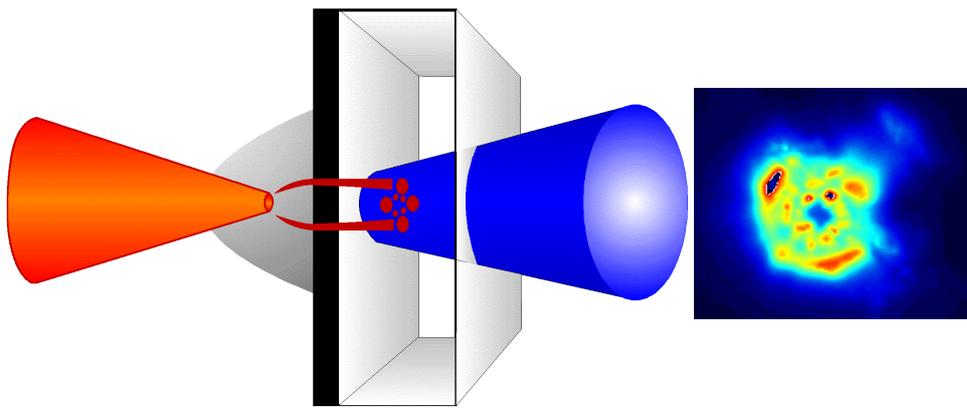


Filamentierung relativistischer Elektronenströme und Anomales Stoppen



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

vorgelegt von
Jürgen Stein

München, den 22.11.2005

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Habs
 2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Witte
- Tag der mündlichen Prüfung: 21.11.2005

Für meine Eltern

E.P.Fischer

Die andere Bildung

"Wissenschaft wird erst verstanden,...,
wenn sie wie ein Kunstwerk gestaltet wird,
das eine bestimmte wahrnehmbare Form bekommen soll,
die ein offenes Geheimnis tragen und zur Schau stellen kann."

Goethes Farbenlehre

*Wenn wir von (der Wissenschaft)
eine Art von Ganzheit erwarten, so müssen wir
uns die Wissenschaft notwendig als Kunst denken.*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Elektronenströme	13
2.1	im unterdichten, stoßfreien Plasma	14
2.1.1	Vorplasma-Eigenschaften	19
2.1.2	Selbstfokussierung	21
2.1.3	Direkte Laser-Beschleunigung	24
2.2	vor dem Festkörper	26
2.2.1	Resonanz-Absorption	26
2.2.2	ponderomotive Beschleunigung	27
2.2.3	Experimentelle Verhältnisse	29
2.3	im dichten Plasma	31
2.4	filamentierte Ströme relativistischer Elektronen	32
2.5	Energieverlust relativistischer Elektronen	37
2.5.1	Klassische Verlustmechanismen	37
2.5.2	Auswirkung auf die Cerenkov-Detektion	39
2.6	andere Verlustmechanismen	43
3	Experimente mit Cerenkov Medien	49
3.1	Der Cerenkov-Effekt	50
3.1.1	Die Cerenkov-Licht Verteilung	53
3.1.2	Das Cerenkov-Licht Spektrum	55
3.2	Aufbau und Experimente	57
3.2.1	für Cerenkov-Verteilungen	59
3.2.2	für Cerenkov-Spektren	66
3.3	Filamentierung der Elektronenströme	67
3.3.1	Filamentierung der Elektronenströme im Vorplasma	67
3.3.2	Anzahl der Elektronen und Wirkungsgrade	76
3.4	Diskussion der Resultate	81
4	Ausblick	89
4.1	über Untersuchung relativistischer Elektronen	89
4.1.1	mit größeren Energien	90
4.1.2	Filamentierung bei Festkörperdichte	91
4.1.3	Zeitaufgelöste Messung des Cerenkov-Lichts	92
4.2	zur Fast Ignition - Trägheitsfusion	99
5	Literaturverzeichnis	103

A Anhang zum Experiment	119
A.1 Advanced Titanium Sapphire Laser - ATLAS	119
A.2 Eichungen	127
A.3 Fehlerabschätzung	134
A.4 Cerenkov-Verteilungen	135
B Publikationen	139
C Anhang - Danksagung, Lebenslauf	140

Kapitel 1

Einleitung

Von der Trägheitsfusion

Die ersten Bestrebungen, die kontrollierte Kernfusion für die Energiewandlung nutzbar zu machen, basieren auf dem Konzept des magnetischen Einschlusses. Bald darauf folgte der Trägheitseinschluß, der die Fähigkeit von Hochleistungslasern nutzt, Materie in sehr kurzer Zeit zu solchen Dichten und Temperaturen zu komprimieren, daß Zündung vor der Desintegration einsetzt [1.1 – 1.3].

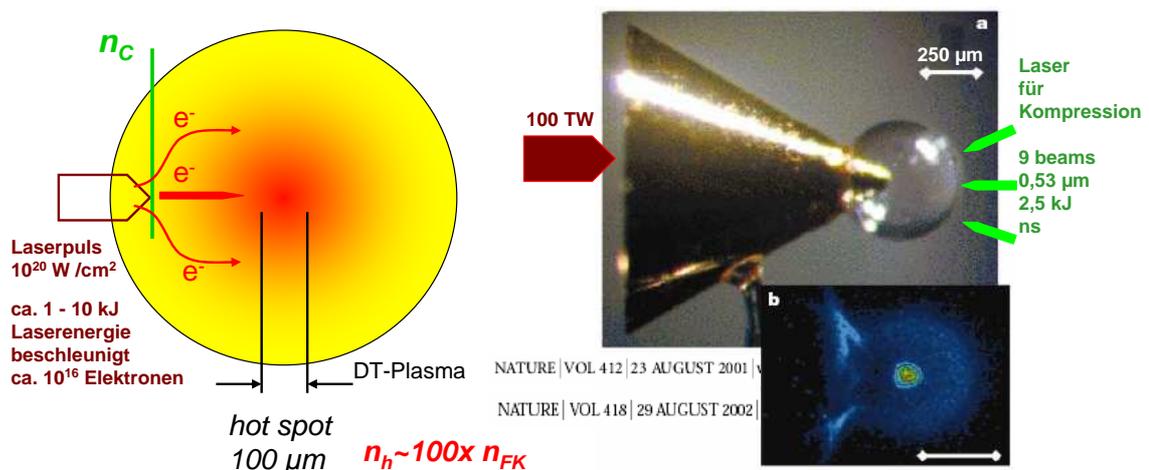


Abbildung 1.1: Links: damit der hochenergetische Elektronenstrom ("spark") ein verdichtetes Deuterium-Tritium-Pellet zünden kann, muß der Strom kollimiert das Zentrum ("hot spot") erreichen. Der Laserpuls kann nur bis zur kritischen Dichte des Plasmas n_c propagieren. Die im unterdichten Plasma beschleunigten Elektronen, unterliegen nun bei der weiteren Ausbreitung dominierenden Instabilitäten. Rechts: um diese Instabilitäten beeinflussen zu können, wurde das ursprüngliche Konzept zur Laser induzierten Trägheitsfusion (s. Kap.4.2), zur *Cone-guided Fast Ignition* weiterentwickelt (Veröffentlichung des Institute of Laser Engineering, Osaka University [4.27 – 4.29]).

Das neue Forschungsgebiet der Laser-Plasma-Physik beeinflusste infolgedessen entscheidend die Weiterentwicklung der Lasertechnologie [1.9], die rückwirkend die Vorschläge zur Trägheitsfusion bis in den relativistischen Bereich der Teilchenbeschleunigung für die *Fast Ignition* - Trägheitsfusion erweiterte [1.4 – 1.8]. Um den enormen Aufwand von MJ-Laseranlagen reduzieren zu können, wird gegenwärtig das sog. *Cone-guided* - Konzept untersucht. Mit deutlich weniger Laserenergie (s.Abb.1.1) erreicht man mit gebündelten ns-Laserpuls Plasmadichten, die der 100-fachen Festkörperdichte entsprechen. Ein ultrakurzer PetaWatt-Laserpuls (ca. 10 ps) soll

schließlich einen hochenergetischen Elektronenstrom in den Plasmakern ("hot spot") treiben. Der Gold-Konus verbessert die Fokussierbarkeit, wodurch größere Elektronen-Energien erreicht werden und diese stärker kollimiert in den Brennstoff-Kern beschleunigt werden. Auf Grund der großen Dichte können die Elektronen über Coulomb-Stöße ihre kinetische Energie an die Plasmaionen abgeben, die dadurch die notwendige Temperatur erreichen, um die DT-Fusion zu zünden.

Der Elektronentransport mit einer Stromstärke $I = N_e \cdot e/t_P \approx 10^{16} \cdot e/10ps \approx 100MA$ vom Ort der Erzeugung zum heißen Kern, wird bestimmt durch das Dichteprofil des Plasmas und durch das kollektive Verhalten der Elektronenstromdichte. Die typische Größe, mit der sich diese Elektronenströme im Plasma formieren, ist durch die Skalengröße $l_S \approx c/\omega_P$ in Abhängigkeit von der Plasmafrequenz ω_P und der Lichtgeschwindigkeit c gegeben.

über Laser-Plasma - Wechselwirkung

Die zur Zeit hauptsächlich eingesetzten Ultrakurzpuls-Hochleistungslaser erreichen Intensitäten weit über der relativistischen Schwelle von $10^{18}W/cm^2$ und beschleunigen Elektronen auf Energien mit mehreren MeV.

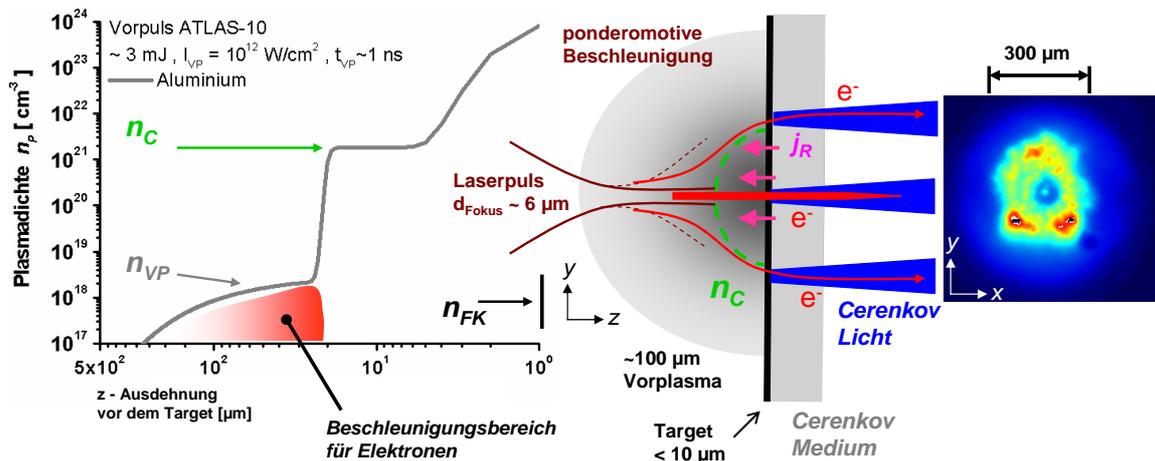


Abbildung 1.2: Links: Graph der Vorplasma-Dichteverteilung n_{VP} bis zur kritischen Dichte n_c , an der ein Laserpuls reflektiert wird. Ein ausgeprägter ASE-Vorpuls (amplified spontaneous emission) mit einer Dauer im Bereich von ns erzeugt vor dem Festkörper n_{FK} ein ausgedehntes Vorplasma mit unterkritischer Dichte. In diesem Bereich werden Elektronen durch die ponderomotive Kraft auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt. Mitte: die dabei erzeugten großen Ströme *filamentieren* unter dem Einfluß von Rückströmen j_R beim Übergang in die kritische Dichte, bleiben beim Durchgang durch dünne Target-Folien erhalten und können durch Messung des Cerenkov-Lichts nachgewiesen werden (Rechts: CCD-Falschfarbenaufnahme des Stromprofils).

Die Teilchen erreichen dabei fast Lichtgeschwindigkeit, was den Einsatz von Diagnostiken erlaubt, die nur bei diesen Geschwindigkeiten möglich sind, wie z. B. den Cerenkov-Effekt¹.

Erste Experimente zeigten, daß bei Fokussierung von hochintensiven Laserpulsen in Gasdüsen mit unterkritischer Dichte (ca. $10^{18}cm^{-3}$) sich zuerst relativistische Selbstfokussierung einstellt und ein Laser-Plasma-Kanal gebildet wird. Die dabei beschleunigten, hochenergetischen Elektronenströme ($> 10MeV$) werden in erster Linie mit Hilfe konventioneller Magnetfeld-Spektrometer

¹1934 von P. A. Čerenkov und S. I. Vavilov entdeckte Strahlung beim Durchgang von radioaktiver Strahlung durch optisch transparente Stoffe; mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik 1937 von I. E. Tamm und I. M. Frank erklärt, wurde 1958 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet und ist seit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern als Standard-Diagnostik verfügbar.

[1.16, 2.22] nachgewiesen und charakterisiert. Die Elektronenströme müssen dabei allerdings nach der Gasdüse durch das Vakuum einen Weg von rund einem halben Meter bis zum Detektor zurücklegen. Daher unterliegt die maximale Stromstärke dem Alfvén-Limit $17,5 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot kA$. Ab dieser Stromstärke werden Elektronen durch ihr selbsterzeugtes Magnetfeld auf Kreisbahnen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gezwungen.

Zur Messung transversaler Stromprofile kann darüber hinaus auf K_α -CCD-Aufnahmen und -Spektroskopie zurückgegriffen werden, die allerdings den detektierbaren Energiebereich für Elektronen um die 10 keV (in erster Linie mit Aluminium-Schichten, Nieder-Z-Materialien) einschränkt und daher nur indirekt Aussagen über relativistische Elektronenströme ermöglicht [3.2 – 3.7]. Die optische Übergangsstrahlung (OTR, optical transition radiation) ist sensitiv für den gesamten Energiebereich der Elektronen, die beim Übergang vom Festkörper ins Vakuum elektromagnetisches Licht abstrahlen [3.1]. Dies ist aber mit ein Grund, warum die Unterscheidung von Strukturen im Strom über der Einfallsebene schwierig ist [1.12, 1.13, 2.80, 2.83], da Elektronen mit unterschiedlichen Energien unabhängig voneinander verteilt sein können.

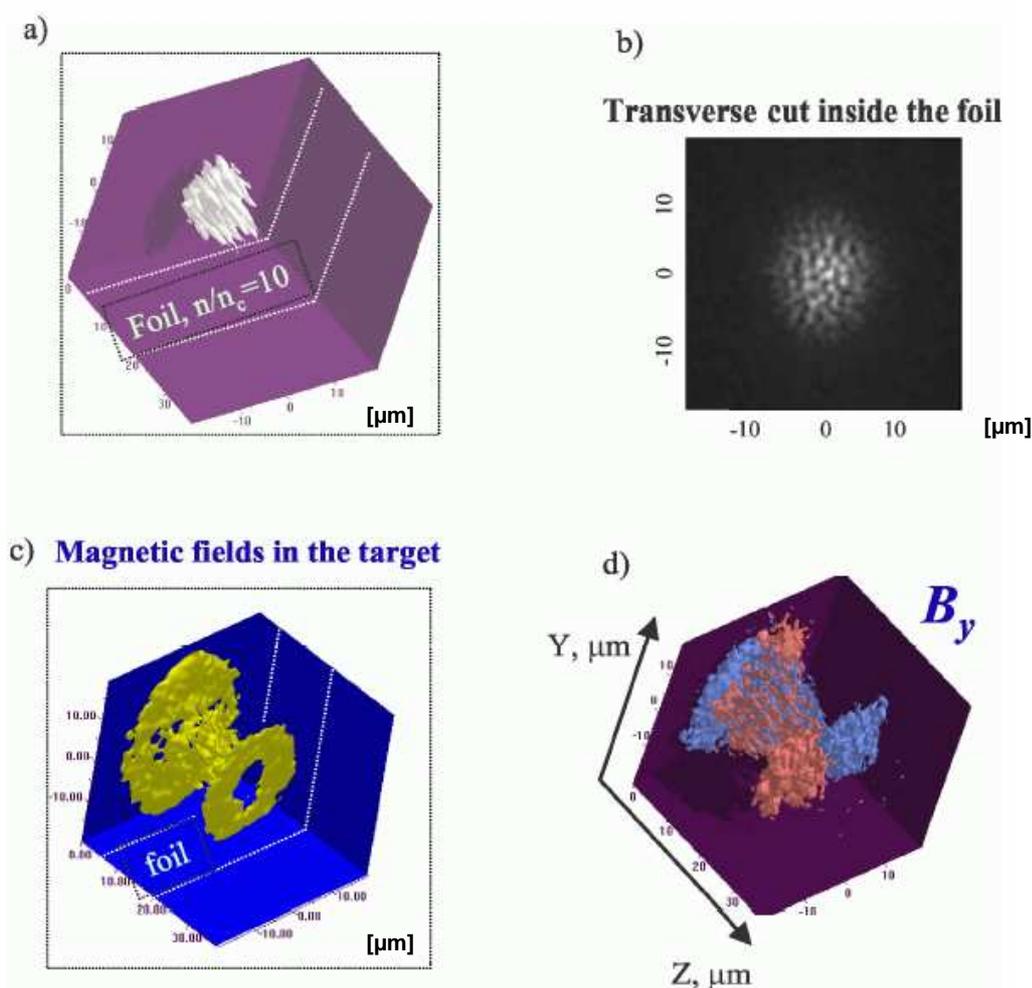


Abbildung 1.3: Simulationsergebnisse von A. Pukhov [1.10] zur Filamentierung von relativistischen Elektronenströmen, nach Wechselwirkung eines Laserpulses ($10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$, 150fs) mit einem Plasma der überkritischen Dichte $10 \cdot n_c = 10^{22} \text{cm}^{-3}$. a) 3D Energiefluß (weiß) der Elektronen, b) transversaler Ausschnitt des Energieflusses. c) 3D Ansicht des Magnetfelds, d) B_y -Komponente in der y,z -Ebene.

Bei Lasersystemen im TeraWatt-Bereich mit Pulsdauern um die 100fs wird bereits vor dem

eigentlichen kurzen Laserpuls ein Vorpuls durch die *amplified spontaneous emission* (ASE) aufgebaut. Dieser kann mit einer zeitlichen Dauer von einigen ns und einer Pulsenergie von wenigen mJ bereits ein ausgedehntes, unterdichtetes Plasma vor dem Festkörper-Target bilden. Die Dichte des Vorplasmas ist also vergleichbar mit der von Gasdüsen und trägt dazu bei, daß Strukturen mit l_S im Elektronenstrom groß genug sind, um durch optisch sichtbares Licht aufgelöst werden zu können [1.12]. Bei unterschiedlichen Target-Materialien und Dicken nimmt dieses Vorplasma immer ein nahezu gleiches Dichteprofil ein (s.Abb.1.1 und Abb.2.2, S.19). Der nachfolgende TW-Laserpuls kann nun über eine Länge von mehreren $10\mu m$, vor allem über die dominierende *ponderomotive Kraft*, Elektronen effizient auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigen.

zu filamentierten Elektronenströmen

Diese Teilchenströme großer Dichte (ca. $10^{19}cm^{-3}$) unterliegen nun kollektiven Wechselwirkungen. Mit der aufgebauten Ladungstrennung setzen sich langsame Rückströme j_R in Bewegung, die die Dichte des Hintergrund-Plasmas einnehmen und deswegen zumindest teilweise die Magnetfelder der Vorwärtsströme kompensieren. Diese Situation der sich begegnenden Ströme führt über die Weibel-Instabilität zur *Filamentierung* der relativistischen Vorwärtsströme und deren Magnetfelder (s.Abb.1.3), so daß sich insgesamt Stromstärken ausbreiten können, die den Grenzwert für den Alfvén-Strom um Größenordnungen übersteigen. Diese im Vorplasma filamentierten Ströme bleiben beim weiteren Passieren durch dünne Festkörper-Targets ($< 10\mu m$) in ihrer Struktur erhalten und können durch die Cerenkov-Diagnostik charakterisiert werden. Da auch das Cerenkov-Medium sehr dünn ist (z.B. Tesafilm $50\mu m$) und eine 3-fach geringere Dichte als Aluminium einnimmt, bleiben auch hier die filamentierten Ringstrukturen unbeeinflußt.

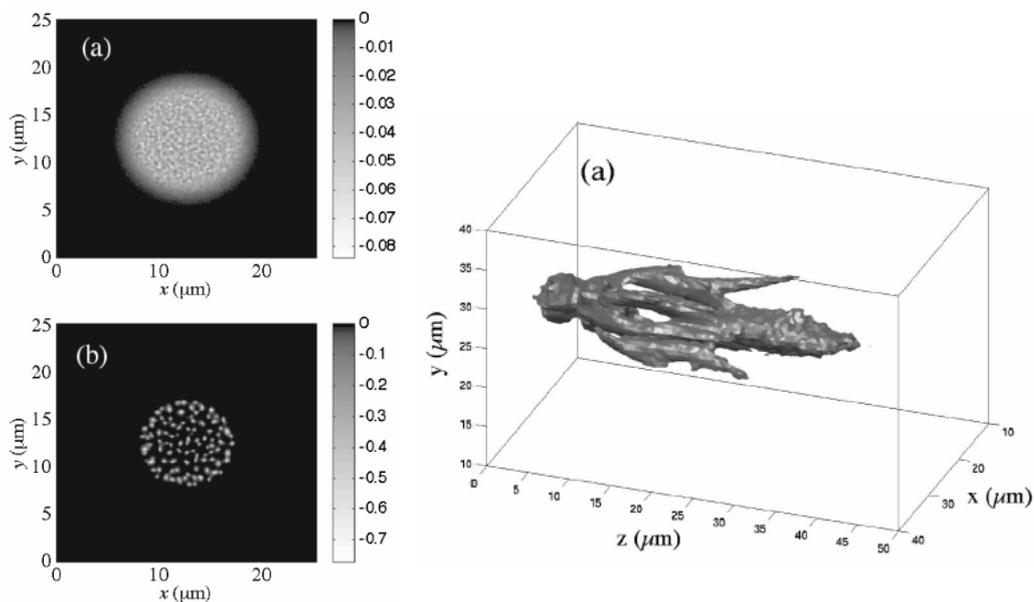


Abbildung 1.4: Simulationsergebnisse von Laurent Gremillet [1.11]. Wie bei der Wechselwirkung eines Lasers mit einem Festkörper, wird ein typischer Elektronenstrom vorgegeben und in ein dichtes Plasma geschickt. Links: 2D-Profil der Stromdichte der relativistischen Elektronen, a) nach 42 fs, b) nach 130 fs. Rechts: 3D-Abbildung des Elektronenstroms der zu Beginn Gauß-förmig verteilt ist und nach ca. $10\mu m$ filamentiert.

