 0.2n_c$, the group velocity of the pulse is too slow to catch up with the accelerated electron, reducing the duration of interaction and diminishing the energy gain. Further, at higher density, i.e., at lower η , higher values of γ can be attained only at higher x_T . Since static E_r , B_ϕ fields and the laser fields fall off rapidly beyond $x \geq r_0$ one must have $x_T < r_0$, hence $\eta \geq 0.9$ is desirable.

For $a_0 \ll 2\pi r_0/\lambda$, $\gamma(1 - v_z/\eta c)$ at any given value of r is independent of time. As r increases $\gamma(1 - v_z/\eta c)$ decreases. For electrons originated at $r=0$, as they acquire energy their transverse momentum p_{xA} on axis rises almost linearly with γ , whereas v_{xA}/c remains fairly constant over a large range of γ .

The energy gain is large for large η as phase matching conditions for these electrons can be satisfied more easily. In the case of on-axis born electrons, only those accelerated electrons retain their energy which moves ahead of the peak of the pulse. The energy of the ones that are run over by the pulse is largely given back to the pulse. Of course if the length of the channel is truncated before that, then the electrons can retain the energy.

One may mention that the present study assumes static fields to be frozen in time. This may be a reasonable approximation for static magnetic field, \mathbf{B}_s , if it is produced by the stream of fast electrons, created in front of the laser pulse. As these electrons are accelerated to high energies by the main body of the laser pulse, their velocities (limited by c) do not increase much, hence B_s remains fairly constant in time. The static electric field, however, will evolve with the laser pulse. For pulse lengths longer than the plasma period, the static electric field \mathbf{E}_s would remain nearly equal to $\nabla\Phi_p$. Its z -component would inhibit the ponderomotive force induced acceleration of electrons. One may treat the plasma as an assembly of two groups of electrons: one, cold electrons with $\gamma_0 = 1$ forming the majority and, second, fast electrons with $\gamma_0 > 1$, a minority. The former will continue to have $\langle p_z \rangle = 0$, would remain out of bounce resonance and for them $\gamma = (1 + a^2/2)^{1/2}$. After the passage of the laser pulse their energy reverts back to $\gamma \sim 1$. However, for the fast electrons the parallel ponderomotive force is greatly enhanced due to bounce resonance and they gain energy.

As far as the present analytical treatment is concerned, one noticeable qualitative change would occur in the constant of motion c_2 [Eq. (55)], where a_0 should be taken zero, as outside the laser pulse $a_0 = 0$. The effect of c_2 appears on energy gain through v_{xA} . At $\gamma \gg a_0$, v_{xA} is not very sensitive to c_2 , hence, the estimate of energy gain is fairly reasonable for a flat top pulse. A self-consistent evolution of static fields and electron energy gain is beyond the scope of the present single particle study.

The scheme of direct laser acceleration envisages preacceleration of electrons to energies of a few hundred keV. A probable scenario could be the excitation of a plasma wave in the front foot of the laser pulse via forward Raman instability that could accelerate the electrons.

ACKNOWLEDGMENTS

This research was supported by the Commission of the EC within the framework of the Association Euratom—Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. We thank J. Meyer-ter-Vehn and A. Pukhov for reading the manuscript and making useful suggestions.

- ¹T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- ²C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, J. M. Kindel, and D. W. Forslund, Nature (London) **311**, 525 (1984).
- ³C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- ⁴F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Matthieussent, P. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka, and C. Stenz, Phys. Rev. Lett. **74**, 5220 (1995).
- ⁵A. Modena, A. E. Dangor, Z. Najmudin, C. E. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh, Nature (London) **377**, 606 (1995).
- ⁶D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou, and R. Wagner, Science **273**, 472 (1996).
- ⁷G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S. D. Baton, R. Gaillard, J. L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet, and L. Lours, Phys. Rev. Lett. **79**, 2053 (1997).
- ⁸R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- ⁹C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R. F. Hubbard, B. Hafizi, H. R. Burris, C. Manke, and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909 (1997).
- ¹⁰D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, and C. Joshi, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998).
- ¹¹F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchières, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marques, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin, Phys. Rev. Lett. **81**, 995 (1998).
- ¹²S.-Y. Chen, M. Krishnan, A. Maksimchuk, R. Wagner, and D. Umstadter, Phys. Plasmas **6**, 4739 (1999).
- ¹³C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, and K. J. Witte, Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
- ¹⁴G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, Phys. Today **51**(1), 22 (1998).
- ¹⁵P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992).
- ¹⁶T. M. Antonsen, Jr., and P. Mora, Phys. Rev. Lett. **69**, 2204 (1992).
- ¹⁷E. Esarey, J. Krall, and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. **72**, 2887 (1994).
- ¹⁸T. Katsouleas and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **51**, 392 (1983).
- ¹⁹A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998).
- ²⁰A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996).
- ²¹A. Pukhov, Z.-M. Sheng, and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).