Zahlreiche Particle-in-Cell (PIC)-Simulationen [1.10 – 1.12] liefern mittlerweile quantitative Zusammenhänge zwischen den Strukturgrößen, Stromdichten und Magnetfeldstärken bei

Plasmadichten bis zur 10-fachen kritischen Dichte n_c . Durch die Plasmadichte n_P ist die Plasmafrequenz ω_P festgelegt, die wiederum ein Maß für die Größe der filamentierten Strukturen mit c/ω_P ist. Bei Festkörperdichte ist diese deutlich kleiner als $1\mu m$ (s. Abb. 2.1, S. 15) und kann daher auch mit dem Cerenkov-Effekt nicht aufgelöst werden.

Bei den Experimenten mit dem ATLAS-Lasersystem am MPQ stellte sich allerdings heraus, daß ein ausgeprägtes Vorplasma mit unterkritischer Dichte für ausreichend große Filament-Strukturen sorgt, die beim Durchgang durch dünne Target-Folien erhalten bleiben. Mit zunehmender Target-Dicke verschwinden diese Filamente, wobei gleichzeitig die Zahl der beobachteten Elektronen rapide abnimmt. Nur wenige Simulationen erklärten bisher den Zusammenhang zwischen diesen beiden Instabilitäten (*Filamentierung und Koaleszenz*) und dem sog. *Anomalen Stoppen*. Da einzelne Filamente schon ein Vielfaches der Alfvén-Stromstärke transportieren können, werden starke elektrische und magnetische Felder generiert ($10^{10} V/cm$, MegaGauss). Diese übertragen durch ihre ausgeprägte Dynamik beim Verschmelzen mit benachbarten Filamenten (Koaleszenz) die Feldenergie an die Ionen des Hintergrundplasmas im Festkörper. Dieser Energietransfer von der kinetischen Energie der Elektronen, über die elektromagnetische Feldenergie wieder auf die kinetische Energie der Ionen übersteigt den Energieverlust, der nur durch Coulomb-Stöße verursacht wird, um mindestens 2 Größenordnungen. Somit besteht die Aussicht, daß dieses "generische Phänomen" des Energieübertrags im Umkehrschluß wieder das Konzept zur Trägheitsfusion weiterentwickeln kann.

Die Ziele der vorliegenden Arbeit

Die Laser-Plasma-Gruppe am MPQ beschäftigt sich im wesentlichen mit der Erzeugung heißer Plasmen und hat dafür das ATLAS - Lasersystem zur Verfügung, das Pulse mit einer Energie von bis zu 800 mJ bei einer Dauer von 160 fs und Wiederholraten von 10 Hz liefert. Kurzbrennweitige Parabeln fokussieren diese Pulse auf Intensitäten von über $10^{19} W/cm^2$, die ausreichen, um relativistische Effekte in laserinduzierten Plasmen zu untersuchen [1.14 – 1.26].

Nachdem G. Pretzler und F. Brandl gezeigt haben [1.19, 1.20], daß sich ausreichend Cerenkov-Licht mit relativistischen Elektronen erzeugen läßt und man damit auf die Elektroneneigenschaften schließen kann, wird nun die Systematik und Komplexität der experimentellen Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit ausgedehnt.

Begonnen wird mit der Messung der Cerenkov-Licht-Verteilung relativistischer Elektronenströme bei Festkörperdichte, hier vor allem am Beispiel von Aluminiumfolien bis $200\mu m$ Dicke. Aus den Cerenkov-Licht-Verteilungen können die Anzahl der Elektronen, deren räumliche Struktur und Energiebereich bestimmt werden.

Die Auswirkungen des Energieverlusts auf die Elektronenspektren werden mathematisch-numerisch modelliert, und der Übertrag von der Elektronen-Bewegungsenergie auf die Targetmaterie untersucht. Zusammen mit bekannten Skalierungsgesetzen für unterschiedliche Mechanismen der Elektronenbeschleunigung in Abhängigkeit von der Laserintensität lassen sich Cerenkov-Licht-Verteilungen bzw. -Spektren erklären und Wirkungsgrade bestimmen.

Die vorliegende Doktorarbeit ist folgendermaßen gegliedert:

- Kapitel 2 beginnt mit der Zusammenfassung der theoretischen Modelle, die zur Erklärung der experimentellen Ergebnisse herangezogen werden und die Elektronenbeschleunigung bei fs-Lasersystemen in unterschiedlichen Medien bzw. Plasmen mit unterschiedlichen Dichten beschreiben. Desweiteren wird auf die Entstehung filamentierter Elektronenströme, der sich anschließenden Koaleszenz und das Anomalen Stoppen eingegangen. Nach einem Überblick dazugehöriger PIC-Simulationen werden die Auswirkungen auf die Messung von Cerenkov-Licht diskutiert.

- In Kapitel 3 werden die Experimente zur Messung der Cerenkov-Licht-Verteilungen und der Spektren dargestellt. Dabei wird die Filamentierung der Elektronenströme nachgewiesen, deren Entstehung und Auswirkung beschrieben.

Für die Cerenkov-Diagnostik von zentraler Bedeutung sind dabei:

1. die Größe der Elektronenstrom-Filamente $l_S > 10\mu m$ läßt darauf schließen, daß die Strukturen bereits im unterdichten Vorplasma entstanden sein müssen und daher groß genug sind, um mit der Cerenkov-Diagnostik aufgelöst werden zu können (optische Auflösung $4\mu m$);
 2. beim Übergang der filamentierten Ringstrukturen in dünne Target-Folien von weniger als $10\mu m$ Dicke, (kleiner als die Filament-Durchmesser) bleiben die großen Strukturen erhalten;
 3. beim weiteren Passieren durch das Cerenkov-Medium (Tesafilm $50\mu m$) wird von Anfang an und über die gesamte Weglänge Cerenkov-Licht emittiert, welches von der CCD zeitlich integriert gemessen wird. Ändern sich die Elektronenströme gegen Ende des Mediums, führt dies nur zu einer teilweisen "Verschmierung" der einzelnen Strukturen;
 4. bei der Ausbreitung durch größere Target-Dicken ($> 10\mu m$) können die Elektronenströme in kleinere Filamente aufbrechen, sind aber wegen des kleinen Durchmessers ($< 1\mu m$) bezüglich der großen Hintergrund-Plasmadichte nicht mehr auflösbar;
 5. die Cerenkov-Diagnostik ist deutlich selektiv auf den beobachteten Energiebereich der Elektronen, so daß in Zukunft auch höherenergetische Elektronenströme beobachtet werden können.
- In Kapitel 4 sollen mögliche Ausblicke gegeben werden, wie die Beschleunigungsmechanismen der Elektronen unter Einfluß der Lasereigenschaften bei unterschiedlichen Targetmaterialien und Plasmadichten untersucht werden können. Dabei ist das Verständnis der räumlichen Struktur (Filamentierung) im Zusammenhang mit der Energieverteilung über den zeitlichen Verlauf von zentraler Bedeutung. Ein Experiment zur zeitaufgelösten Messung der Cerenkov-Strahlung mit Hilfe eines optischen Kerr-Schalters wird kurz beschrieben. Anschließend wird der gegenwärtige Stand der *Fast Ignition* - Forschung und die eventuellen Auswirkungen der Filamentierung auf die Trägheitsfusion kurz zusammengefaßt.
 - Im Anhang findet sich die Beschreibung des eingesetzten Lasersystems ATLAS (*Advanced Ti:Sa Laser System*) der Laser-Plasma-Gruppe am MPQ und dessen wesentliche Merkmale (z.B. Vorpuls). Nach den Formalismen zur experimentellen Auswertung, schließen weitere Meßbeispiele und der Lebenslauf die Arbeit ab.

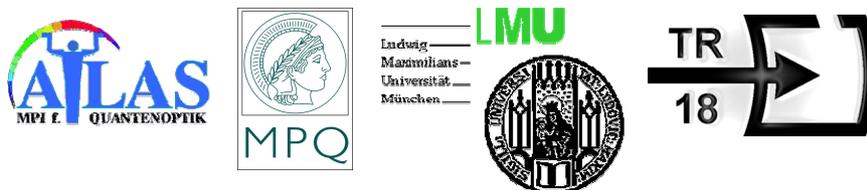


Abbildung 1.5: Die Laser-Plasma-Gruppe am Max-Planck-Institut für Quantenoptik verfügte über das Lasersystem ATLAS und die Forschungsarbeiten werden u.a. in Kooperation mit der Ludwig-Maximilians-Universität München und weiteren Forschungsgruppen des DFG-Sonderforschungsbereichs Transregio 18 durchgeführt.

Kapitel 2

Elektronenströme durch hochintensive Kurzpulslaser

Bei der Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserspulses mit Materie werden bei Intensitäten $> 10^{18} \text{W/cm}^2$ Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt [2.1]. Im Vergleich zur Physik von Plasmen bei langen Laserpulsen im Bereich von ns-Dauer, koppelt die Energie von PW-Pulsen weit effizienter an einzelne Elektronen innerhalb eines kleinen Volumens [2.2, 2.3]. Bei langen Laserpulsen geht man von quasi-Gleichgewichtsbedingungen aus, wobei makroskopische Effekte der Plasmaexpansion, Wärmetransport und Dissipationsprozesse dominieren. Ziel aller Untersuchungen der Laser-Plasma-Wechselwirkung war neben der Weiterentwicklung der Inertialfusion auch grundlegend weitere experimentelle Möglichkeiten für die Kern- und Teilchenphysik zu eröffnen [2.4 – 2.7].

Ausgehend von der Beschleunigung einzelner, freier Elektronen durch Ultrakurzpuls-Laser [2.8, 2.9] werden aufeinander aufbauend die Mechanismen bei der Kopplung von hochintensiven Laserpulsen an Plasmen erklärt [2.10]. Im 2-komponentigen Flüssigkeitsmodell (je eine Komponente für Elektronen bzw. für Ionen) lassen sich als erstes Plasmawellen beschreiben. Im einfachsten Fall treten Dichteschwankungen in der Ladungsverteilung auf, deren charakteristische Frequenz ω_P durch die Elektronen bzw. Ionen festgelegt ist. Bei der Ausbreitung eines Laserpulses in einem dünnen Plasma mit unterkritischer Dichte können nun derartige longitudinale Plasmawellen angeregt werden. Da die Plasmafrequenz $\omega_{P,e}$ von der Plasmadichte abhängig ist¹, können kurze Laserpulse mit einer Dauer gleich der halben Plasmaperiode $2\pi/\omega_P$ zur resonanten Anregung und damit zu einer effektiven Elektronenbeschleunigung führen. Bei Experimenten mit Gasdüsen ($n_P \simeq 10^{18} \text{cm}^{-3}$, s. Abb. 2.1, S. 15) sind für diese sog. "Wake-field"-Beschleunigung Laserpulse mit weniger als 10 fs notwendig [2.11].

Mit zunehmender Plasmadichte bzw. Laserpuls-Dauer und Intensität ändern sich die gegenseitigen Wechselwirkungen zwischen relativistischen Elektronen und dem Laserfeld [2.11, 2.16], so daß sich daraus jeweils unterschiedliche Skalierungsgesetze ergeben, die die Ausbreitung und Energieverteilung der Teilchen beschreiben.

Vor allem durch die Vorpuls-Eigenschaften existierender Lasersysteme muß die Vorplasma-Bildung bei der Fokussierung auf Festkörper-Targets beachtet werden. Deren Expansion erstreckt sich über mehrere Größenordnung, beginnend bei unterdichten Plasmen über die kritische Dichte ($n_c \simeq 10^{21} \text{cm}^{-3}$) bis zur Festkörper-Dichte ($n_0 \simeq 10^{23} \text{cm}^{-3}$). Dabei können Gradientenlängen im Dichteprofil von einigen $10 \mu\text{m}$ vor der Festkörper-Oberfläche auftreten. Bei ausreichend großen Stromdichten beschleunigter Teilchenströme werden schließlich dominierende Instabilitäten beob-

¹und im Fall schnell veränderlicher Laserfelder nur von der Elektronen-Masse bestimmt wird, während die Ionen in Ruhe bleiben

achtet, die zu *Filamentierungen* führen und selbst wieder instabil sind. Bei dieser *Koaleszenz-Instabilität* konnte durch PIC-Simulationen ein Energieverlust beim Abbremsen der Elektronen beobachtet werden, der nicht durch klassische Mechanismen erklärbar ist. Mit Hilfe von 1D-Simulationen unter vereinfachten Annahmen werden für die jeweiligen Fälle die Energiespektren in Abhängigkeit von der Targetdicke berechnet, die dann im Zusammenhang mit der Cerenkov-Diagnostik und den Laser-Intensitäten ausgewertet werden können. Ein kurzer Überblick über weitere Laser- und Plasmainstabilitäten und die Meßmöglichkeiten mittels Übergangsstrahlung schließen das Kapitel ab.

2.1 im unterdichten, stoßfreien Plasma

Wird ein hochintensiver Laserpuls in eine Gasdüse oder auf ein Festkörpertarget fokussiert, reichen die Intensitäten aus, um ein ionisiertes Plasma zu bilden und longitudinale Plasmawellen anzuregen. Stoßfreie Plasmen werden üblicherweise mit Hilfe der Vlasov-Gleichung modelliert. Zusammen mit der Bewegungsgleichung und einem Flüssigkeitsmodell kann für Plasmawellen (ohne starke Magnetfelder) die Dispersionsrelation [2.12]

$$\omega_P^2 = \omega_{P,e}^2 + 3k^2 v_e^2, \quad (2.1)$$

abgeleitet werden. Für hohe Frequenzen spricht man von Elektronen-Plasmawellen (Langmuir-Schwingung²) mit der Plasma-Wellenlänge $\lambda_P = 2\pi \cdot c/\omega_P$ und der Plasma-Frequenz

$$\begin{aligned} \omega_{P,e} &= \left(n_e \cdot \frac{e^2}{\epsilon_0 \cdot \gamma m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ &= 5,64 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \cdot \sqrt{\frac{n_e}{\gamma} [\text{cm}^{-3}]}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Wegen der größeren Masse der Ionen werden Ionen-akustische Wellen, die ihren Ursprung in der Ladungstrennung haben, nur bei kleineren Frequenzen angeregt. In einem elektrisch leitfähigen Plasma werden lokal auftretende Schwankungen in der Ladungsdichte innerhalb der Debye-Länge abgeschirmt, die aus dem Debye-Hückel-Modell mit dem entsprechenden Potential

$$\begin{aligned} V(r) &= \frac{Z \cdot e}{r} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_D}}, \\ \lambda_D &= \left(\frac{\epsilon_0 \cdot T_e [\text{eV}]}{e^2 \cdot n_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

berechnet werden kann. Die thermische Geschwindigkeit der Elektronen hängt mit deren Temperatur zusammen, so daß für die Dispersionsrelation folgt

$$\begin{aligned} v_{th,e} &= \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ \omega_P^2 &= \omega_{P,e}^2 + \frac{3}{2} k^2 v_{th}^2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

und näherungsweise die Elektronengeschwindigkeit zu $\Rightarrow v_{th} \approx \lambda_D \cdot \omega_{P,e}$ wird.

²Elektronenschall oder Plasmon, nur bei thermischen Plasmen können sich Dichtefluktuationen longitudinal ausbreiten, während die Elektronen nur um ihre Ruhelage oszillieren ; bei kalten Plasmen kann sich keine Plasmawelle ausbilden, es finden nur Elektronenoszillationen statt.

Die Ausbreitung einer ebenen transversalen, elektromagnetischen Welle im homogenen Plasma kann über die Maxwell-Gleichungen beschrieben werden, aus denen die Wellengleichung [2.12]

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{E} + \underbrace{\nabla (\nabla \cdot \vec{E})}_{=0} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \cdot \epsilon \cdot \vec{E} = 0 \quad , \quad (2.5)$$

mit der Dispersionsrelation

$$\omega_L^2 = \omega_{P,e}^2 + k^2 c^2 \quad , \quad (2.6)$$

folgt. Sind die Elektronen-Oszillation $\omega_{P,e}$ und die Laserfrequenz ω_L gleich, heißt die zugehörige Dichte der Plasmaelektronen kritische Dichte. Die Bedingung $\omega_{P,e} = \omega_L$ liefert

$$\begin{aligned} n_c &= 4\pi^2 \epsilon_0 \cdot \frac{\gamma \cdot m_e c^2}{e^2} \cdot \lambda_L^{-2} \quad , \quad (2.7) \\ &= 1,1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \gamma \cdot \lambda_L^{-2} [\mu\text{m}] \quad . \end{aligned}$$

Von der Oberfläche eines Plasmas, dessen Elektronendichte $n_e = n_c$ ist, wird das Laserlicht vollständig reflektiert.

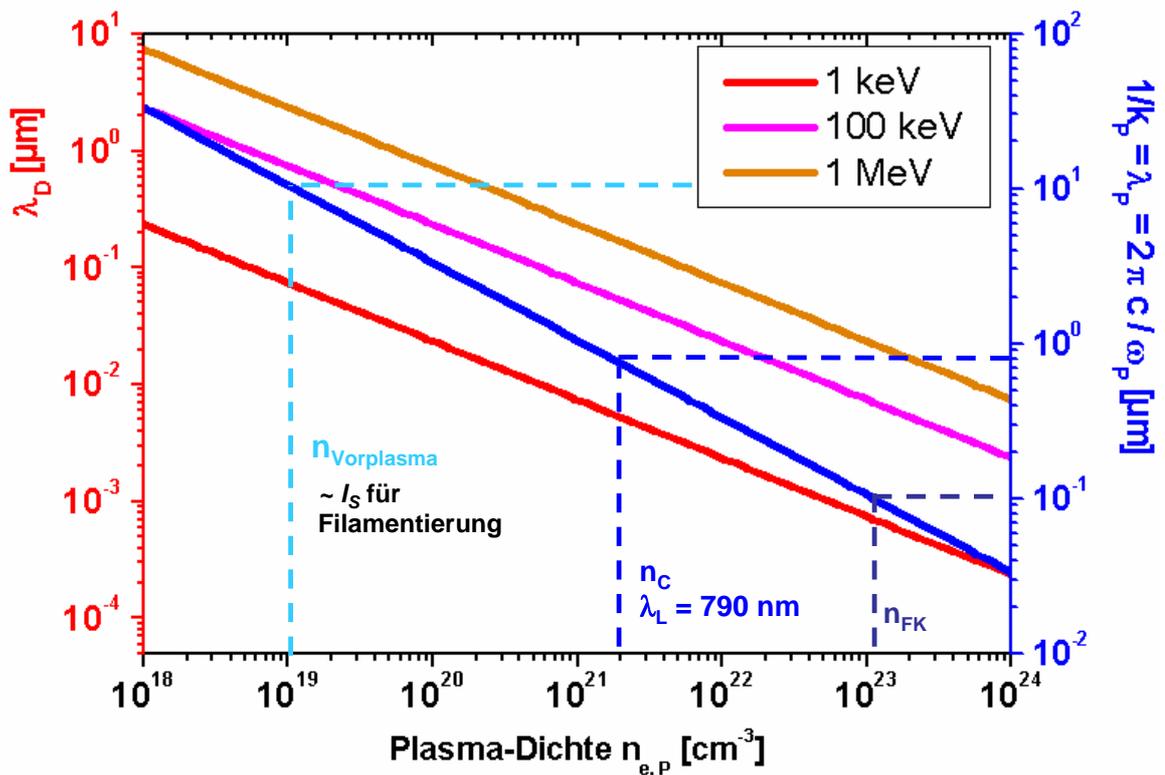


Abbildung 2.1: Linke Ordinate: Debye-Länge für Elektronen-Temperaturen mit 1 keV (rot), 100 keV (magenta) und 1 MeV (orange). Rechte Ordinate: Plasma-Wellenlänge (blau) als Funktion der Plasma-Dichte. Unterscheidung in 3 Bereiche: unterkritischer Dichte $< n_c$, überkritisch und bei Festkörperdichte. Typische Skalenlänge l_S für filamentierte Elektronenströme entspricht der Plasma-Wellenlänge bei unterkritischer Dichte.

In Abhängigkeit vom Brechungsindex $\eta_R = c \cdot k / \omega_L$ des Plasmas

$$\eta_R = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_P}{\omega_L}\right)^2} \quad , \quad (2.8)$$

läuft die Einhüllende des Laserpulses mit der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} und die Trägerwelle mit der Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = \omega_L/k = c/\eta_R$ durch das Plasma

$$v_{gr} = \frac{\partial \omega_L}{\partial k} = \eta_R \cdot c \quad , \quad \text{und} \quad v_{ph} = \frac{1}{\eta_R} \cdot c \quad , \quad \text{und} \quad v_{gr} \cdot v_{ph} = c^2 \quad . \quad (2.9)$$

Bei nicht-relativistischen Intensitäten kann der Laserpuls im überdichten Plasma nicht weiter propagieren, während im relativistischen Fall der Lorentz-Faktor γ die kritische Dichte erhöht und dies zur sogenannten selbst-induzierten Transparenz führt.

Die Lorentz-Gleichung beschreibt die Kraft, die ein elektromagnetisches Feld auf Ladungen $Z \cdot e$ mit der Masse m ausübt. Die relativistische Bewegungsgleichung lautet dann mit der auf c normierten Teilchengeschwindigkeit $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= \frac{d(\gamma \cdot m_e c \cdot \vec{\beta})}{dt} \quad , \\ &= -Ze \cdot (\vec{E}_L + c\vec{\beta} \times \vec{B}_L) \quad . \end{aligned} \quad (2.10)$$

Zwecks kompakterer Darstellung werden die Felder \vec{E} und \vec{B} durch das Vektorpotential \vec{A} ausgedrückt. Im Vakuum gilt

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad , \quad \text{und} \quad \vec{B} = \text{rot} \vec{A} \quad . \quad (2.11)$$

Bei Vernachlässigung von \vec{B} und relativistischen Effekten lautet die Lösung von Gl.2.10 für ein Elektron der Masse m_e und Ladung e

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\partial (Z \cdot e \cdot \vec{A})}{\partial t} \quad \text{und} \quad \vec{p} = Z \cdot e \cdot \vec{A} \quad \text{und} \quad \vec{v} = \frac{e}{m_e} \cdot \vec{A} = \vec{a} \cdot c \quad , \quad (2.12)$$

mit dem normierten Vektorpotential³

$$\vec{a} = \frac{e}{m_e c} \cdot \vec{A} \quad , \quad (2.13)$$

das eine zweckmäßige Größe darstellt, um verschiedene Bereiche der Licht-Plasma-Wechselwirkung zu unterscheiden. Die Bedingung $|\vec{a}| \ll 1$ kennzeichnet den nicht-relativistischen und $|\vec{a}| > 1$ den relativistischen Bereich. Die Bedingung $|\vec{a}| = 1$ wird generell als Trennkriterium zwischen diesen beiden Bereichen benutzt. Für eine ebene Welle

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \cdot \cos(\omega_L t - \vec{k}_L \cdot \vec{r}) \quad , \quad (2.14)$$

die in Richtung des Wellenvektors \vec{k}_L fortschreitet und senkrecht zu \vec{k} linear polarisiert ist ($\vec{A}_0 \perp \vec{k}_L$), läßt sich die zu $|\vec{a}| = 1$ gehörige Schwellintensität I_{sch} für das Einsetzen der relativistischen Licht-Elektron-Wechselwirkung leicht angeben⁴

$$\begin{aligned} I_{sch} &= \langle |\vec{E} \times \vec{H}| \rangle \quad , \\ &= \frac{\omega_L}{\mu_0} \cdot |\vec{A}_0 \times (\vec{k}_L \times \vec{A}_0)| \langle \sin^2(\omega_L t - \vec{k}_L \cdot \vec{r}) \rangle \quad , \\ I_{sch} &= \frac{1}{2} \frac{\omega_L \cdot k_L}{\mu_0} \cdot \vec{A}_0^2 \quad . \end{aligned} \quad (2.15)$$

³Bei rein transversalem \vec{A} ist $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{d\vec{A}}{dt}$ wegen $(\text{grad} \vec{A}) \cdot \vec{v} = 0$

⁴die eckigen Klammern bedeuten zeitlicher Mittelwert über einige Lichtperioden

Mit⁵

$$A_0 = a_0 \cdot \frac{m_e \cdot c}{e} , \quad (2.16)$$

erhält man bei $a_0 = 1$ (Trennkriterium, gleichbedeutend mit $v = c$ (Gl.2.12) im Rahmen der nicht-relativistischen Betrachtungsweise) und $\omega_L k_L = c(2\pi/\lambda_L)^2$

$$I_{sch} \cdot \lambda_L^2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{m_e \cdot c^2}{r_e/c} = 1,38 \cdot 10^{10} W , \quad (2.17)$$

mit dem klassischen Elektronenradius

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m_e c^2} = 2,81 fm . \quad (2.18)$$

Die Größe $m_e \cdot c^2/(r_e/c)$ hat formal die Dimension einer Leistung. Wenn der Laserpuls in der Zeitspanne r_e/c , die er zum Durcheilen des Elektronen-Radius braucht, dem Elektron seine Ruheenergie $m_e c^2$ zugeführt hat, wird dessen Bewegung relativistisch.

Für typische Ultrakurzpuls-Laser ($\lambda_L \approx 1\mu m$, $E_p \approx 100mJ$, $d_{Fokus} \approx 10\mu m$, $t_L \approx 200fs$) wird mit Intensitäten von $\approx 10^{18} W/cm^2$ die relativistische Schwelle $a_0 = 1$ überschritten. Die Eigenschaften der Teilchendynamik ändern sich, die relativistische Massenzunahme führt zu anharmonischen Oszillationen und eine Vorwärtsdrift resultiert (s.Abb.2.7, S.28). Wird ein Elektron durch einen Laserpuls in der Idealisierung einer ebene Welle beschleunigt, kehrt es nach dem Überholen wieder in den Ruhezustand zurück. Im Gegensatz dazu kann ein Gauß-förmiger Laserpuls ein Elektron aus dem Bereich höherer Intensität verdrängen, weil die Rückstellkraft mit zunehmender Entfernung von der Strahlachse abnimmt.

Über die Gl.2.11 und Gl.2.12 lassen sich die Amplituden E_0 und B_0 des elektrischen und magnetischen Feldes durch die normierte Amplitude a_0 des Vektorpotentials ausdrücken:

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{2\pi \cdot m_e c^2}{e \cdot \lambda_L} \cdot a_0 , \\ B_0 &= \frac{2\pi \cdot m_e c}{e \cdot \lambda_L} \cdot a_0 . \end{aligned} \quad (2.19)$$

Diese Beziehungen gelten im Vakuum für ebene Wellen konstanter Amplitude. Aus der relativistisch korrekten Bewegungsgleichung (Gl.2.10) läßt sich bei Annahme einer ebenen Welle für das Vektorpotential gemäß Gl.2.14 die Trajektorie des Elektrons exakt angeben. Wenn das Elektron vor Beginn der Bewegung in Ruhe ist und sich an einem Ort befindet, an dem $A = 0$ gilt, gelten bei $\vec{A} = A \cdot \vec{e}_x$ und $\vec{k}_L \cdot \vec{r} = k_z \cdot z$ die folgenden Beziehungen für die transversalen und longitudinalen Impulse p_x und p_z und den relativistischen Lorentz-Faktor γ

$$\begin{aligned} \frac{p_x}{m_e c} &= a , \\ \frac{p_z}{m_e c} &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{p_x}{m_e c} \right)^2 = \frac{a^2}{2} , \\ \gamma &= \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_e c} \right)^2} = 1 + \frac{a^2}{2} . \end{aligned} \quad (2.20)$$

Bei der Wechselwirkung mit dem Vielteilchen-System eines Plasmas, können Ladungstrennungen und Ströme auftreten, die ihrerseits die elektrischen und magnetischen Felder beeinflussen.

⁵ λ_L : Wellenlänge des Laserlichts im Vakuum

Zusammen mit dem Vektorpotential und der Coulomb-Eichung

$$\begin{aligned}\vec{A}_L(\vec{r}, t) &= A_0(\vec{r}, t) \cdot \vec{e}_x \cdot e^{i(\omega_L t - k_L z)} \quad , \\ \vec{B}_L(\vec{r}, t) &= \vec{\nabla} \times \vec{A}_L \quad , \\ \vec{E}_L(\vec{r}, t) &= -\vec{\nabla} \phi_{el} - \frac{\partial \vec{A}_L(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad ,\end{aligned}\tag{2.21}$$

kann schließlich die kollektive Wechselwirkung mit der Bewegungsgleichung (Gl.2.10) berechnet werden. Im wesentlichen verursacht die Ladungstrennung ein elektrisches Feld mit einem Gradienten⁶, die zur relativistischen Bewegungsgleichung für ein Plasma

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\vec{\beta} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{p} &= -e \left[-\frac{\partial \vec{A}_L(\vec{r}, t)}{\partial t} - \vec{\nabla} \phi_{el} + c\vec{\beta} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}_L) \right] \quad , \\ \frac{\partial}{\partial t} (\vec{p} - e\vec{A}_L) - c\vec{\beta} \times \vec{\nabla} \times (\vec{p} - e\vec{A}_L) &= \vec{\nabla} \times (e\phi_{el} - \gamma m_e c^2) \quad ,\end{aligned}\tag{2.22}$$

mit der Poisson-Gleichung $\nabla^2 \phi_{el} = e \cdot (n_i - n_e) / \epsilon_0$, führt.

Experimentelle Ergebnisse [2.10], analytische Modelle und Simulationen [2.11] zeigen, daß die Einzelteilchen-Beschreibungen einen Einstieg zur Beschreibung der Wechselwirkung von Laserpulsen mit Plasmen und damit kollektiver Effekte (s.Abb.3.11, S.63) sind. Über Particle-In-Cell (PIC) Simulationen können Einzelteilchenbewegungen und deren Wechselwirkung mit dem Laserfeld je Simulationsvolumen berechnet werden. Mit zunehmender Plasmadichte, Volumen und Teilchenzahlen liefern analytische Lösungen aus zeitlichen Mittelungen weitere Ergebnisse. Neben der Selbstfokussierung und der Kanalbildung in Plasmen mit unterkritischer Dichte ist dann das ponderomotive Potential (s.Kap.2.2.2) die treibende Kraft für die effiziente Elektronenbeschleunigung.

Die weitere Ausbreitung von Elektronenströmen im Vakuum wird schließlich vom Alfvén-Strom [2.13 – 2.15] begrenzt

$$\begin{aligned}I_A &= I_0 \cdot \beta \cdot \gamma \quad , \\ I_0 &= \frac{mc^3}{e} = 17kA \quad , \\ U_0 &= \frac{mc^2}{e} = 511keV \quad , \\ P_0 &= U_0 \cdot I_0 \approx 8,7GW \quad ,\end{aligned}\tag{2.23}$$

der ein Maß dafür ist, wann Elektronen durch ihr selbst erzeugtes Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen, dadurch transversal zur Ausbreitungsrichtung abgelenkt und daher nicht weiter propagieren können. Mit der Ruheenergie der Elektronen U_0 erhält man abschließend die Leistung des Elektronenstroms P_0 .

⁶mit Hilfe der Beziehungen:

$$\begin{aligned}\gamma &= \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_e c}\right)^2} \quad , \\ \vec{\nabla} \gamma &= \frac{1}{2\gamma} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{p}{m_e c}\right)^2 \quad , \\ c\vec{\beta} \times (\vec{\nabla} \times \vec{p}) &= m_e c^2 \vec{\nabla} \gamma - (c\vec{\beta} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} \quad .\end{aligned}$$

2.1.1 Vorplasma-Eigenschaften

Für den jeweiligen Ionisationsgrad q ist bei gegebenem Ionisationspotential $U_q[eV]$ für eine chemische Verbindung bzw. Element die Laserintensität nach [2.18]

$$I_L(r, t) = 4 \cdot 10^9 \cdot \frac{U_q^4}{q^2} \frac{W}{cm^2}, \quad (2.24)$$

notwendig. Ab dieser Intensitätsschwelle ionisiert die Materie und bildet ein Plasma, welches durch die nachfolgende Laserenergie weiter geheizt wird, ins Vakuum expandiert und dann ein Dichteprofil⁷ bildet, das näherungsweise durch [2.12]

$$n_{VP}(z, t) = n_{VP,0} \cdot e^{-\frac{z}{c_S \cdot t}}, \quad (2.25)$$

$$c_S = c \cdot \sqrt{\frac{Z \cdot T_{e,eff}}{M_i}},$$

gegeben ist. Die Gradientenlänge L_{VP} des Dichteprofiles für das unterdichte Vorplasma $n_{VP,0} < n_c$ folgt aus

$$L_{VP} = n_{VP,0} \cdot \frac{1}{\left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{n_{VP}}} = c_S \cdot t.$$

Mit bekannter Elektronentemperatur läßt sich aus der Energieerhaltung für die Heizung bzw. Beschleunigung von Elektronen (Gl.2.42, S.29) die Anzahl der Elektronen N_e berechnen.

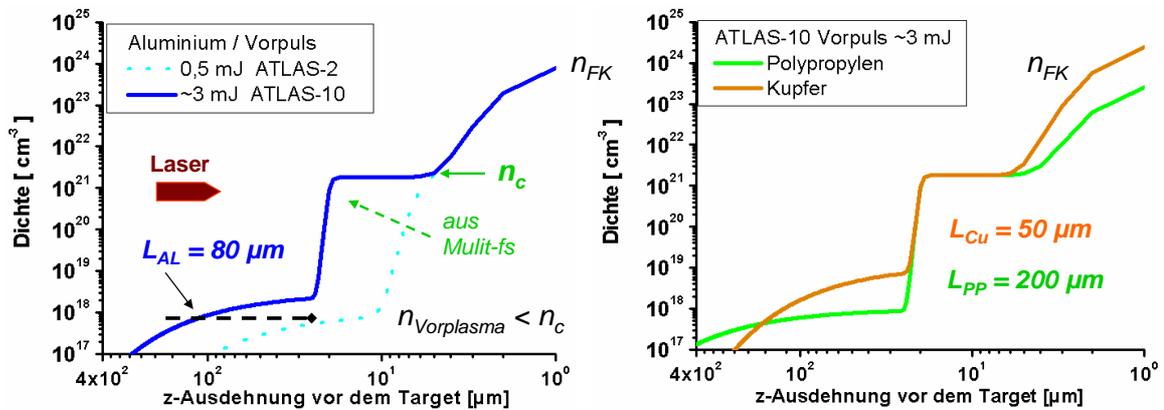


Abbildung 2.2: Momentaufnahme der Vorplasma-Dichteverteilungen für Aluminium-Festkörpertargets im Vergleich für beide ATLAS-Verstärkerstufen (jeweils $t = 1ns$). Bei Experimenten mit ATLAS-10 ist der Vorplasma-Gradient L_{Al} ausreichend groß, um filamentierte Elektronenstürme zu erzeugen. Rechts: Vorplasmaverteilungen für Kupfer und Polypropylen, die zu deutlich unterschiedlichen ASE-Vorpuls-Abhängigkeiten für die Elektronenströme führen. Mit dem einfachen Modell wird nur der exponentielle Anstieg der unterkritischen Dichte bestimmt. Die Stufung zur kritischen Dichte und zur Festkörper-Dichte ist aus Multi-fs - Simulationen entnommen [1.26].

Geht man von einem sphärischen Vorplasma aus, kann man als charakterische Größe für die

⁷ c_S : Schallgeschwindigkeit, Zahlenwerte siehe Tabelle auf S. 128

$T_{e,eff}$: Elektronentemperatur in [keV] näherungsweise aus dem Skalierungsgesetz für die Resonanz-Absorption (Gl.2.36, S.27)

$Z \approx 1$: Ladungszustand des Ions ; M_i : Ionenmasse in [keV] ; $n_e = N_A \cdot Z_K \cdot \frac{\rho}{A_m}$: Avogadrokonstante (Loschmidtsche-Zahl), Kernladungszahl, Massendichte, molare Masse

$\eta \approx 0,5$: Absorptionseffizienz für die Energie W_{ASE} im ASE-Vorpuls

Ausdehnung die Gradientenlänge L_{VP} verwenden, um das Volumen und somit die Plasmadichte zu bestimmen:

$$\begin{aligned} \eta \cdot W_L &= N_e \cdot T_{e,eff} \quad , \\ n_{VP,0} &= \frac{N_e}{V_{Vorplasma}} = \frac{\eta \cdot W_{ASE}}{T_{e,eff} \cdot \frac{2\pi}{3} \cdot L_{VP}^3} \quad . \end{aligned} \quad (2.26)$$

Aus der Messung des ATLAS-10 ASE-Vorpulses (s.Abb.A.6, S.125) ist zu erkennen, daß selbst bei reduziertem Vorpuls die verbleibende ASE-Intensität in der Größenordnung der Ionisationsschwelle liegt und deswegen ca. 4 ns vor dem 160 fs-Laserpuls die Festkörper-Oberfläche durch ein Plasma "aufgeweicht" wird. Mittels der zusätzlichen Pockelszelle (s.Kap.A.1) kann der ASE-Vorpuls von rund 4 ns in 200 ps-Schritten bis auf ca. 500 ps reduziert werden, und je nach verwendetem Target-Material (Ionenmasse) stellen sich unterschiedlich große Plasma-Dichtegradienten ein (s.A.2., S.127).

Wird bei längeren ASE-Pulsdauern weiter Laserenergie in das expandierende Vorplasma eingestrahlt, kann der ausgeübte Lichtdruck bis zur Reflexion an der kritischen Dichte Elektronen und damit Plasma-Ionen wieder zurück in die Nähe der Target-Oberfläche treiben. Dies führt zu einem Aufsteilen des Dichtegradienten bzw. Stufung des Dichteprofiles. Wie Simulationen mit Multi-fs (1D) [1.26] gezeigt haben, expandiert die Front der kritischen Dichte mit Schallgeschwindigkeit c_S bis zu $10 - 20 \mu m$ vor der Targetoberfläche, mit darauffolgender, in etwa gleichbleibender Dichteverteilung.

Mit der Brunel-Heizung (s.Kap.2.2.1, S.27) treten Ladungstrennungen auf, die in dem dünnen Vorplasma mit der Debye-Länge zwischen $1 \mu m$ und $10 \mu m$ abgeschirmt werden (s.Abb.2.1, S.15), die deutlich kleiner als die Gradienten-Länge des Vorplasma sind. Mit der sich ausbildenden Ionisation und der weiteren Vorplasma-Heizung bei kleinen Laserintensitäten nimmt der Plasma-Brechungsindex (Gl.2.8) transversal zur Laser-Ausbreitungsrichtung ab und mit radial ansteigender Phasengeschwindigkeit wird der ASE-Laserpuls defokussiert, was zu einer Verringerung der Plasmaheizung führt. Mit dem Eintreffen des 160 fs-Laserpulses tritt dann sowohl inhomogene, als auch relativistische Selbstfokussierung (s.Kap.2.1.2) auf, die einen Laserkanal über die gesamte Vorplasma-Länge mit mehreren Rayleigh-Längen (s.Abb.A.5, S.124) bis zur kritischen Dichte bildet. Innerhalb dieses Kanals werden vor allem Elektronen ponderomotiv mit einem Wirkungsgrad von über 10 % beschleunigt und bilden große Ringstrukturen, die schließlich filamentieren.

Da die Vorpuls-Energie und Intensität beim ATLAS-2 deutlich kleiner als beim ATLAS-10 ist und gerade unterhalb der Ionisationsschwelle liegt, können vergleichbare Wirkungsgrade, Elektronenzahlen und Filamentierungen nicht beobachtet werden (s.Kap.3.2.1, S.62).

2.1.2 Selbstfokussierung

Bei sehr großen Laserintensitäten in Medien ist zuerst als eine dominierende Wechselwirkung die nichtlineare Selbstfokussierung zu beobachten. Im wesentlichen lassen sich dabei 3 Fälle unterscheiden. In einem homogenen, nichtionisiertem Medium nimmt der Brechungsindex zusätzlich über die Kerr-Konstante zu⁸. Desweiteren kann in einem Plasma eine radialer Dichtegradient auftreten und schließlich bei relativistischen Intensitäten der Lorentz-Faktor die Plasmafrequenz beeinflussen.

im homogenen Medium

Mit ausreichend großen Laser-Intensitäten kann der Brechungsindex entlang der radialen Intensitätsverteilung nach außen hin abnehmen und entsprechend dazu nimmt die Phasengeschwindigkeit zu. Da die Phasenfront immer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht, stellt sich eine Linsenwirkung ein, die zu einer Verkleinerung des Lichtbündel-Durchmessers führt.

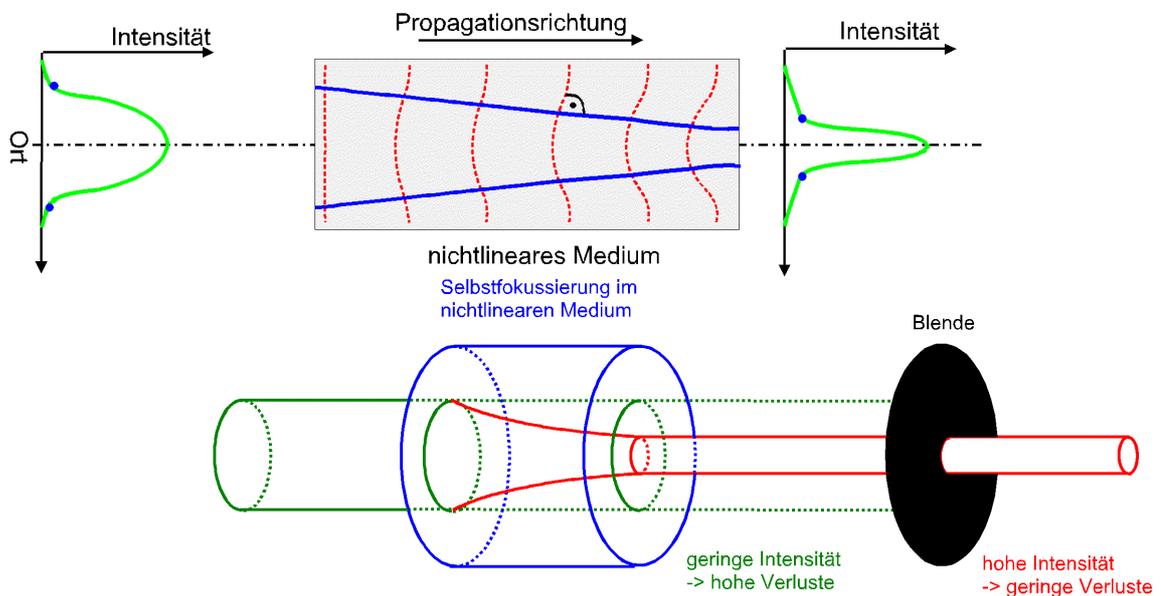


Abbildung 2.3: In homogenen Medien stellt sich für große Laserintensitäten über den nichtlinearen Brechungsindex ein Beugungsbild ein, das zur Selbstfokussierung führt. Die Wellenfront-Deformation führt zu einer Abnahme des Lichtbündel-Durchmessers, der über einen entsprechenden Aufbau gemessen werden kann.

im inhomogenen Plasma

Bei Laserintensitäten unterhalb der relativistischen Schwelle ist der Lichtdruck ausreichend, um die Elektronen radial aus dem Strahlengang zu verdrängen. Dadurch ist die Elektronendichte und damit die Plasmafrequenz (Gl.2.2) im Zentrum des Laserlichtbündels kleiner und der Brechungsindex $\eta_R(r)$ nimmt mit Gl.2.8 zur Strahlachse hin zu

$$\eta_R(r) = \sqrt{1 - \left(\frac{n_e(r)}{n_c}\right)^2} \quad . \quad (2.27)$$

⁸ $n(I_L) = n_0 + n_2 \cdot I_L$
siehe Gl.A.1, S.119

Es stellt sich wie im homogenen Medium wieder das entsprechende Beugungsbild (s.Abb.2.3 oben) ein.

relativistische Selbstfokussierung im homogenen Plasma

Mit zunehmender kinetischer Energie der Elektronen oberhalb der relativistischen Schwelle für die Laserintensität ist der relativistische Lorentz-Faktor im Zentrum des Laserlichtbündels maximal und nimmt mit dem Radius ab. Dies liefert einen zusätzlichen Beitrag in der Änderung des Brechungsindex (Gl.2.27) senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserpulses.