3030 Phys. Plasmas, Vol. 7, No. 7, July 2000

Tsakiris, Gahn, and Tripathi

²²Hannes Alfvén, *Phys. Rev.* **55**, 425 (1939).²³E. S. Sarachik and G. T. Schappert, *Phys. Rev. D* **1**, 2738 (1970).²⁴F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. Le Sage, N. C. Luhmann, Jr., J. G. Woodworth, M. D. Perry, Y. J. Chen, and A. K. Kerman, *Phys. Rev. E* **51**, 4833 (1995).²⁵C. S. Liu and V. K. Tripathi, *Interaction of Electromagnetic Waves with Electron Beams and Plasmas* (World Scientific, Singapore, 1994), p. 60.²⁶E. D. Courant, C. Pellegrini, and W. Zakowicz, *Phys. Rev. A* **32**, 2813 (1985).²⁷A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, in *Proceedings First International Conference on Inertial Fusion Science and Applications*, Bordeaux, September 1999, edited by C. Labaune, *Laser and Part. Beams* **18** (2000) (to appear).²⁸B. Carnahan, H. A. Luther, and J. O. Wilkes, *Applied Numerical Methods* (Wiley, New York, 1969), p. 374.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die während der letzten drei Jahre zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. Dieter Habs. Er hat mich jederzeit mit Rat unterstützt und mich durch seine Begeisterung für meine Ergebnisse immer wieder motiviert.
- Herrn Prof. Dr. Klaus Witte für sein Interesse am Fortgang meiner Arbeit und der ständigen Diskussions- und Hilfsbereitschaft, wenn es Probleme zu bewältigen galt.
- Herrn Dr. George Tsakiris für die außerordentlich gute Zusammenarbeit. Er hat mich einerseits zum wissenschaftlichen Arbeiten angeleitet, mir andererseits aber auch die nötigen Freiräume gelassen.
- Herrn Dr. Georg Pretzler, der mir bei experimentellen und theoretischen Fragen stets zur Seite stand.
- den Herren Ulrich Andiel und Michael Jost für viele fachliche und weniger fachliche Diskussionen.
- allen Mitarbeitern in der Laser-Plasma-Gruppe, insbesondere den Herren Peter Sachsenmaier für die Hilfe beim Detektordesign/-betrieb, sowie Alois Böswald und Harald Haas für den hervorragenden ATLAS-Laserbetrieb.
- meinen Eltern, meinen Brüdern und meiner Verena für die moralische Unterstützung.

Lebenslauf

Persönliche Daten

| | |
|---------------------|-------------------------|
| Name | Christoph Gahn |
| Geburtstag/-ort | 22.12.1970 in Paderborn |
| Familienstand | ledig |
| Staatsangehörigkeit | deutsch |

Schulbildung

| | |
|-----------|--|
| 8/77-7/81 | Grundschulen Stephanus und Marien in Paderborn |
| 8/81-5/90 | Gymnasium Theodorianum in Paderborn, Abitur |

Wehrdienst

| | |
|-----------|--|
| 7/90-6/91 | 2./Panzerartilleriebataillon 215 in Augustdorf |
|-----------|--|

Studium

| | |
|-----------|--|
| 10/91 | Beginn des Studiums der Physik an der Georg-August-Universität zu Göttingen |
| 8/93-6/94 | Stipendiat an der University of California Santa Barbara (UCSB), USA |
| 11/94 | Wechsel an die Ludwig-Maximilians-Universität zu München |
| 5/96-5/97 | Diplomarbeit in Medizinphysik: <i>Optimierung und Monte-Carlo-Simulation des Detektorsystems für die in vivo Protonenradiographie FROG</i> |
| 6/97 | Diplom in Physik |

Promotion

| | |
|-----------|---|
| seit 7/97 | am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching bei München |
|-----------|---|