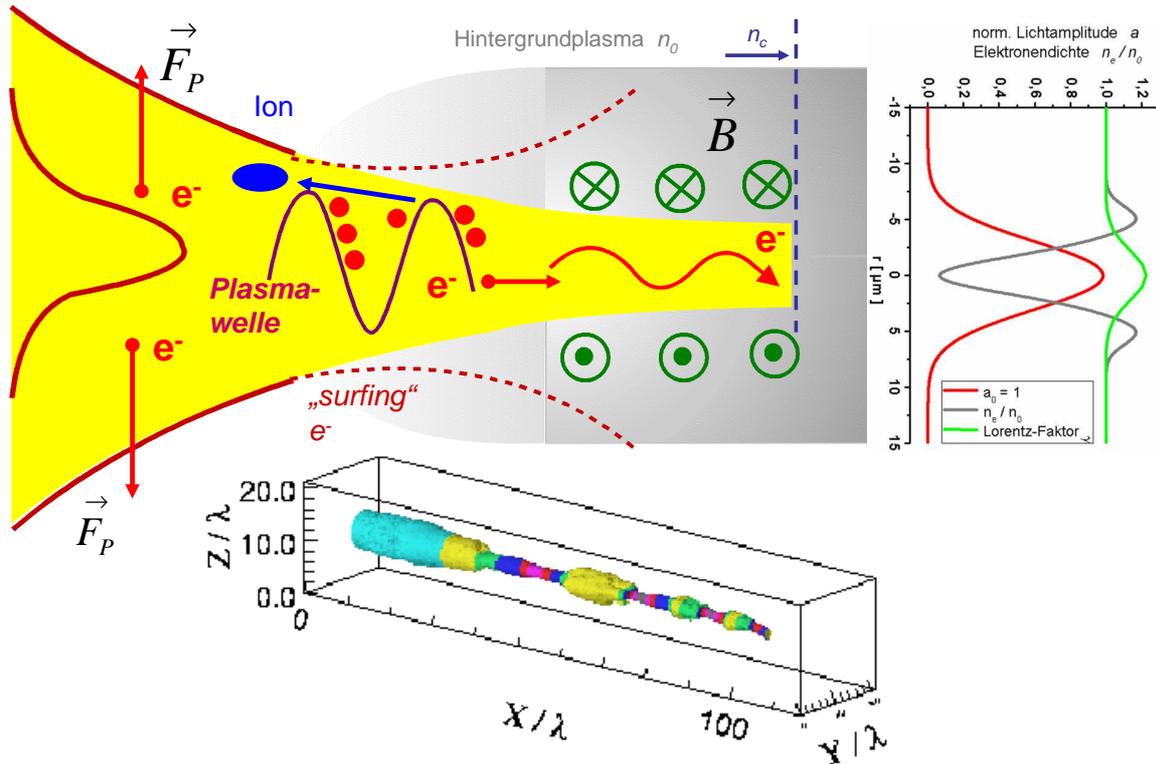


Abbildung 2.4: Bei Laserintensitäten $I_L \geq 10^{18} \text{W/cm}^2$ tritt bei geringer Plasmadichte die relativistische Selbstfokussierung auf (unten: Laser-Plasma-Kanal aus 3D-PIC-Simulation). In Abhängigkeit von der Pulsdauer stellen sich für entsprechende Plasmadichten unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen ein: Von der Wake-Field-Acceleration ("surfing electrons") über Direct-Laser-Acceleration bis zur Beschleunigung ausschließlich durch das ponderomotive Potential. Der Laserpuls kann nur im unterdichteten Plasma propagieren, dabei wird die Laserenergie auf die Elektronen übertragen, bis die Lichtwelle schließlich an der kritischen Dichte n_c reflektiert wird.

Wenn mit Gl.2.23 die Laserleistung P_L die kritische Leistung P_c übersteigt

$$P_c(z) \simeq 2 \cdot P_0 \cdot \frac{n_c}{n_e} = 17,4 \left(\frac{n_c}{n_e} \right) \text{GW} \quad , \quad (2.28)$$

dann ändert sich die Strahltaile eines Gauß-förmigen Laserlichtbündels in einem ionisierten Plasma und die Lösung deren Differential-Gleichung wird nun beschrieben über

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r_0^4} \left(1 - \kappa \frac{P}{P_c(z)} \right) \cdot r \quad ,$$

$$r^2(z) = r_{0,min}^2 \cdot \left[1 + \left(1 - \kappa \frac{P}{P_c(z)} \right) \cdot \left(\frac{z}{z_{0,min}} \right)^2 \right] \quad , \quad (2.29)$$

mit $\kappa = 4/e$ ("position factor") und $z_{0,min} = 2\pi r_{0,min}^2/\lambda$ [2.18]. Im Fall $P_L > P_c/\kappa$ führt dies zur Fokussierung des gesamten Lichtbündels (s.Abb.A.5, S.124).

Für die Anwendung auf die Vorplasma-Verhältnisse des ATLAS-10 muß zusätzlich der Dichte-Gradient in Laser-Ausbreitungsrichtung z berücksichtigt werden (s.Abb.2.2, S.19), für die $P_c = P_c(z)$ ist.⁹ Über die Länge des aufgebauten Laser-Plasma-Kanals werden je nach Mechanismus Elektronen mit den entsprechenden Laser-Intensitäten auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, für die die kritischen Stromdichte $j_c = e \cdot n_c \cdot c = 10^{12} A/cm^2$ ist und die ein selbst-induziertes Magnetfeld

$$\begin{aligned} B &\approx m \cdot \omega_{P,e} \cdot \frac{c}{e} , \\ &\approx 10^4 \cdot \frac{\omega_{P,e}}{\omega_L} [T] , \end{aligned} \quad (2.30)$$

erzeugen. Für die in ATLAS-10 erreichbare Laserintensität, stellt sich eine Leistung ein, die deutlich über der Schwelle zur relativistischen Selbstfokussierung liegt:

$$P_L = I_L \cdot \lambda_L^2 \left. \begin{array}{l} \lambda_L \approx 0,8 \mu m \\ I \approx 10^{19} \frac{W}{cm^2} \end{array} \right\} P_L \approx 10^{19} \cdot 10^{-8} \approx 100 GW > P_0 . \quad (2.31)$$

3D-PIC Simulationen bestätigen experimentelle Ergebnisse [2.19], daß in einem Plasma mit unterkritischer Dichte (z.B. Gasdüse) sich ein selbstfokussierender Kanal über mehr als $100 \mu m$ ausbildet und ein dazugehöriges radiales Dichteprofil (s.Abb.2.7 rechts, S.28) im Inneren des Kanals n_i und der Hintergrund-Plasmadichte n_0 einstellt. Das dabei generierte Magnetfeld erreicht eine Stärke von $B = n_i/n_0 [MG]$ [2.21]. Damit diese Magnetfeldstärken nicht dazu führen, daß die Elektronen mit dem Larmor-Radius die Ausbreitungsrichtung verlassen, müssen Rückströme für einen entsprechenden Feld-Ausgleich sorgen, die über ein modifiziertes Alfvén-Limit (Gl.2.23)

$$I_A = I_0 \cdot \beta^3 \cdot \gamma \left[\beta^2 \cdot (1 - f_M) - (1 - f_c) \right]^{-1} , \quad (2.32)$$

mit den kompensierenden Ladungs- f_c und Stromanteilen f_M beschrieben werden [2.23] können. Darüber hinaus wurde gezeigt, daß für Laserpulse, die kürzer als ω_P^{-1} sind, selbst über der relativistischen Leistungsschwelle keine Selbstfokussierung auftreten muß (s.Kap.2.2.2.). Dagegen kann bei Anpassung der Laserpuls-Dauer mit $> \omega_{P,Ionen}^{-1}$ Selbstfokussierung auch bei unterkritischen Leistungen erreicht werden [2.26]. Längere Laserpulse erzeugen desweiteren längere Plasmakanäle [2.25].

⁹zur Vereinfachung kann zu Beginn die Abnahme der Laserleistung durch Absorption $\eta_{abs}(z)$ über die Ausbreitungsrichtung z vernachlässigt werden

2.1.3 Direkte Laser-Beschleunigung

In gasförmigen Medien kann auch mit längeren Laserpulsen ($\simeq 100fs$) eine effektive Elektronenbeschleunigung mit 30-40% der Laserpulsenergie erreicht werden. Dabei werden thermische Elektronenspektren ausgeprägt, die deutlich höher energetisch sind, als bei ausschließlicher Beschleunigung durch das ponderomotive Potential. Die Wechselwirkung mit der ebenen elektromagnetischen Welle kann dann nicht mehr über freie Elektronen beschrieben werden [2.11].

Die ponderomotive Verdrängung der Elektronen führt wieder zu einem radialen elektrostatischen Feld, während gleichzeitig der Strom aus vorwärts beschleunigten Elektronen ein azimuthales magnetisches Feld aufbaut (s.Abb.2.4, S.22). Der durch relativistische Selbstfokussierung gebildete Kanal wirkt wie ein Potential-Wall und die Elektronen oszillieren mit der Betatronfrequenz $\omega_\beta = \omega_P / (2 \cdot \gamma^{1/2})$ innerhalb dieser Kavität. Durch den langen Laserpuls kommt es zur resonanten Kopplung der Elektronen-Eigenschwingung mit dem polarisierten Laserlicht, wenn mit den schnellen Elektronen v_z transversal im Gleichtakt das rot-verschobene elektrische Laserfeld schwingt. Mit

$$\omega_\beta = \left(1 - \frac{v_z}{v_{Ph}}\right) \cdot \omega_L \quad , \quad (2.33)$$

ist die Bedingung für den Mechanismus eines freien Elektronen-Lasers erfüllt und die elektromagnetische Welle propagiert mit der Phasengeschwindigkeit $v_{Ph} > c$. In Übereinstimmung mit 3D-PIC Simulationen zeigen experimentelle Ergebnisse, daß die effektive Temperatur für das Elektronenspektrum aus einer Gasdüse [2.22] wie folgt mit der Laserintensität I_L skaliert:

$$T_{eff,E}(E_P) = 1,8 \cdot \left(\frac{I_L(E_P)}{I_{18}}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ MeV} \quad \text{bei Änderung der Pulsenergie } E_P \quad , \quad (2.34)$$

$$T_{eff,t}(t_P) = 1,2 \cdot \left(\frac{I_L(t_P)}{I_{18}}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ MeV} \quad \text{bei Änderung der Pulsdauer } t_P \quad ,$$

wobei jeweils auf die Intensität von $I_{18} = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ normiert wird.

Laser-Wakefield-Acceleration

Breitet sich ein intensiver Laserpuls in einem dünnen Medium aus (z.B. Gasdüse $n_0 \simeq 10^{18} \text{ cm}^{-3} \ll n_c$) führt das ponderomotive Potential (s.Kap.2.2.2) mit ansteigendem Laserpuls zur Verdrängung und Beschleunigung der Elektronen. Selbst bei nicht-relativistischen Intensitäten baut die dadurch verursachte Ladungstrennung über die longitudinale Elektronenoszillation eine Plasmawelle auf, die umso effizienter angeregt wird, je kürzer der Laserpuls ist. Diese Plasmawelle folgt dem Laserpuls mit der Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = \eta_R \cdot c < c$ und zusätzlich fast mit Lichtgeschwindigkeit injizierte Elektronen werden von der Plasmawelle eingefangen, vom elektrischen Feld beschleunigt ("laser wake field" [2.16]) und können nach der "detuning length" $L_d \sim \lambda_P^3 / \lambda_L^2$ die Plasmawelle (s.Abb.2.4, S.22) überholen, wobei sie abgebremst werden.

Erreicht die Laseramplitude relativistische Intensitäten ($a_0 \approx 1$) kann die Oszillationsbewegung der Elektronen dazu führen, daß diese am Plasmadichte-Gradienten reflektiert und beschleunigt werden. In Abhängigkeit von der Plasmadichte existiert ein maximales longitudinales Feld, bis zu dem sich die Plasmawelle ausbreitet. Je größer die Plasmadichte ist, desto früher setzt das Wellenbrechen dann mit $a_0 = (2\lambda_P / \lambda_L - 1)^{1/2}$ ein [2.17, 2.20] (wenn $\lambda_P \gg \lambda_L$). Der Übergang in das Wellenbrechen ist darüber hinaus dadurch gekennzeichnet, daß das 1-dimensionale Flüssigkeitsmodell (Vlasov-Gleichung) die einsetzende longitudinale Bewegung der Elektronen nicht mehr beschreibt. Im deutlich relativistischen Fall $a_0 > 1$ vor allem mit kurzen

Laserpulse geht die lineare Plasmawelle also in eine nicht-lineare Ausbreitung über, die nur noch mit Hilfe von 3D-PIC Simulationen modelliert werden kann [2.8]. Ist der Laserpuls deutlich kleiner als die Plasmawellenlänge bildet sich hinter dem Laserpuls ein Hohlraum (Kavität) in dem Hintergrundplasma, der sog. Bubble [2.26].

1. Fall: $t_L \cdot c < \lambda_P$

Für Laserpulse $< 10\text{fs}$ wird bereits bei kleinen Pulsenergien $E_P \approx 50\text{ mJ}$ bis 100 mJ das Wellenbrechen erreicht

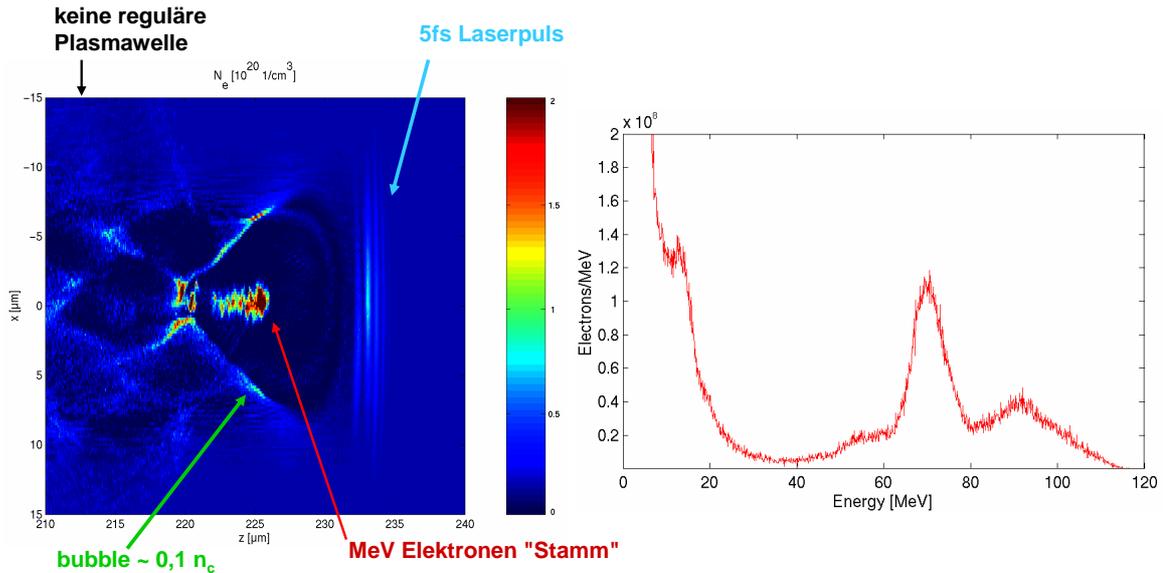


Abbildung 2.5: Ergebnis aus 3D-PIC-Simulation [M.Geissler]. Links: horizontales Profil der Elektronendichte n_e entlang der Laser-Ausbreitungsrichtung z . Das ponderomotive Potential des Laserpulses verdrängt die Elektronen transversal entlang der Bubble-Oberfläche, bis sie auf der Rückseite in den Stamm eingefangen werden. Rechts: typisches Elektronen-Spektrum mit Peak-Energie bei ca. 70 MeV.

und es bildet sich eine Kavität, in der $10^9 - 10^{10}$ Elektronen ("Stamm") auf Peak-Energien von knapp 100 MeV beschleunigt werden. Bei einer Teilchen-Dichte von $n_{REB} \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, kann deren Energieverteilung mittels konventioneller Magnetfeld-Spektrometer gemessen werden. Ist das Energie-Spektrum bekannt, kann dann darüber hinaus die transversale Verteilung und deren Gesamtzahl mit Hilfe der Übergangsstrahlung genauer charakterisiert werden (s.Kap.2.6, S.46 f.).

2. Fall: $t_L \cdot c > \lambda_P$

Mit längeren Laserpulsen (ca. 30 fs) kann es auch über relativistische Selbstfokussierung und Selbstphasenmodulation zur Bubble-Beschleunigung kommen. Dabei sieht der vordere Teil des Laserpulses einen größeren Brechungsindex $\eta_P(z)$ des Plasmas, wodurch der hintere Teil aufholt und der Puls verkürzt wird. In dem Moment, wenn der Laserpuls kleiner als die Plasmawellenlänge wird, kann sich wieder eine Bubble bilden. Insgesamt werden allerdings weniger effizient mehr als 10^{10} quasi-monoenergetische Elektronen mit Peak-Energien von bis zu 100 MeV beschleunigt. Erste experimentelle Ergebnisse [2.27 – 2.30] bestätigen mittlerweile auch die 3D-PIC Simulationen [2.26].

2.2 vor dem Festkörper

Laser-Plasma-Wechselwirkungen unmittelbar bei Festkörper-Dichte lassen sich nur mit fast idealen Laserpulsen ohne ASE-Vorpuls durchführen, wie sie z.B. bei der Erzeugung höherer Harmonische [2.49] oder bei Untersuchungen zum isochoren Heizen eingesetzt werden [2.33, 2.46].

Wird im schrägen Einfall der Laserpuls auf das Festkörpertarget fokussiert, sind prinzipiell zwei voneinander getrennte Elektronenströme mit unterschiedlichen Temperaturen beobachtbar [2.37, 2.47]. Während die energiereicheren Elektronen in Laserrichtung über das ponderomotive Potential beschleunigt werden, erfahren Elektronen über ein resultierendes E-Feld des Lasers eine Ablenkung senkrecht zur Target-Oberfläche. Bei intensiven ASE-Vorpulsen bildet sich zusätzlich ein ausgeprägtes Plasma mit Dichtegradienten vor dem Target, so daß das resultierende E-Feld und damit die Elektronen über die Resonanz-Absorption dem Dichtegradienten folgen.

2.2.1 Resonanz-Absorption

Gelangt das Laserlichtbündel (p-polarisiert) bis zur kritischen Dichte n_c eines Plasmas, wird dieses dort reflektiert und mit dem Phasensprung π lassen sich die E-Feld-Komponenten vektoriell addieren

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_\perp^{in} + \vec{E}_\perp^R, \quad (2.35)$$

so daß das resultierende Feld mit dem Laserzyklus Elektronen entweder in das Plasma oder entgegengesetzt dazu ins Vakuum beschleunigt.

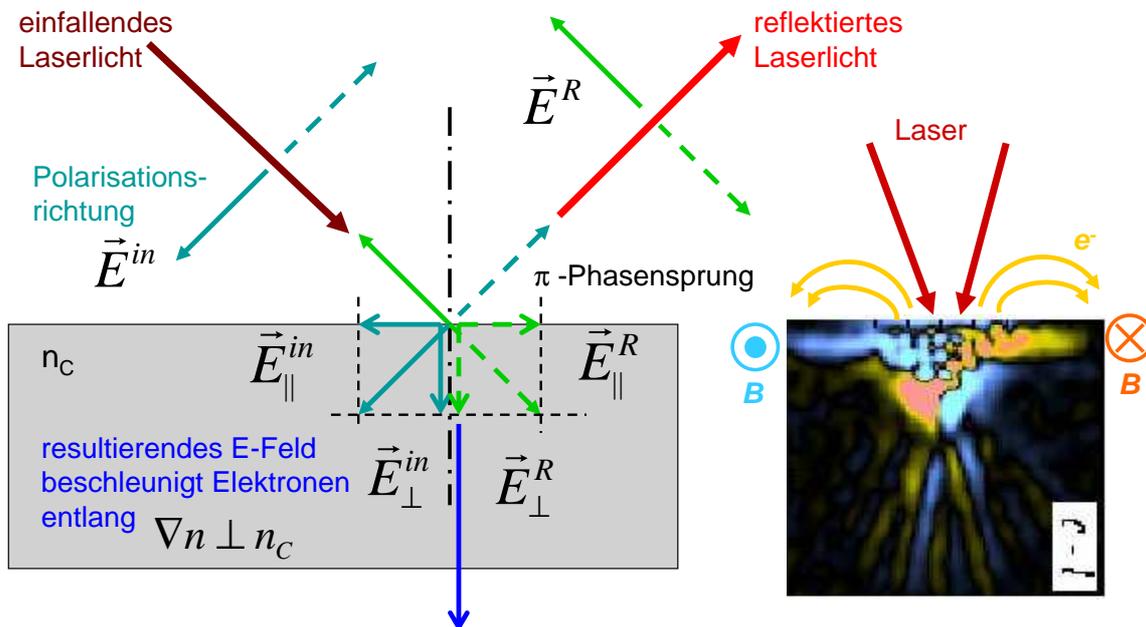


Abbildung 2.6: Links: Schema mit p-polarisiertem E-Feld des Lasers zur Erklärung der Elektronenbeschleunigung über die Resonanz-Absorption. Rechts: senkrechte Fokussierung auf einen Festkörper [2.40] (s. Abb. 2.10, S. 34) ohne Resonanz-Absorption und ohne ausgedehntes Vorplasma vor der Target-Oberfläche. Die ins Plasma ($10 \cdot n_c$) beschleunigten Elektronen erzeugen B-Felder (hellblau, orange), die wiederum radiale Ströme entlang der Oberfläche mit dazugehörigen Feldern generieren und Elektronen ins Vakuum auf Kreisbahnen zwingen.

Die Energieverteilung der beschleunigten Elektronen entlang des Plasma-Dichtegradienten ("tunneling") [2.34] entspricht einer Boltzmannverteilung (s. Abb. 2.13, S. 39), mit einer effektiven Tem-

peratur T_{eff} , die nach dem sog. Gesetz von Beg-Bell mit der Laserintensität I_L für die Resonanz-Absorption [2.37, 2.39]

$$\begin{aligned} \left. \frac{dN(T)}{N_0 dT} \right|_{in} &= \frac{1}{T_{eff,in}} \cdot e^{-\frac{T}{T_{eff,in}}} , \\ T_{eff,in} &= 100 keV \cdot \left(I_{17} \cdot \lambda_L^2 [\mu m] \right)^{\frac{1}{3}} , \end{aligned} \quad (2.36)$$

skaliert¹⁰. Für den ATLAS-10 läßt sich nun die effektive Temperatur als Funktion der Laser-Intensität auftragen (s.Abb.2.8, S.29).

Mit der folgenden Halbwelle eines Laserzyklus können aber auch Elektronen ins Vakuum beschleunigt werden [2.43, 2.44], die einerseits über die aufgebaute Ladungstrennung das Vorplasma bereits bei kleinen Intensitäten (ASE-Vorpuls) heizen und dadurch ausdehnen (s.Kap.2.1.1). Andererseits werden diese Elektronen aber auch wieder in das Target durch die aufgebauten elektrischen und magnetischen Felder (s.Abb.2.6, [2.40]) zurück getrieben (Brunel Heizung [2.35]). Bereits bei niedrigen Laserintensitäten können langsame Rückströme [2.38] vieler Elektronen Magnetfelder generieren, die mit zunehmender Laserintensität (s.Abb.A.4, S.123 und Abb.A.5) die B-Felder des Vorwärtsstrom kompensieren und die Ausbreitung deutlich größerer Stromstärken ermöglichen. Da die Energie dieser Vorplasma-Elektronen wesentlich kleiner ist, als die der ponderomotiv beschleunigten, und damit auch der Energieverlust durch Coulomb-Stöße im ausgedehnten Vorplasma (s.Kap.2.5.1) vergleichsweise groß ist, können über diesen "Springbrunnen-Effekt" keine hohen Stromdichten relativistischer Elektronen durch größere Targetdicken getrieben werden (s.S.83).

2.2.2 ponderomotive Beschleunigung

Durch das schnellveränderliche Laserfeld mit ortsabhängiger Amplitude wirkt auf die Elektronen eine Kraft in negativer Gradientenrichtung des Betragsquadrats der elektrischen Lichtfeldstärke. Diese Kraft kann aus dem *ponderomotiven Potential* abgeleitet werden. Aus Störungsrechnung und Zeitmittelung [2.36] folgt

$$\begin{aligned} \vec{F}_P &= -\vec{\nabla} U_p , \\ U_P &= \frac{q^2}{4m_e \omega_L^2} \cdot \vec{E}_L \cdot \vec{E}_L^* . \end{aligned} \quad (2.37)$$

Diese potentielle Energie entspricht auch der zeitgemittelten kinetischen Energie der Oszillationsbewegung. Für das Laserfeld ist U_P proportional zur Intensität I_L

$$U_P = 9,4 \cdot 10^{-14} \cdot I_L \cdot \lambda_L^2 \cdot \frac{W \mu m^2}{cm^2} eV . \quad (2.38)$$

Wirkt das Laserfeld auf ein Plasma mit der Dichte n_e , führt dies zu einer kollektiven Bewegung durch die ponderomotrische Kraftdichte. Diese erhält man durch Multiplikation der ponderomotorischen Kraft \vec{F}_P [2.41] mit der Elektronendichte

$$\begin{aligned} \vec{f}_P &= -n_e \cdot \vec{\nabla} U_p = -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega_{P,e}^2}{\omega_L^2} \cdot \vec{\nabla} \left(\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^* \right) , \\ f_z &= -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega_{P,e}^2}{\omega_L^2} \cdot \partial_z |E|^2 . \end{aligned} \quad (2.39)$$

Der gesamte beschleunigte Elektronenstrom bekommt lokalisierte Bunches aufgeprägt, die mit 2ω oszillieren und ein charakteristisches Spektrum beim Verlassen des Targets emittieren [2.42, 2.45],

¹⁰ I_{17} : normiert auf die Laserintensität $I_L = 10^{17} W/cm^2$

das z.B. bei Messungen der Übergangsstrahlung nachgewiesen werden kann (s.Kap.2.6, S.46). Aus der relativistischen Bewegungsgleichung der Elektronen im Plasma (Gl.2.22, S.18) erhält man schließlich das relativistisch korrekte ponderomotive Potential

$$U_P = m_e c^2 \cdot (\gamma - 1) = m_e c^2 \cdot \left(\sqrt{1 + a^2} - 1 \right) . \quad (2.40)$$

Die effektive Temperatur des Elektronenspektrums, welches durch den Laserpuls im Vorplasma-Bereich generiert wird, skaliert wieder mit der Laserintensität

$$T_{eff,in} = 511 \text{keV} \cdot \left[\left(1 + \frac{I_L \cdot \lambda_L^2 [\mu\text{m}]}{13,7} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] . \quad (2.41)$$

Neben der Beschleunigung in Laserrichtung, werden Elektronen durch das Gauß-förmige Laserprofil auch transversal abgelenkt. Der Gesamtstrom der relativistischen Elektronen führt über das selbstgenerierte Magnetfeld zu einem Pinch-Effekt, wodurch sich ringförmige Stromverteilungen vor allem in Plasmen mit unterkritischer Dichte ausbilden.

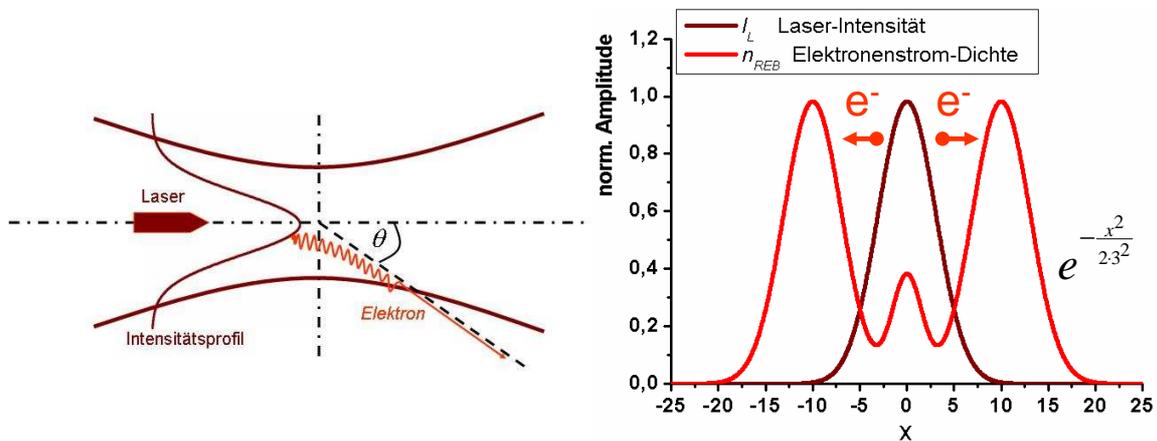


Abbildung 2.7: Links: Gauß-förmiges Laserprofil beschleunigt Elektronen nicht nur in Vorwärtsrichtung, sondern auch transversal dazu. Wenn die Elektronen das Laserfeld verlassen, wirkt keine Kraft mehr und sie behalten erst einmal ihre Geschwindigkeit. Rechts: Daraus resultiert eine entsprechende Verteilung für die Teilchendichte n_{REB} (dunkelrot, experimentell und simuliert [2.19, 2.21]) des relativistischen Elektronenstroms (REB: relativistic electron beam)

Das *ponderomotive Potential* ist vor allem bei sehr großen Intensitäten $> 10^{18} \text{W/cm}^2$ bei allen Plasmadichten der entscheidende Beschleunigungsmechanismus für Elektronen mit Energien bis einige 10MeV und damit hat diese auch wesentlichen Einfluß auf die Ionenbeschleunigung [2.48, 2.50]. Erst bei noch größeren Intensitäten $> 10^{23} \text{W/cm}^2$ werden Elektronen hochrelativistisch und auch Protonen mit ihrer größeren Masse ponderomotiv auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt [2.11]. Je ausgedehnter das Vorplasma bei Festkörper-Targets ist, desto effizienter kann die ponderomotive Beschleunigung wirken, wobei die höher energetischen Elektronen stärker nach vorne kollimiert werden [2.51, 2.52].

2.2.3 Experimentelle Verhältnisse

Wird der Laserpuls unter einem Winkel von 45 Grad auf das Target fokussiert, werden Elektronen sowohl durch die Resonanz-Absorption, als auch durch die ponderomotive Kraft in den Festkörper beschleunigt. Die Gesamtzahl der Elektronen erhält man aus dem Integral über das Eingangsspektrum (Gl.2.50, S.38), und diese ist abhängig von der Laserpulsenergie W_L und den Wirkungsgraden η_R, η_P mit

$$\begin{aligned}\eta_R \cdot W_L &= N_R \cdot T_{eff,R}(I_L) \quad , \\ \eta_P \cdot W_L &= N_P \cdot T_{eff,P}(I_L) \quad ,\end{aligned}\tag{2.42}$$

wobei die Laserenergie in kinetische Energie der Elektronen umgesetzt wird.

Die Summe der jeweiligen Elektronenpopulationen wird auf 1 normiert. Aus der Berechnung des Verhältnisses V_{RP} beider Elektronenanzahlen, läßt sich nun die Anzahl der Elektronen bestimmen, die durch Resonanz-Absorption N_R bzw. ponderomotiv N_P beschleunigt werden

$$\begin{aligned}N_R + N_P &= 1 \quad , \\ V_{RP}(I_L) &= \frac{N_R}{N_P} = \frac{\eta_R}{\eta_P} \cdot \frac{T_{eff,P}(I_L)}{T_{eff,R}(I_L)} \quad , \\ N_R &= \frac{V_{RP}(I_L)}{1 + V_{RP}(I_L)} \quad , \\ N_P &= \frac{1}{1 + V_{RP}(I_L)} \quad .\end{aligned}\tag{2.43}$$

Der prinzipielle Verlauf der Anzahl wird vom Verhältnis der effektiven Temperaturen dominiert, die wiederum mit der Laserintensität skalieren. Ab der relativistischen Intensitätsschwelle nimmt die Elektronen-Energie für die ponderomotive Beschleunigung wesentlich stärker zu als die für die Resonanz-Absorption (Abb.2.8). Dies führt dazu, daß für höher energetische Elektronen-Verteilungen weniger Elektronen in den ponderomotiven Kanal beschleunigt werden.

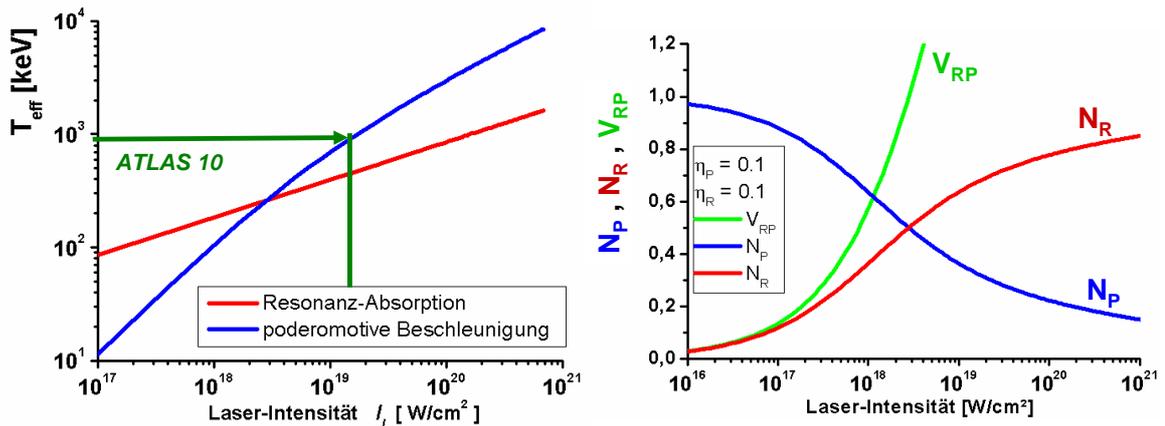


Abbildung 2.8: Links: effektive Temperaturen mit Skalierungsgesetzen für Resonanz-Absorption (rot) und ponderomotive Beschleunigung (blau) mit den maximal erreichbaren Werten für das Lasersystem ATLAS-10. Rechts: bei einem Absorptionswirkungsgrad $\eta_R = 0,1$ und $\eta_P = 0,1$ mit dazugehörigem Anzahl-Verhältnis V_{RP} , Elektronen-Zahl aus Resonanz-Absorption N_R und Elektronen-Zahl aus ponderomotiver Beschleunigung N_P als Funktion der Laserintensität.

Die Wirkungsgrade können auch nichtlinear von der Laserintensität abhängen, allerdings zeigen

die Experimenten (s.Kap.3.2.1, S.59), daß der Wirkungsgrad in erster Linie von den Vorplasma-Eigenschaften dominiert wird. Je größer die Ausdehnung des unterdichten Vorplasmas vor der kritischen Dichte, desto mehr Laserenergie wird absorbiert und geht auf die Teilchen-Beschleunigung über. Die Vorplasma-Expansion wird im wesentlichen von den ASE-Vorpuls-Eigenschaften beeinflusst (s.Kap.2.1.1), wobei mit der ASE-Intensität, auch deren Energie und zeitlicher Verlauf berücksichtigt werden muß. Da das Vorplasma über entsprechende Zeiträume ($\sim ns$) sphärisch expandiert, wird tendenziell mit längerem Vorpuls der Mechanismus für die Resonanz-Absorption unterdrückt und die Elektronen im Plasmakanal verstärkt ponderomotiv beschleunigt (s.Abb.3.12, S.64).

Zusammen mit den Skalierungsgesetzen für die beiden Beschleunigungsmechanismen und unter Berücksichtigung des Energieverlusts, den Elektronen beim Durchgang durch Materie erfahren, können schließlich die Elektronen-Spektren numerisch berechnet werden. Durch Integration dieser Spektren über den dazugehörigen Energiebereich für die Cerenkov-Detektion, erhält man die gemessene Elektronen-Zahl, so daß daraus auf die Gesamtzahl aller beschleunigten Elektronen geschlossen werden kann.

2.3 im dichten Plasma

Da die elektromagnetische Welle in einem Plasma nur bis zur kritischen Dichte (Gl.2.7, S.15) propagieren kann, wird an diesem Plasmadichte-Übergang das Licht reflektiert und kann einen Druck auf die Materie mit

$$p = (1 - R) \cdot \frac{I_L}{c} = 333 \text{ Mbar} \cdot (1 - R) \cdot \frac{I_L}{I_{18}} \quad , \quad (2.44)$$

ausüben [2.9] (mit dem Reflexionsgrad R). Durch diesen Lichtdruck oder durch Ablation¹¹ eines aufgeheizten Plasmas können Stoßfronten mit Schallgeschwindigkeit in die Materie eindringen [2.31], lokal größere Drücke und Dichten aufbauen, bzw. Plasmen erzeugen und weiter aufheizen. Diese können zu nicht-idealen Plasmen werden, die in stark gekoppelte Plasmen und hoch korrelierte Plasmen¹² unterteilt werden. Übersteigt die Coulomb-Energie deutlich die thermische Energie, läßt sich mit dem Parameter $\Gamma = Z^2 e^2 / (R_0 kT)$ die Stärke der Kopplung, als Verhältnis des Potentials zwischen den Ionen und der thermischen Energie definieren. Der Radius um die Ionen $R_0 = (3/4\pi n_i)^{1/3}$ gibt den Abstand der Teilchen-Wechselwirkung an und mit $\Gamma \geq 1$ beginnt der Bereich der stark gekoppelten Plasmen, wobei R_0 für die jeweiligen Dichtebereiche eine Größenordnung kleiner als die Debye-Länge und zwei Größenordnungen kleiner als die Plasmawellenlänge ist (s.Abb.2.1, S.15).

Im elektrisch leitfähigen Plasma kommt es nun auf Grund der Ladungstrennung zu langsamen Rückströmen j_R , die mit ihren Magnetfeldern die des Vorwärtsstroms kompensieren [2.32], so daß sich um ein Vielfaches größere Elektronen-Ströme ausbreiten können $I_{e-} \gg I_A$. Die zeitliche Ausdehnung des Elektronenpuls τ_e legt zusammen mit der Anzahl der Elektronen N_e die Stromstärke und Stromdichte¹³ fest

$$\begin{aligned} I &= -N_e \cdot e / \tau_e = A \cdot n_{REB} \cdot \beta_e c \cdot e \quad , \\ j &= -e \cdot n_{REB} \cdot \beta_e c \quad . \end{aligned} \quad (2.45)$$

Die effektive Beschleunigung der Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten erfolgt also im Vorplasma mit unterkritischer Dichte (s.Kap.2.1.1), wobei n_{REB} eine vergleichbare Dichte einnehmen kann. Mit der Ladungstrennung können die aufgebauten elektrischen Felder innerhalb der Debye-Kugel über Feldionisation zusätzlich freie Ladungen und Rückströme auch aus dem Festkörper mit entsprechender Elektronendichte $n_R \simeq 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ erzeugen. Da deren Geschwindigkeit deutlich kleiner ist ($\beta_R \ll \beta_e$), gleichen sich die Stromdichten näherungsweise an, so daß die maximale Leistung und der maximale Strom (Gl.2.23) in Beschleunigungsrichtung um den Faktor $f = j / (j - j_R)$ größer ist [2.11] (siehe auch Gl.2.31 und Gl.2.32).

Die Situation der sich begegnenden Elektronenströme (s.Abb.2.9, S.33) stellt sich als instabil heraus und führt zur Filamentierung der relativistischen Elektronenströme. Die anschließende Koaleszenz-Instabilität deutet darauf hin, daß ein großer Anteil an Bewegungsenergie zuerst in elektrische und magnetische Feldenergie umgewandelt wird, die schließlich auf die Plasmaionen übergeht und zum *anomale Stoppen* der Elektronenströme führt. Zusätzlich können auch transversale Dichtegradienten (s.Abb.2.7, S.28) von ringförmigen Stromverteilungen die Filamentierung und größere Dichten ($> n_{FK}$) das anomale Stoppen beeinflussen.

¹¹Grundlage für Trägheitsfusion (s. Kap.4.2)

¹²für dichte Plasmen wird die Strahlungsreabsorption wichtig, wenn Emissionseigenschaften der Ionen im Plasma von Nachbar-Ionen beeinflußt werden, treten Korrelationseffekte auf.

¹³mit:

n_{REB} : Teilchen-Dichte des relativistischen Elektronenstroms (relativistic electron beam) [cm^{-3}]

A : Querschnittsfläche des Elektronenstroms mit der Geschwindigkeit der Elektronen $\beta_e c$.

2.4 filamentierte Ströme relativistischer Elektronen in Plasmen

Aufgrund der Ladungstrennung von Laser beschleunigten Elektronen im Vorplasma [2.57] bauen sich große Rückströme zahlreicher, langsamer Elektronen auf. Diese können zum einen die Magnetfelder der beschleunigten Elektronen teilweise kompensieren, so daß sich Stromstärken ins Target weiter ausbreiten können, die um ein Vielfaches das Alfven-Limit (Gl.2.23, S.18) überschreiten [2.11]. Zum anderen verdrängen die Rückströme auch den Vorwärtsstrom und lösen Instabilitäten bei den relativistischen Elektronenströmen aus.

Weibel-Instabilität und Filamentierung

In der Situation, der sich begegnenden Elektronenströme mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsverteilungen wird die sog. *Weibel-Instabilität* [2.53] ausgelöst. Anfänglich räumlich homogene, gerichtete Ströme strukturieren sich zu inhomogenen Stromverteilungen [2.54, 2.55], sogenannter *Filamente*. Für die Weibel-Instabilität kann der Anstieg transversaler Moden ("growth rate")¹⁴ für die Geschwindigkeits- und Stromdichteverteilung über eine Dispersionsrelation berechnet werden [2.56, 2.70] :

$$\delta_W = \left[\left(\frac{n_{REB}}{n_0 \cdot \gamma} \right) \cdot \left(\frac{k^2 v_{REB,z}^2}{k^2 c^2 + \omega_e^2} \right) \omega_e^2 - \frac{\Omega_e^2}{\gamma^2} \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (2.46)$$

Nach dem Anstieg geht die Growth rate δ_W bei der Wellenzahl der transversalen Moden ($kc/\omega_e \rightarrow 1$) entweder gegen 1 in Sättigung, oder erreicht einen maximal Wert und nimmt dann wieder ab [2.61]. In diesem Fall wird die relativistische Weibel-Instabilität durch Elektron-Elektron- oder durch Elektron-Ionen-Stöße unterdrückt.

Für die experimentellen Verhältnisse sind in erster Linie die Vorplasmabedingungen (s.Abb.2.2, S.19) und der Übergang der Hintergrundplasmadichte n_0 von der kritischen Dichte in die Festkörperdichte zu beachten, so daß die Growth rate

$$\delta_W(z) \propto \sqrt{\frac{n_{REB}(z)}{n_0(z) \cdot \gamma}} , \quad (2.47)$$

ist. Mit dem exponentiellen Anstieg der Vorplasma-Dichte bis zur kritischen Dichte ist die Hintergrundplasmadichte immer deutlich größer als die Dichte der relativistischen Elektronenströme n_{REB} und damit die Growth rate $\delta_W \ll 1$ (in Einheiten von ω_e). Dies führt dazu, daß durch die ponderomotive Kraft geschlossene, ringförmige Strukturen mit einem zentralen Peak in der Elektronenverteilung von einem Gauß-förmigen Laserpuls im ausgedehnten Vorplasma beschleunigt werden (s.Abb.2.7, S.28). Bis kurz vor der kritischen Dichte gleichen sich die Dichteverhältnisse an und die Growth rate erreicht ein Maximum, welches schließlich zur Filamentierung der relativistischen Elektronenströme führt. Mit der typischen Zeitskala für die Ausbreitung der Filamente

$$t_S(z) \sim \omega_b^{-1}(z) = \left(4\pi \cdot e^2 \cdot \frac{n_{REB}(z)}{\gamma \cdot m_e} \right)^{-\frac{1}{2}} , \quad (2.48)$$

¹⁴Näheres zu Instabilitäten siehe Kap.2.6, S.43

n_{REB} : Teilchen-Dichte des REB (relativistic electron beam) Stroms

ω_e : Elektronen-Plasmafrequenz = Plasmafrequenz ω_P

n_{REB}/n_0 : Elektronenstrahldichte über Hintergrund-Plasmadichte

v_{REB} : Geschwindigkeit des beschleunigten Elektronenstroms

γ : relativistischer Lorentz-Faktor

kann eine Skalen-Länge $l_S(z) = c/\omega_b(z)$ angegeben werden, die ein Maß für die Durchmesser der Filamente ist und bei den entsprechenden Dichteverhältnissen in der Größenordnung der Plasmalänge λ_P liegt (s.Abb.2.1, S.15).

Mit dem Übergang der filamentierten, relativistischen Elektronenströme in die kritische bzw. Festkörper-Dichte, ändern sich mit der Hintergrundplasmadichte wieder die Ausbreitungsbedingungen, die wiederum zu einer Instabilität führt und die zahlreichen Filamente sich zu größeren Strukturen (*merging, Koaleszenz*) weniger Filamente verbinden.

Ergebnisse aus PIC-Simulationen

Bisher konnten relativistische, filamentierte Elektronenströme und deren Auswirkungen in Simulationen modelliert werden, die man in zwei Kategorien einteilen kann:

Um den Rechenaufwand bewältigen zu können, sind realitätsnahe 3D-PIC Programme in der Lage die Laser-Plasma-Wechselwirkung nur in der Nähe der kritischen Dichte zu simulieren. Mit der relativistischen Selbstfokussierung und der daraus resultierenden Kanalbildung, werden relativistische Elektronen beschleunigt, deren filamentierte Stromdichten Magnetfelder bis zu 100 MG aufbauen (s.Abb.2.10).

Für Detailstudien zur Bildung von Rückströmen j_R , die über die Weibel-Instabilität zur Filamentierung des relativistischen Vorwärtsstroms j_{REB} führt, wird in 2D-PIC Simulationen [2.60, 2.62] nur ein Elektronenstrom von 20 kA in ein Plasma mit 10-facher kritischer Dichte ($n_0 = 10 \cdot n_c$) injiziert.

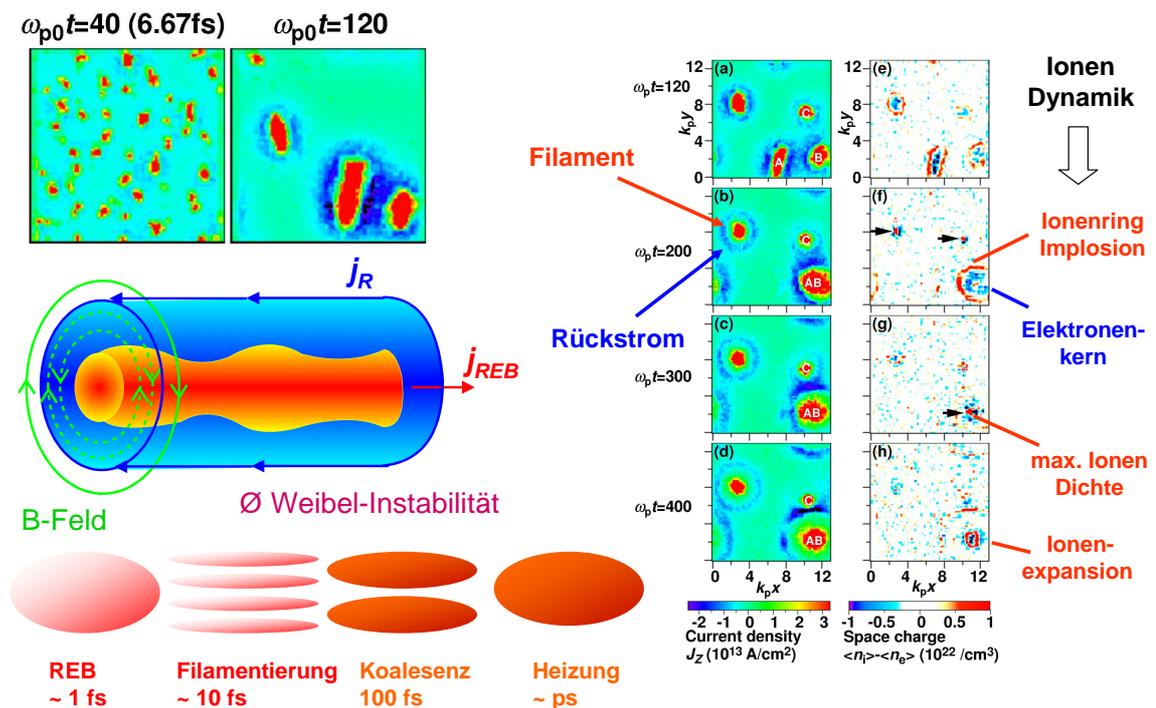


Abbildung 2.9: Transversale Ansicht der 2D-PIC Simulation eines 20 kA Inertial-Elektronenstroms in ein Plasma mit 10x kritischer Dichte [2.60]. Links oben: Filamentierter Elektronenstrom (rot) nach ca. 10 fs "merged" zu größeren Strömen nach 100 fs. Rückströme (blau) lösen über die Weibel-Instabilität (links mitte) die Filamentierung aus. Rechts: Ionen folgen der von den Elektronen und ihren Magnetfeldern vorgegebenen Dynamik. Unten links: longitudinale Ansicht des sich ausbreitenden filamentierten Elektronenstroms.

Die Teilchen-Dichte des relativistischen Elektronenstroms entspricht der kritischen Dichte $n_{REB} =$

n_c mit einem Lorentzfaktor $\gamma = 2,5$ für typischerweise mit hochintensiven Laserpulsen beschleunigte Elektronen. Dieser Elektronenstrom wird in einer Abfolge von Momentaufnahmen beobachtet, wie er sich durch eine transversale 2-dimensionale Ebene ausbreitet, wobei die Zeitschritte für die Simulation kleiner als die Plasmafrequenz $\omega_p^{-1} \simeq 6fs$ bzw. als die Plasmalänge $k_P \simeq 20\mu m^{-1}$ sein müssen. Gleich zu Beginn nach wenigen fs sind insgesamt 100 Filamente (rot, Abb.2.9) zu beobachten, die gleichmäßig über die Simulationsebene verteilt und bereits von ringförmigen Rückströmen (blau) umgeben sind. Der Radius eines einzigen Filaments wird mit $(k_P \cdot R)^2 = 4\gamma \cdot I/I_A$ angegeben, wobei die großen Stromdichten von $10^{13}A/cm^2$ zu magnetischen Drücken $P_B = B^2/(8\pi)$ bis 1 GBar mit Magnetfeldstärken von über 100 MG führen. Mit der Ladungstrennung und der Lorentzkraft stellen sich radiale, elektrostatische Felder von der Größenordnung $E_r \sim |v_{REB} \times B|/c \sim 10^{10}V/cm$ ein, die innerhalb einer kurzen Zeitskala ein Gleichgewicht mit den magnetischen Kräften einnehmen und schließlich die Feldenergie auf die Ionen übertragen, welches zum sog. *anormalen Stoppen* führt (s.u).

Unter Einbeziehung der Wechselwirkung von hochintensiven Laserpulsen $10^{19} - 10^{20}W/cm^2$ mit Plasmen unterkritischer Dichte [2.58] wird vor allem die relativistische Selbstfokussierung beobachtet, die nach kurzer Distanz filamentierte Elektronenströme beschleunigt.

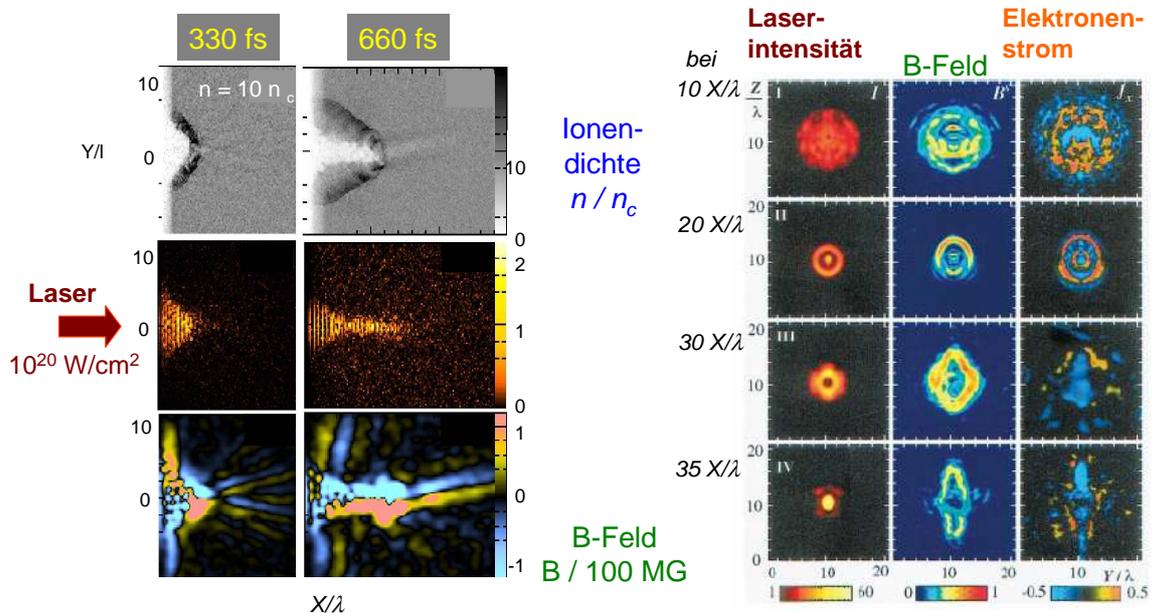


Abbildung 2.10: Links: Schnitt entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers mit $I_L = 10^{19} - 10^{20}W/cm^2$ in ein Plasma mit $10x$ kritischer Dichte. Mit der relativistischen Selbstfokussierung werden schnelle Elektronen mit entsprechenden Magnetfeldern (l.u. hellblau, orange) beschleunigt [2.40]. Rechts: mit $n_0 = 0.36 \cdot n_c$ zeitliche Abfolge (von oben) der Filamentierungen der Laserintensität (rot), des Magnetfelds und der Elektronenströme (orange: aus der Zeichenebene heraus = pos.X-Richtung) [2.58].

Die anfänglich filamentierte Elektronenverteilung mit dazugehörigen Magnetfeldern wechselwirkt auch auf den Laser, der mit der Selbstfokussierung zuerst eine ringförmige Struktur bildet und schließlich in einem Kanal mündet. Beim Übergang in den Laserkanal vereinen sich die filamentierten Ströme zu geschlossenen Ringen, die dann wieder in wesentlich größere Strukturen aufbrechen. Durch die starke Verdrängung der Elektronen aus dem Bereich hoher Laserintensität führen die großen elektrischen Felder zur Beschleunigung von Ionen in radialer Richtung und dadurch zu einer deutlichen Verringerung der Plasmadichte im Kanal.

Experimentelle Untersuchungen mit ps-Laserpulsen ($10^{19}W/cm^2$) auf Festköpertargets haben die Ausbreitung von filamentierten Elektronenströmen über mehrere $100\mu m$ bestätigt [2.59],

wobei deren Durchmesser ca. $10 - 20 \mu\text{m}$ konstant mit der Propagation bleiben. Erst nach einigen ps bauen sich die Stromstärken ab, die vor allem durch stark kollimierte MeV-Elektronen aufrecht erhalten werden.

Bildung ringförmiger Elektronenströme

Neben der ponderomotiven Verdrängung der Elektronen in transversaler Richtung durch ein Gauß-förmiges Laserprofil zeigen Simulationen, daß ein homogener, relativistischer Vorwärtsstrom auch durch den langsamen Rückstrom zu einem Hohlzylinder deformiert werden kann [2.65].

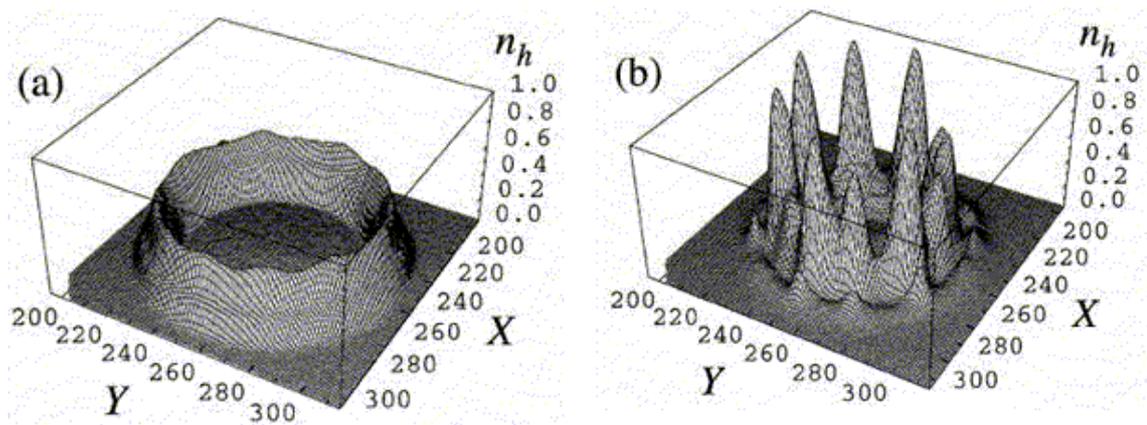


Abbildung 2.11: Ergebnisse einer hybriden 2D-PIC-Simulation [2.65] eines zylindrischen Elektronenstroms $d \simeq 5 \mu\text{m}$, der sich in einem dichten Plasma $10 \cdot n_C$ ausbreitet. Der eingangs geschlossene Strom ($\gamma = 2, 15$) wird in einen Hohlzylinder verdrängt, der schließlich über die Tearing-Instabilität weiter filamentiert. Zeitliche Entwicklung, links: $\omega_{P,e}t = 67$, rechts: $\omega_{P,e}t = 81$. Mit $c \cdot \delta t / \Delta \leq 1$ in Zeitschritten δt und mit der Grid-Größe $\Delta \simeq 7 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}$

Nachdem sich über die Weibel-Instabilität die ringförmige Struktur eingestellt hat, treten an den inneren und äußeren Rändern die steilsten Gradienten bei den Stromdichten auf. Deren Magnetfelder üben mit der "Tearing-Instabilität" (s.Kap.2.6) starke Scherkräfte aus, die zu einem weiteren Aufbrechen in zwei konzentrische Ringe führt, die ihrerseits wieder filamentiert sind. Bei 10-facher kritischer Dichte erreicht der Durchmesser des Rings $1 \mu\text{m}$ und die Filamente ca. $0,1 \mu\text{m}$ ¹⁵. Im Vergleich zu der Vorplasma-Verteilung (s.Abb.2.2, S.19) beträgt das Verhältnis der Hintergrundplasmadichten $> 10^4$, so daß unter Berücksichtigung der Anwachsrate und der Strom-Plasmafrequenz ω_b (Gl.2.48) die Skalenlänge für filamentierte Elektronenströme im dünnen Vorplasma mehr als 100-mal größer ist. Wegen der Dichteabhängigkeit konnten filamentierte Strukturen in erster Linie in Gasdüsen-Experimente beobachtet werden [2.68]. Bei den Experimenten mit dem ATLAS-10 Lasersystem werden aufgrund der Vorplasma-Ausdehnung nicht nur filamentierte Ringstrukturen beobachtet (s.Abb.3.17, S.68), sondern auch deren weitere Entwicklung bei der Propagation durch das Festkörpertarget. Bewegen sich Elektronen ausschließlich durch Festkörperdichten, reduzieren sich die Skalenlängen bzw. Durchmesser der Strom- und deren Magnetfeldfilamente auf weniger als $0,5 \mu\text{m}$. Bei diesen Verhältnissen weisen 3D-PIC Simulationen [2.63, 2.64] bereits auf das sog. *merging* der Filamente hin.

¹⁵vergleichbar mit den Filament-Durchmessern in Abb.2.9

Koaleszenz-Instabilität und anomales Stoppen

Zu Beginn sind über 100 Filamente zu beobachten (s.Abb.2.9) [2.11,2.60], die jeweils deutlich mehr als den Alfvén-Strom transportieren. Dann nach der Koaleszenz auf weniger als 10 Filamente stellt sich das Alfvén-Limit ein. Die einzelnen Filamente im Vorwärtsstrom werden durch einen langsamen, zylindrischen Rückstrom abgeschirmt und bilden dazugehörige Magnetfeldstrukturen, die um die Stromfilamente magnetische Inseln (O-Punkte) minimaler Feldstärke bilden und durch magnetische X-Punkte (Seperatrizes) maximaler Feldstärke getrennt sind. Die großen Stromdichten üben einen magnetischen Druck aus, der zur radialen Expansion des Rückstroms bzw. zur Einschnürung (Pinch) des Kerns eines relativistischen Vorwärtsstroms führt. Das dadurch weiter ansteigende magnetische Feld nähert die Seperatrizes so lange an, bis sie sich berühren. Die nicht mehr abgeschirmten Kerne wechselwirken miteinander und verbinden (s.Abb.2.9 $A + B \rightarrow AB$, $AB + C \rightarrow ABC$) sich dadurch. Die aus der Elektronenbewegung heraus aufgebaute magnetische Feldenergie wird in zeitlich und räumlich veränderliche elektrische Felder umgewandelt. Diese wirken auf die Plasma-Ionen wiederum beschleunigend und führen zum *anormalen Stoppen*, dessen Energieübertrag (stopping power) zeitlich 100-1000 mal schneller erfolgt, als beim klassische Stoppen durch Coulomb-Stöße.

Desweiteren müssen vor allem für die langsamen Rückströme mit zunehmender Plasmadichte Teilchenstöße (Elektron-Elektron, Elektron-Ion, Ionen-Ionen [2.62]) berücksichtigt werden. Gerade für die langsamen Elektronenströme und die Ionenbewegungen nimmt der Energieübertrag bei kleinen Bewegungsenergie deutlich zu (s.Abb.2.12, S.38). Somit wird schließlich die relativistische Bewegungsenergie an das gesamte Hintergrundplasma dissipiert¹⁶.

Um die numerischen Simulationen wieder auf Festkörperdichten erweitern zu können, sind bereits vereinfachte Flüssigkeitsmodelle [2.66] verwendet worden, die den beschriebenen Ablauf bestätigen. Sowohl die Änderung der Geometrie der Elektronenverteilung (Abb.3.23, S.72), als auch die Änderung der Elektronenzahl (Abb.3.30, S.79f.) können mit Hilfe der Cerenkov-Diagnostik nachgewiesen werden.

Die Größe der Strukturen, die in dünnen Plasmen gebildet werden, die Entstehung der Filamentierung und das mit der Koaleszenz auftretende anomale Stoppen müssen in Zukunft für das Konzept der *Fast Ignition* (s. Kap.4.2) berücksichtigt werden [2.67]. Die lokal extrem großen Stromstärken [2.69] und deren magnetische Feldstärken auf mikroskopischer Skala, können zu entsprechend kleinen Larmor-Radien für die freigesetzten Helium-Kerne führen, die dadurch ihre Energie wesentlich effizienter an das umgebende Plasma abgeben und damit zur Verringerung des modifizierten Lawson-Kriteriums beitragen.

¹⁶darüber hinaus gehende Untersuchungen, versuchen auch sog. anomale Resistivitäten mit einzubeziehen, deren Impulsübertrag aus Ionen-Ionen-Stöße zu transversalen Bewegungen (Ströme) führen und groß genug sind, um Magnetfeldlinien (hier die Seperatrizes) überqueren zu können

2.5 Energieverlust relativistischer Elektronen

Nach der Beschleunigung der Elektronen durch einen hochenergetischen, ultrakurzen Laserpuls, durchdringen diese mit relativistischen Geschwindigkeiten das Targetmaterial und geben einen Teil ihrer Energie an die umgebende Materie ab. Bei sehr dünnen Targetfolien mit einigen μm Dicke spielen klassische Verlustmechanismen, z.B. Stoßionisation, praktisch keine Rolle. Es zeigt sich allerdings sowohl bei den Experimenten (s.Kap.3.3) als auch bei den Simulationen (s.Kap.2.4), daß relativistische Elektronenströme mit ausreichender Dichte die Alfvén-Grenze für die Stromstärke um ein Vielfaches übersteigen können und schließlich *filamentieren*. Filamentierte Elektronenströme unterliegen selbst wiederum der *Koaleszenz-Instabilität*, bei der kleinere Stromfilamente sich wieder zu größeren Strukturen verbinden ("merging"). Dabei tritt das sog. *anomale Stoppen* auf, welches zu einem Energieverlust bei den relativistischen Elektronen führt, der um Größenordnungen über klassischen Verlustmechanismen liegt.

Mit Hilfe von Matlab-Programmen können nun Elektronenspektren zum einen unter abschließlicher Berücksichtigung von Coulomb-Stößen berechnet werden. Zum anderen wird im Kapitel 3.4 nach abschließender Diskussion der Resultate rein heuristisch ein zusätzlicher konstanter Term für das anomale Stoppen mit einbezogen und an Hand der experimentellen Ergebnisse erklärt. Die folgenden Simulationen reichen aus, um über die gewonnen Elektronenspektren je nach Energiebereich integrieren zu können. Die Cerenkov-Detektion schränkt die Beobachtung um die 200 keV ein (s. Kap.3.1.1). Mit den bekannten Skalierungsgesetzen für die Beschleunigungsmechanismen läßt sich desweiteren die Abhängigkeit der Laserintensität auf die effektive Temperatur und damit auf die Elektronenspektren untersuchen. Für die Experimente entscheidend ist schließlich der Zusammenhang zwischen dem Cerenkov-Signal und der daraus resultierenden Elektronen-Zahl mit der Target-Dicke z (Abb.3.30, S.79) und der Änderung der Laser-Intensität über der Target-Position entlang der Laser-Richtung (Abb.3.29, S.78).

2.5.1 Klassische Verlustmechanismen

Durch Coulomb-Stöße geladener Teilchen an der Elektronenhülle werden Atome angeregt oder ionisiert. Dieser Energieübertrag kann näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel¹⁷ [2.71, 2.72] beschrieben werden

$$-\left. \frac{dE(\beta)}{dz} \right|_{BB} = 4\pi\alpha^2 \cdot \frac{(\hbar c)^2}{m_e c^2} \cdot n_0 \cdot \frac{Z^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right]. \quad (2.49)$$

Bei Energien bis 100 keV nimmt das klassische Abbremsen der Elektronen um fast 2 Größenordnungen ab und erreicht in der Nähe von 1 MeV ein Minimum (Abb.2.12). Für hochenergetische Elektronen nimmt dann der Energieverlust wieder leicht mit dem Coulomb-Logarithmus zu. Die einfache nichtlineare Differentialgleichung kann mit Hilfe von Matlab-Programmen numerisch gelöst und damit für jede Weglänge z ein Elektronenspektrum berechnet werden.

¹⁷ $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$: Feinstrukturkonstante
 $m_e c^2 = 511\text{keV}$: Ruheenergie der Elektronen, $\beta = \frac{v}{c}$
 Z : Ionisationszustand, Elektronen $Z = 1$
 Z_K : Kernladungszahl
 $I \simeq 16\text{eV} \cdot Z_K^{0.9}$: Ionisationspotential für Festkörper-Zustand
wird im Plasma-Zustand ersetzt durch $\hbar\omega_P$ (s. Gl.2.2 bzw. Abb.2.1, S.15)
bei Festkörperdichte $\simeq 12\text{eV}$, bzw. bei kritischer Dichte $\simeq 1,2\text{eV}$
 $n_0 = N_A \cdot Z_K \cdot \frac{\rho}{A_m}$: Elektronendichte, Avogadrokonstante, Dichte, molare Masse

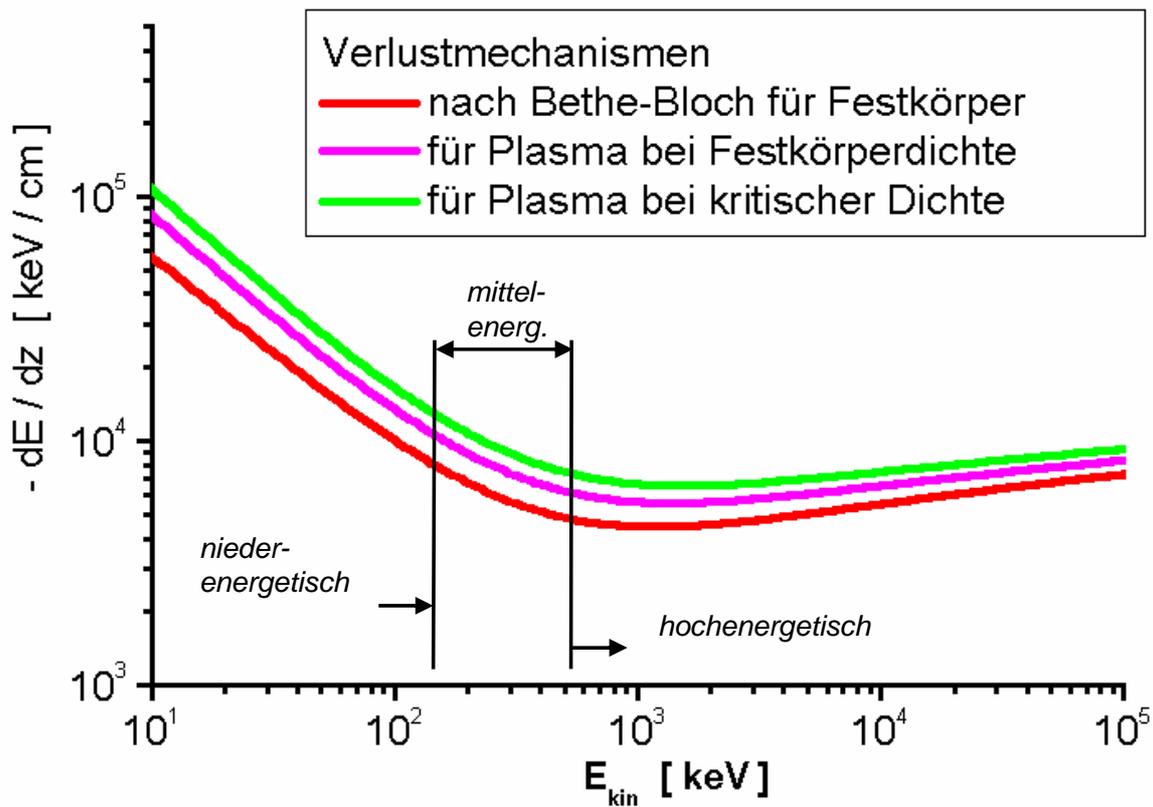


Abbildung 2.12: Energieverlust durch Stoßionisation beschrieben über Bethe-Bloch-Formel (rot) für Elektronen-Ausbreitung in einem Festkörper, und 2 Beispiele für ein Plasma (s.S.37 Fußnote¹⁶). Unterteilung in drei typische Energie-Bereiche.

Für das Energiespektrum am Anfang der Festkörperschicht wird eine normierte Maxwell-Boltzmann-Energieverteilung der Elektronen angenommen,

$$\left. \frac{dN_e(T)}{N_0 dT} \right|_{in} = \frac{1}{T_{eff}} \cdot e^{-\frac{T}{T_{eff}}}, \quad (2.50)$$

die durch einen Laserpuls im Vorplasma beschleunigt werden. Die effektive Temperatur T_{eff} skaliert mit der Laserintensität, wobei zwischen Resonanz-Absorption (Gl.2.36) und ponderomotiver Beschleunigung (Gl.2.41) unterschieden wird. Zur Vereinfachung der Simulation wird die Elektronen-Gesamtzahl N_0 auf 1 normiert. Das Simulationsergebnis kann dann nachträglich mit der tatsächlichen Elektronenzahl korrigiert werden. Bei Experimenten unter 45° -Fokussierung auf das Target ist die Energieerhaltung für beide Beschleunigungsmechanismen zu beachten (s.Kap.2.2.3). Aus der numerischen Lösung der Bethe-Bloch-Gleichung ergeben sich für die Elektronen-Ausgangsverteilungen nach $100\mu m$ Aluminium bei typischen Laserintensitäten folgende Graphen:

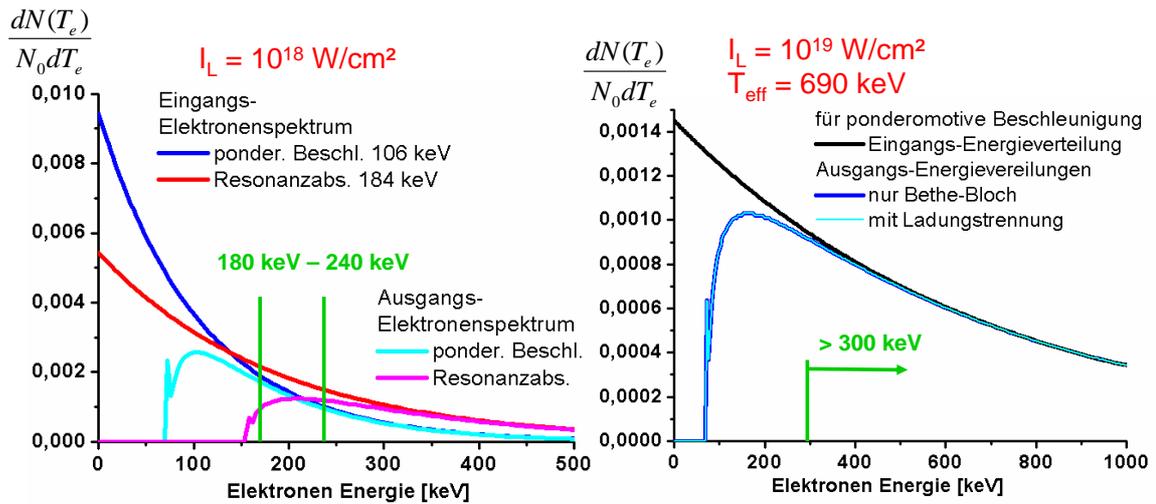


Abbildung 2.13: Energieverteilung der Elektronen beschleunigt durch die Resonanz-Absorption (rot) und das ponderomotive Potential (blau). Links: T_{eff} bei $I_L = 10^{18} W/cm^2$, nach $100 \mu m$ Aluminium aus Bethe-Bloch Simulation. Rechts: bei $I_L = 10^{19} W/cm^2$ mit $T_{eff} \simeq 700 keV$ für ponder. beschl. Elektronen (Elektronenspektrum ändert sich unter Berücksichtigung einer Ladungstrennung nicht, cyan). Energiebereich (grün) für die Cerenkov-Detektion = Integrationsbereich: links für einen Elektronenstrom senkrecht zur Targetoberfläche, rechts unter 45° (s.Abb.3.4, S.54).

Die niederenergetischen Elektronen werden um ein Vielfaches stärker abgebremst, dadurch bekommt die Energieverteilung nach dem Target ein Maximum, dessen Lage und Form von der Laserintensität abhängig ist. Wird die effektive Temperatur des Spektrums mit einer entsprechenden Laserintensität erhöht, verschiebt sich die Verteilung insgesamt zu größeren Energien. Das Maximum der Ausgangs-Energieverteilung wird dadurch über den Detektionsbereich der Cerenkov-Diagnostik verschoben (s.Abb.2.14, S.40).

Wird zusätzlich bei den numerischen Lösungen im einfachen 1-dimensionalen Modell ein Energie-Verlust über Ladungstrennung (siehe Debye-Modell Kap.2.1) mit einer elektrischen Feldstärke von $10^9 V/cm$ und einer Debye-Länge λ_D zwischen $0,1$ und $10 \mu m$ berücksichtigt, ändert sich das Elektronen-Spektrum bei Verlassen der Aluminium-Folie und beim Durchgang durch das Cerenkov-Medium ($50 \mu m$ Tesafilm) nicht. Diese Debye-Längen entsprechen zum einen der Dichte der beschleunigten Elektronenströme n_{REB} (s.Abb.3.31, S.80) und zum anderen den Dichteverhältnissen im Vorplasma (s.Abb.2.2, S.19). Mit zunehmender Hintergrundplasma-Dichte bis zur Festkörperdichte nimmt die Debye-Länge und damit der Einfluß auf den Energieverlust der schnellen Elektronen deutlich ab.

2.5.2 Auswirkung auf die Cerenkov-Detektion

Der Brechungsindex des Cerenkov-Mediums und die optische Abbildung (siehe Kapitel 3.1.1) begrenzen den detektierbaren Energiebereich der Elektronen auf $180 - 230$ keV, wenn diese senkrecht aus der Targetfolie aus- und in das Cerenkov-Medium eintreten. Die Integration über diesen Bereich der Energieverteilung liefert die Gesamtzahl der Elektronen, die dann im Experiment gemessen werden.

mit der Laserintensität

Mit den Skalierungsgesetzen für die effektive Temperatur je Beschleunigungsmechanismus lassen sich in Abhängigkeit von der Laserintensität I_L die Elektronenspektren berechnen und

nach der Integration kann die Anzahl der messbaren Elektronen als Funktion der Laserintensität dargestellt werden.

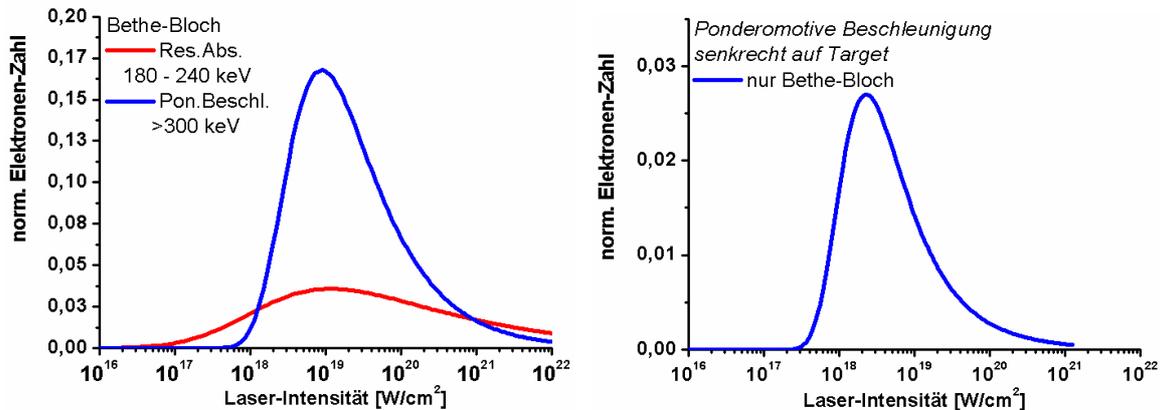


Abbildung 2.14: Mit Cerenkov-Effekt detektierbare Elektronen-Zahl nach $100\mu m$ Aluminium (Eingangselektronen-Energieverteilung auf 1 normiert). Wirkungsgrad für beide Beschleunigungsmechanismen $\eta = 0,1$. Links: für Resonanz-Absorption (rot, Integrationsbereich: 180 - 240 keV) und ponderomotiver Beschleunigung (blau, Integrationsbereich $> 300 keV$, s.Kap.3.1.1) Rechts: Integrationsbereich für die ponderomotive Beschleunigung senkrecht zur Targetoberfläche (180 - 240 keV) ohne Resonanz-Absorption.

Mit zunehmender Laserintensität wird das Maximum im Elektronenspektrum durch den Energiebereich der Detektion verschoben. Dies führt wiederum zu einem charakteristischen Verlauf mit einer maximal detektierten Elektronenzahl in der Nähe von $I_L \simeq 10^{19} W/cm^2$. Für die ponderomotive Beschleunigung werden im Vergleich zur Resonanz-Absorption (s.Abb.2.8, S.29) ab der relativistischen Schwelle deutlich größere effektive Temperaturen erreicht, so daß das Maximum bei kleineren Laserintensitäten erreicht wird. Wird der Laser unter 45° auf das Target fokussiert (s.Kap.3.1.1), muß über die Energieerhaltung die Verteilung auf beide Beschleunigungsrichtungen (s.Kap.2.2.3) und für die Elektronen in Laserrichtung ein erweiterter Integrationsbereich ($> 300 keV$) berücksichtigt werden. Der Wirkungsgrad η je Beschleunigungsmechanismus beeinflusst das Signal-Verhältnis bei der Cerenkov-Detektion; je größer der Wirkungsgrad, desto mehr Elektronen gehen in den Beschleunigungskanal. Wird der Laser senkrecht auf die Targetoberfläche fokussiert, werden die Elektronen nur über das ponderomotive Potential beschleunigt und der Integrationsbereich ändert sich auf 180-240 keV.

Die Laserintensität kann prinzipiell durch alle drei, voneinander unabhängigen Größen der Pulsenergie, Pulsdauer und Fokussdurchmesser variiert werden. Um die Gesamtzahl der beschleunigten Elektronen (wie bei den Graphen in Abb.2.14) konstant halten zu können, müßte mit der Verringerung der Pulsdauer von rund 7 ps über 2 ps auf 70 fs, gleichzeitig - entsprechend den Gleichungen (2.30, 2.35)¹⁸ - die Energie von 0,1 J auf 5 kJ erhöht werden. Dadurch kann man den Intensitätsbereich von $10^{17} W/cm^2$ bis $10^{23} W/cm^2$ einstellen und die Kurven für die normierten Elektronenzahlen nachvollziehen. Insgesamt ließe sich daraus der differentielle Energieverlust der Elektronen nach Gl.2.49 je Targetdicke bestimmen (bzw. Gl.3.28, S.84).

¹⁸hier für ponderomotive Beschleunigung nach der Pulsdauer aufgelöst:

$$t_P(E_L) = \frac{\lambda_L^2 [\mu m]}{13,7} \frac{E_L}{A_F \cdot 10^{17} W/cm^2} \left[\left(\frac{E_L}{\eta \cdot N_e \cdot 511 keV} + 1 \right)^2 - 1 \right]^{-1}$$

In der Praxis wäre eine Steigerung der Laserintensität mit kontinuierlicher Erhöhung der Pulsenergie einfacher zu verwirklichen, so daß sich die Gesamtzahl der beschleunigten Elektronen (s.Gl.2.48) zusätzlich zur effektiven Temperatur auch mit der Laserenergie ändert. Ab der relativistischen Schwelle ist dann für die Cerenkov-Detektion nahezu eine Signalsättigung zu beobachten.

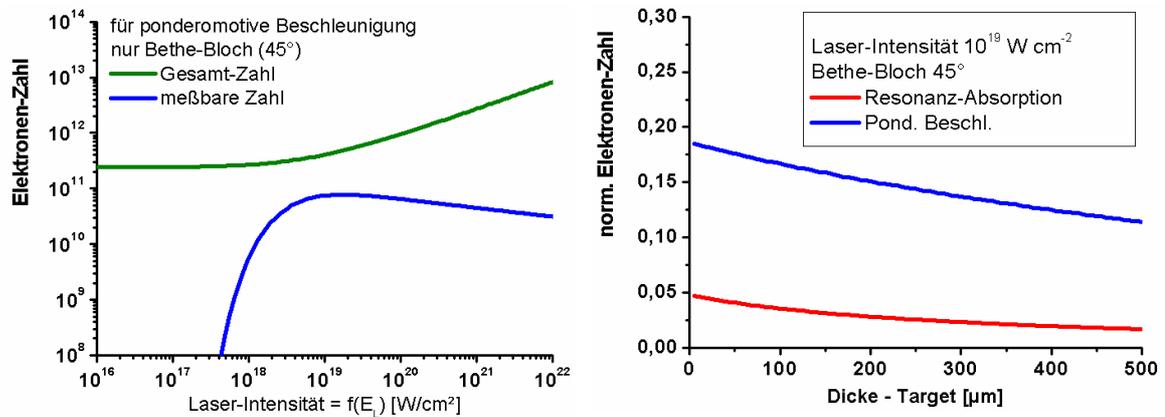


Abbildung 2.15: Links: Gesamte Elektronen-Zahl, die durch das ponderomotive Potential beschleunigt werden (grün) als Funktion der Laserintensität I_L bei Steigerung der Laserenergie E_L . Aus der Simulation des Energieverlusts bei klassischem Stoppen kann nach Integration über die Energiegrenzen für die Cerenkov-Detektion, die entsprechende Anzahl an messbaren Elektronen (blau) bestimmt werden. Rechts: Anzahl der messbaren Elektronen in Abhängigkeit von der Target-Dicke, für die Resonanz-Absorption (rot) und die ponderomotiv beschleunigten Elektronen (blau).

Bei Wirkungsgraden von 10 – 40% für die ponderomotive Beschleunigung von Elektronen werden mehr als 10^{11} in das Target getrieben und je nach Detektionswinkel können davon bis zu 10% der Elektronen gemessen werden.

Mit dem eingesetzten Lasersystemen ATLAS ist die Intensitätsänderung nur mit der Verschiebung des Targets durch die Fokustaille zu bewerkstelligen, dementsprechend kann die Elektronenzahl berechnet und gemessen werden (s.Abb.3.29, S.78).

mit der Target-Dicke

Die wichtigste Simulations- und Meßmöglichkeit (s.Abb.3.30, S.79) ist durch die Bestimmung der Elektronenzahl mit Änderung der Targetdicke bei konstanter Laserintensität gegeben. Nach jeder kleinen Schrittweite ($1\mu\text{m}$) durch die Targetmaterie lassen sich die Elektronenspektren berechnen und wieder über den Cerenkov-Energiebereich integrieren. Der Energieverlust nur durch klassische Stoßionisation relativistischer Elektronen durch sehr dünne Targetfolien ist praktisch zu vernachlässigen (s.Abb.2.15 rechts).

Bisherige PIC-Simulationen beschränken sich entweder auf Plasmen geringerer Dichten (gasförmig oder 10-fach überkritisch), oder unter Einbeziehung von hydrodynamischen Modellen auf Festkörperdichten. So konnte J. Honrubia mit einem 3D-Hybrid-Code zeigen, daß die Weibel-Instabilität wieder zu ringförmigen Strukturen führen, die schließlich in einzelne Stromfilamente aufbrechen.

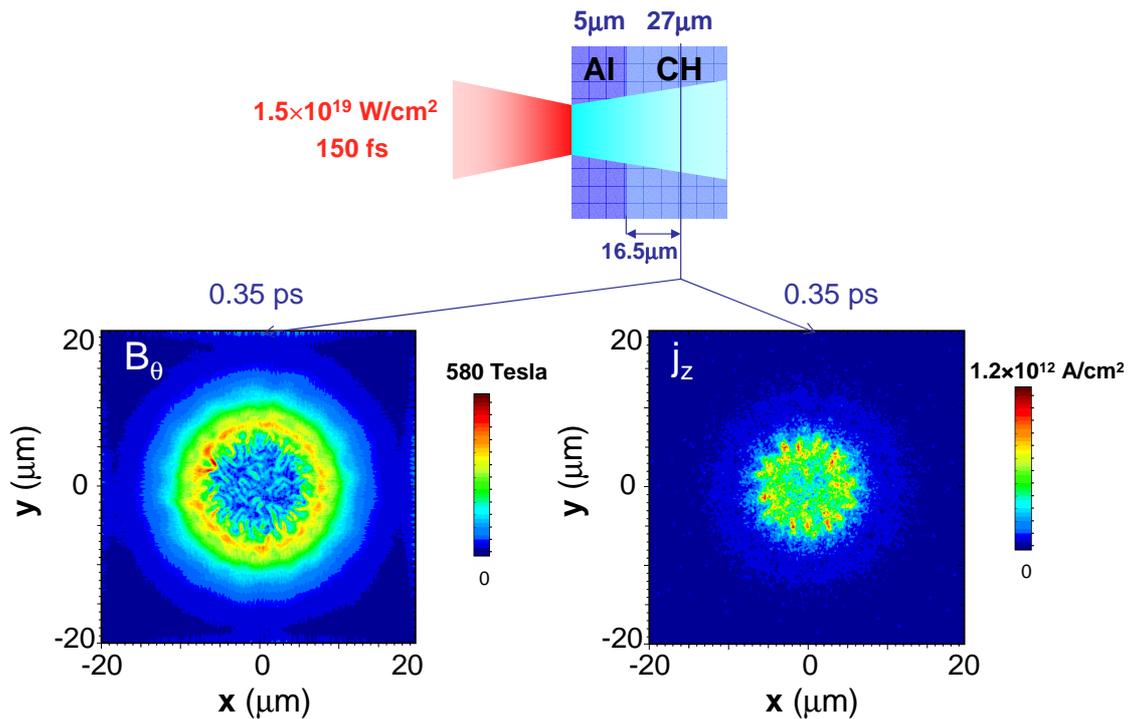


Abbildung 2.16: Ergebnis aus 3D-hybrid PIC Simulation von J. Honrubia [2.75, 2.76]. Einem ATLAS-10 Laserpuls entsprechender gleichförmiger, zylindrischer Elektronenstrom wird in ein $5 \mu\text{m}$ Aluminium geschickt und propagiert weiter in das Cerenkov-Medium. Links: Magnetfeld-Verteilung zum zugehörigen ringförmig filamentierten Elektronenstrom (rechts).

Dabei wird ein gleichförmiger Elektronenstrom (Durchmesser ca. $5 \mu\text{m}$) in eine Aluminiumfolie geschickt, dessen Elektronenzahl und Geschwindigkeitsverteilung den experimentellen Verhältnissen mit ATLAS entsprechen. Der durch die Ladungstrennung generierte langsame Elektronen-Rückstrom verdrängt den entgegenkommenden relativistischen Elektronenstrom zu einem Hohlzylinder und mit den lokalen Stromdichten bauen sich starke Magnetfelder auf. Die dabei auftretenden Instabilitäten führen zur Filamentierung der Ströme und Magnetfelder, mit Ringdurchmesser von ca. $20 \mu\text{m}$ und Filamentdurchmesser mit wenigen μm .

Im Vergleich zu den Experimenten (Kap.3.3) fehlt noch eine Größenordnung bei den Strukturdimensionen (s.Kap.2.5), was im wesentlichen auf das fehlende Vorplasma-Szenario zurückzuführen ist.

2.6 andere Verlustmechanismen

Um die Dominanz der Filamentierung relativistischer Elektronenströme und des daraus resultierenden *anomalen Stoppens* belegen zu können, müssen zumindest weitere Einflüsse und Verlustmechanismen angesprochen und abgeschätzt werden. Laser-Instabilitäten können im wesentlichen dadurch vermieden werden, daß die Wellenfront kontrolliert bzw. korrigiert wird (A.1 S.121 f.), und der Laserfokus einem nahezu idealen Gauß-förmigen Profil mit vernachlässigbaren Nebenmaxima entspricht.

Laser-Instabilitäten

Parametrische Prozesse [4.1] treten dann auf, wenn es zu resonanten Wechselwirkungen des einfallenden, reflektierten oder gestreuten Laserlichts untereinander oder mit der Plasma-Elektronenwelle (Langmuir-Wellen) oder der Ionen-akustischen Welle (Phononen) kommt.

Ein einfallendes Laserphoton kann nur in eng eingegrenzten Plasmadichte-Verhältnissen ($n_c/4$) über die Wechselwirkung mit einer Elektronen-Plasmawelle in 2 Plasmonen zerfallen, die wiederum höhere harmonische des Laserlichts erzeugen können ($2\omega_L, 3/2\omega_L$) [1.23]. Deswegen sind derartige Prozesse eher unwahrscheinlich und werden mit abnehmenden Laserpuls-Längen weiter unterdrückt.

Bei inelastischer Streuung von Laser-Photonen an einer Elektron-Plasma-Welle tritt die sog. stimulierte Raman-Streuung auf [2.12]. Zusammen mit der Brioullin-Streuung wird vergleichsweise viel Laserenergie übertragen, die dann für die weitere Heizung des Plasmas bzw. von Elektronen nicht mehr zur Verfügung steht. Deswegen wird im Zusammenhang mit der Trägheitsfusion (s. Kap.4.) einerseits versucht, diese Wechselwirkungsprozesse als Diagnostiken zu verwenden, und andererseits über geeignete zeitliche Formung des Laserpuls-Verlaufs, diese Verluste zu reduzieren.

Unter stimulierter Brioullin-Streuung versteht man die elastische Rückstreuung einfallender Laser-Photonen an Phononen. Da das Phonon zu Beginn noch nicht existiert, muß es durch einen parametrischen Prozeß erst noch erzeugt werden und dies kann in dünnen Plasmen mit großen Skalenlängen sehr effizient erfolgen. Vor allem bei vergleichsweise langen ns-Laserpulsen kann bei einer Intensität von 10^{15} W/cm^2 ein Anteil von bis zu 10 % in die Brioullin-Streuung überführt werden.

Laser-Filamentierung [2.77, 2.78] wird mittlerweile auch mit TW-Lasersystemen (100 fs Pulsdauern) bei Ausbreitung in der Atmosphäre untersucht. Auf Grund der sehr geringen Dichte und bei langbrennweitiger Fokussierung (große Rayleigh-Längen) kann es über Selbstfokussierung zur Kanalbildung kommen. Bei den dabei erreichten Intensitäten führen die Selbstphasen-Modulation und Ionisationsprozesse zur Erzeugung von weißem Licht. Zusammen mit möglichen parametrischen Prozessen begrenzt die Plasmabildung die Steigerung der Laserintensität im Kanal, so daß dieser instabil wird und in mehrere Kanäle filamentiert. Insgesamt dominieren diese Prozesse bei mittleren Laserintensitäten von 10^{15} W/cm^2 und können daher auch keine Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigen.

Plasma- und Elektronenstrom - Instabilitäten

Im Flüssigkeitsmodell für ein Plasma [2.86, 2.87] geht man zur Beschreibung des Gleichgewichts von den Grundgleichungen der Magnetostatik aus, um dann Instabilitäten mit Hilfe der Störungsrechnung beschreiben zu können. Dabei wird der nur vom Ort abhängige Gleichgewichtszustand $p_0(\vec{r})$ durch eine kleine Störung ausgelenkt $p(\vec{r}, t) = p_0(\vec{r}) + p_1(\vec{r}, t)$ und die daraus resultierenden MHD-Gleichungen werden unter Vernachlässigung aller Produkte von Störungen linearisiert. Für die Lösung des linearen Systems von Differentialgleichungen 1. Ordnung kann ein Separationsansatz $p_1(\vec{r}, t) = P_1(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t}$ verwendet werden, weil die Koeffizienten der Gleichgewichtsgrößen $p_0(\vec{r})$ nur vom Ort abhängen. Für den zeitabhängigen Teil ergeben sich komplexe Eigenwert-Lösungen $\omega = \omega_j$, wobei der Imaginär-Teil Γ_j die Dämpfungseigenschaften beschreibt.

Ist bei $\Gamma_j \geq 0$ die Schwingung stark gedämpft oder ungedämpft bei kleiner Amplitude um die Gleichgewichtslage, spricht man von einer Störung, die sich als Plasmawelle ausbreitet. Ist $\Gamma_j < 0$, wächst die Amplitude der Störung exponentiell $e^{\Gamma_j t}$ an, und anstelle einer Welle breitet sich eine Instabilität mit einer charakteristischen Zeit $1/\Gamma_j$ aus, die die Gleichgewichtslage zerstört. Deswegen ist die Voraussetzung für eine kleine Störung rasch verletzt, so daß in einem nächsten Schritt auch nichtlineare Terme in der Störungsrechnung genauer untersucht werden müssen.

Prinzipiell unterscheidet man zwischen makroskopischen und mikroskopischen Instabilitäten [2.56], wobei zuerst für die ideale MHD von einer beliebig guten Leitfähigkeit in ausgedehnten, zylindrischen Plasmen ausgegangen wird. Daraus folgt die wesentliche Eigenschaft der "eingefrorenen" B-Felder, die mit ein Grund ist, warum man Plasmen zur Kernfusion in Magnetfeldkonfigurationen einschließen kann. Die dabei auftretende Kink (hose) - Instabilität ist die stärkste ideale MHD-Instabilität, die zur Verbiegung der magnetischen Flussflächen und Plasmaoberflächen führt. Dabei sind radiale Gradienten des axialen Strom die treibende Kraft. In Pinch-Konfigurationen kann desweiteren noch die sog. Sausage-Instabilität [2.79] auftreten, wenn lokal der nach innen wirkende magnetische Druck (durch ein äußeres azimuthales B_θ -Feld) größer ist, als das innere axiale B-Feld. Dadurch erhöht sich die Stromdichte und führt wiederum zu einer Steigerung des externen B_θ -Feldes, so daß sich der Strom weiter einschnürt.

Bei endlicher Leitfähigkeit treten im Gegensatz zur idealen MHD resistive Instabilitäten auf, die eine große Rolle sowohl bei magnetischen Einschlüssen als auch in der Astrophysik (die z.B. B-Feldänderungen in der Sonne im 11 Jahresrhythmus erklären) spielen. Durch starke Gradienten in der Stromdichte wird die Tearing-Mode Instabilitäten angeregt, bei der "Verscheerungen" der Magnetfeldlinien zur Inselbildung führt. Deren Magnetfeld-Gradient beschleunigen wiederum Ströme, die das Anwachsen der Instabilität weiter fördern. Anschließend können getrennte Feldlinien sich wieder zu neuen verbinden, die zu sog. Rekonnektionsphänomenen führen.

Die Rayleigh-Taylor-Instabilität, tritt vor allem bei sphärischer Kompression zu großen Dichten auf, die bei Supernovae-Explosionen eine Rolle spielen, oder wie sie in der Trägheitsfusion untersucht werden (s.Kap.4) ¹⁹. Diese Austausch-Instabilität entwickelt sich in einem Beschleunigungsfeld, wenn verschieden dichte Flüssigkeiten bzw. Plasmen gegeneinander strömen. Durch

¹⁹weitere Vorkommen in der Natur:

turbulente Zone dicht unter der Sonnenoberfläche (Körnigkeit) ; Haufenwolken-Bildung in der Erdatmosphäre durch aufsteigende, feuchte Luftströmungen nach Sonnenerwärmung; auf- und absteigenden Flüssigkeitselemente in einem Kochtopf.

die sich entwickelnde turbulente Phase werden kontinuierlich Teilchen und Energie aus dem eingeschlossenen Plasma abtransportiert.

Bei mikroskopischen Strom-Plasma-Instabilitäten treten Wechselwirkung von Plasmawellen mit einzelnen Teilchen oder Teilchengruppen bzw. mit anderen Wellen auf, die z.B. durch Abweichung von einer Maxwell-Verteilung der Teilchengeschwindigkeit hervorgerufen werden. Deswegen sind zur Modellierung kinetische Gleichungen (Vlasov-Gl.) notwendig, deren mathematische Behandlung genau wie bei makroskopischen Instabilitäten erfolgen kann. Diese Instabilitäten können zur Teilchen-Diffusion und Plasma-Heizung führen, deren Energie-Deposition klassische Mechanismen durch Coulomb-Stöße übersteigt. Durch Elektronenströme angeregte Plasmawellen (wieder durch Ladungstrennung sich ausbreitende elektrostatische Felder) können stark an die Elektronenströme zurückkoppeln und diese zu "bunches" gruppieren. Diese wiederum werden von der Plasmawellen abgebremst und der daraus resultierende Energieübertrag trägt zum exponentiellen Anwachsen der Instabilität bei.

Ist die Stromdichte vergleichbar mit der Hintergrund-Plasmadichte $n_{REB} \approx n_0$, kann der Rückstrom nicht mehr vollständig das Magnetfeld des Vorwärtsstroms kompensieren ("charge neutralized electron beam"). Dies führt daher zu instabilen Oszillationen (Bunemann) der Ionen (Hintergrundplasma).

Im Fall wesentlich größerer Plasmadichten $n_{REB} \ll n_0$ unterscheidet man in Abhängigkeit vom Verhältnis der Elektronplasma-Frequenz zur Elektron-Zyklotronfrequenz zwischen der 2-Strom- und der Zyklotron-Instabilität.

Bisher wurden nur elektrostische Instabilitäten betrachtet. Wenn allerdings durch neutralisierende Rückströme transversale elektromagnetische Moden auftreten, führt diese Weibel-Instabilität zur Filamentierung (s. Kap.2.4), wobei anschließend gleichgerichtete Stromfilamente sich über die selbstgenerierten Magnetfelder auch wieder anziehen.

Synchrotronstrahlung

Im Fall Laser beschleunigter Elektronen werden über extrem kurze Distanzen ($L_S \approx dx = 100\mu m$) relativistische Geschwindigkeiten erreicht bzw. unter dem Einfluß des anomalen Stoppens diese wieder abgebremst. Die Leistung die durch Synchrotronstrahlung abgegeben wird, ist im Vergleich zur zugeführten Leistung [2.71]

$$\begin{aligned} \frac{P_{Syn}}{dE/dt_{in}} &= \frac{2}{3} \frac{e^2/mc^2}{mc^2} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (\text{cgs}) \quad , \\ &\approx \frac{2,8 \cdot 10^{-13} \text{cm}}{0,5 \text{MeV}} \cdot \frac{\text{MeV}}{10^{-2} \text{cm}} \approx 10^{-10} \quad , \end{aligned} \quad (2.51)$$

und somit vernachlässigbar.

Bremsstrahlungsverluste

Für ein vollständig ionisiertes Plasma [4.1] emittieren die Elektronen durch Coulomb-Streuung mit den Ionen Bremsstrahlung, gegeben mit

$$W_b = C_b \cdot n_e^2 \cdot T^{1/2} = 5,34 \cdot 10^{-24} \cdot n^2 \cdot T^{1/2} \quad \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad (\text{cgs}) \quad . \quad (2.52)$$

Daraus lassen sich die spezifischen Bremsstrahlungsverluste

$$P_{br} = 1,76 \cdot 10^{17} \cdot \sqrt{T_e[\text{keV}]} \cdot \frac{Z^3}{A^2} \cdot \rho \quad \text{W/g} \quad , \quad (2.53)$$

berechnen, die auch für unterschiedliche Plasmamischung, mit dem Ladungszustand $Z^3 = \left(\sum_j Z_j x_j\right) \left(\sum_j Z_j^2 x_j\right)$ und der Massenzahl $A = \left(\sum_j A_j x_j\right)$ zusammengesetzt sein können. Diese sind wesentlich zur Bestimmung der Zündbedingung beim Konzept der Fast Ignition (s. Kap.4.2, S.99).

Übergangsstrahlung

Mit dem gleichen experimentellen Aufbau (s. Abb.3.6, S.57) läßt sich anstelle des Cerenkov-Lichts auch die Übergangsstrahlung [2.71, 3.1] zur Detektion relativistischer Elektronen verwenden. Wird auf das optisch transparente Cerenkov-Medium verzichtet, kann von der Rückseite der Targetfolien ein charakteristisches Spektrum ²⁰

$$\frac{dI_{TR}}{d\nu} = \frac{Z^2 e^2 \cdot \gamma \cdot \omega_P}{\pi c} \left[\left(1 + 2\nu^2\right) \ln \left(1 + \frac{1}{\nu^2}\right) - 2 \right] , \quad (2.54)$$

beobachtet werden [2.80 – 2.85]. Die gesamte Energie, die von N_e Elektronen ($Z = 1$) durch Übergangsstrahlung je Übergangsfläche emittiert wird, ist nach Integration

$$I_{TR} = \int_0^\infty \frac{dI_{TR}}{d\nu} d\nu = N_e \cdot \frac{\alpha}{3} \cdot \gamma \cdot \hbar \omega_P , \quad (2.55)$$

mit $\nu = \frac{\omega}{\gamma \cdot \omega_P}$ und der Plasmafrequenz des Mediums ω_P . Mit der Bildungslänge $D = \gamma \cdot c / \omega_P$ ist der Übergangsbereich, in dem die Strahlung emittiert wird, charakterisiert und bei den gegebenen Verhältnissen mit einigen *nm* deutlich kleiner als die Dicke der verwendeten Cerenkov-Medien. Dadurch daß alle Elektronen zur Emission beitragen, muß deren Energieverteilung berücksichtigt werden. Für ponderomotiv beschleunigte Elektronen sind die Energien unterschiedlich transversal zur Ausbreitungsrichtung verteilt und, da die Lichtemission nahezu gleichmäßig intensiv mit der Elektronenenergie ist (s. Abb.2.18 blau), können nur schwer Strukturen unterschieden und gemessen werden.

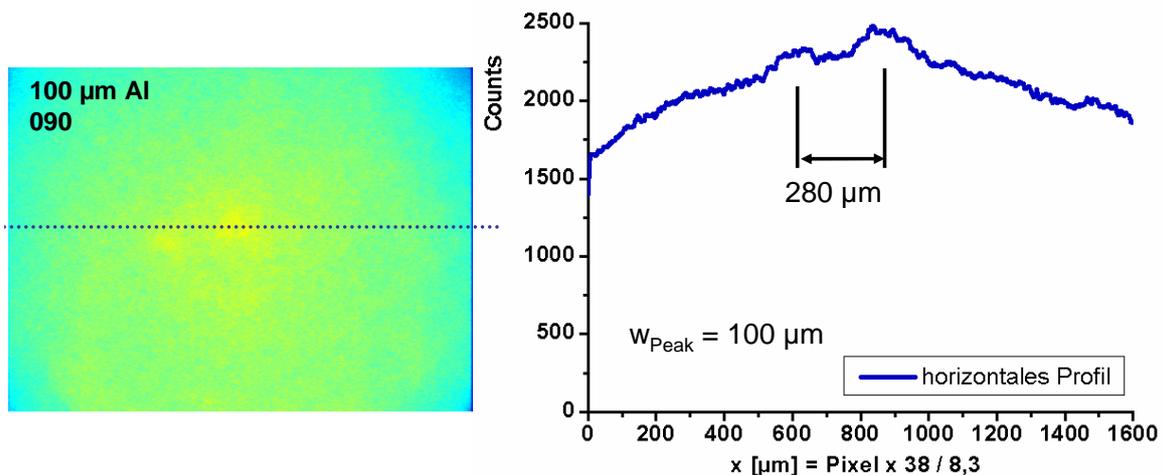


Abbildung 2.17: Links: CCD-Aufnahme (Filter 510 nm) eines Targets mit 100µm Aluminium ohne Cerenkov-Medium bei maximaler Laserintensität des ATLAS-10 von $10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$. Rechts: horizontales Profil mit angegebenen Abstand zwischen den beiden Peaks und der Peak-Breite (vgl. dazu mit Cerenkov-Diagnostik Abb.3.7, S.59 f.)

²⁰für relativistische Elektronen ($\gamma \gg 1$), bei kleinem Beobachtungswinkel ($\theta \ll 1$) und großen Frequenzen ($\omega \gg \omega_P$)

Auch die Angabe des Energiebereichs der detektierten Elektronen ist nicht möglich.

Werden allerdings fast monoenergetische Elektronenbündel (z.B. aus einer "Bubble") beschleunigt, die mit geringer Emittanz stark kollimiert die Gasdüse verlassen, bildet sich eine deutliche Peak-Verteilung in der Intensität der Übergangsstrahlung aus.

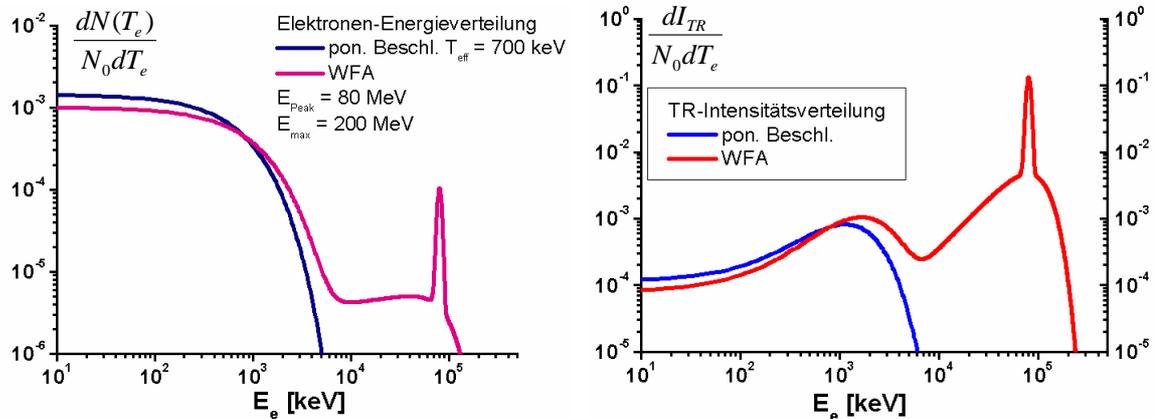


Abbildung 2.18: Links: typische Elektronenspektren für ponderomative Beschleunigung mit $I_L \simeq 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und "Bubble"-Beschleunigung mit $< 10 \text{ fs}$. Rechts: resultierende Spektren für die Übergangstrahlung.

Ist aus einer unabhängigen Messung mittels eines Elektronenspektrometers die Energieverteilung bekannt, kann nun die transversale Verteilung des Elektronenstroms für Energien mit einigen 10 MeV gemessen werden. Darüber hinaus besteht neben der Bestimmung der Elektronenpot-Größe die Möglichkeit, mit sehr dünnen Aluminium-Folien ($\sim \mu\text{m}$) wieder die Filamentierung hochenergetischer Elektronenströme nachweisen zu können. Dazu müßte die Propagationslänge der Elektronen durch die Gasdüse schrittweise ($\approx 100 \mu\text{m}$) auf über 1 mm verlängert werden, damit ein Hintergrundplasma mit ausreichender Ausdehnung die Ausbildung von Instabilitäten ermöglicht. Zusätzlich kann die Dicke der Aluminium-Folie vergrößert werden (bis $> 100 \mu\text{m}$), so daß die filamentierten Elektronenströme über die Koaleszenz-Instabilität wieder zum anomalen Stoppen gezwungen werden.

Kapitel 3

Experimente mit Cerenkov Medien

Aus der Zusammenfassung der Theorie über die Cerenkov-Strahlung werden die wesentlichen Merkmale deutlich, die dann die experimentellen Möglichkeiten beschreiben. Beim Durchgang schneller Elektronen mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit durch optisch transparente Medien wird eine charakteristische Strahlung im sichtbaren Spektralbereich emittiert. Die Energie eines relativistischen Elektrons bestimmt dabei einen messbaren, charakteristischen Winkel zwischen Elektronenbahn und Abstrahlungsrichtung [3.1]. Die Anzahl der erzeugten Cerenkov-Photonen ist proportional zur Elektronen-Zahl und zur Dicke des optisch transparenten Mediums. Somit lassen sich Elektronen nachweisen, die aus Laser-Plasma-Wechselwirkungen beschleunigt werden. Aus den dargestellten ATLAS Lasereigenschaften (Kap.A.1) und den Beschleunigungsmechanismen, lassen sich typischerweise schnelle Elektronen aus der Resonanz-Absorption (siehe Kapitel 2.2) und der ponderomotiven Beschleunigung identifizieren. Dabei erlaubt der Cerenkov-Effekt die Messung von Energien, die deutlich über denen von Röntgendiagnostiken [3.2] liegen und in Zukunft durch Reduzierung des Brechungsindex des Mediums noch weiter gesteigert werden können (siehe Kapitel 4.1). Bei den K_α -Röntgendiagnostiken können Elektronenenergien und Plasmatemperaturen bis zu rund 100 keV gemessen werden, die nur durch klassische Energieverlustmechanismen (d.h. Coulomb-Stöße) beeinflusst werden (s.Abb.2.12, S.38) und daher für Laser-Intensitäten unterhalb der relativistischen Schwelle entscheidend sind [3.2, 3.4]. Im Umfeld der Trägheitsfusion durch sphärische Implosion interessierte man sich für Plasmatemperaturen im Bereich der Zündschwelle, also um die 15 keV (siehe Kapitel 4., [3.3, 3.7]). Erst mit dem Konzept zur *Fast Ignition* (siehe Kapitel 4.2) wurden Experimente zur Charakterisierung relativistischer Elektronen (im MeV-Energiebereich) eingeführt und entwickelt. Dabei konnten neben ringförmigen Strukturen der Elektronenströme [3.5] vor allem gleichförmig verteilte Teilchenströme beobachtet werden [3.6], die gerade zum Zünden eines komprimierten Fusionpellet-Kerns notwendig sind (s.Abb.4.8, S.99).

Nachdem durch die Arbeiten von G. Pretzler, F. Brandl und E. Fill [3.8] in der Laser-Plasma-Gruppe des MPQ gezeigt wurde, daß sich der Cerenkov-Effekt für den Nachweis relativistischer Elektronenströme aus der Wechselwirkung eines hochintensiven, ultrakurzen Laserpulses mit einem Festkörper eignet und sich damit auch die beiden Stromkomponenten identifizieren lassen, konnte im Folgenden durch wesentlich dünnere Cerenkov-Medien die Messgenauigkeit deutlich gesteigert werden. Somit ist über das optisch sichtbare Cerenkov-Licht eine sehr gute örtliche Auflösung unter Verwendung einer geeigneten CCD-Kamera möglich. Bei den durchgeführten Experimenten gelang schließlich der Nachweis filamentierter Ringstrukturen, die die komplexe Physik makroskopischer, relativistischer Elektronenströme in Plasmen unterschiedlicher Dichten wieder spiegeln. Deren Eigenschaften in Abhängigkeit unterschiedlicher Targetmaterialien, -Dicken und Laser-Einstellungen werden in diesem Kapitel beschrieben.

3.1 Der Cerenkov-Effekt

Bewegt sich ein schnelles geladenes Teilchen mit dem Ladungszustand $Z \cdot e$ ¹ und der Geschwindigkeit $v = \beta \cdot c$ durch ein Medium, gibt es durch die elektromagnetische Strahlung Energie innerhalb eines Zylinders (mit Radius a) an die Umgebung ab.

Aus Gleichung (3.8) mit der Bedingung $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$ folgt einfacher

$$v > \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (3.1)$$

"Damit ein Teilchen Cerenkov-Strahlung der Frequenz ω emittieren kann, muß seine Geschwindigkeit größer sein als die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Felder der gleichen Frequenz" [3.9].

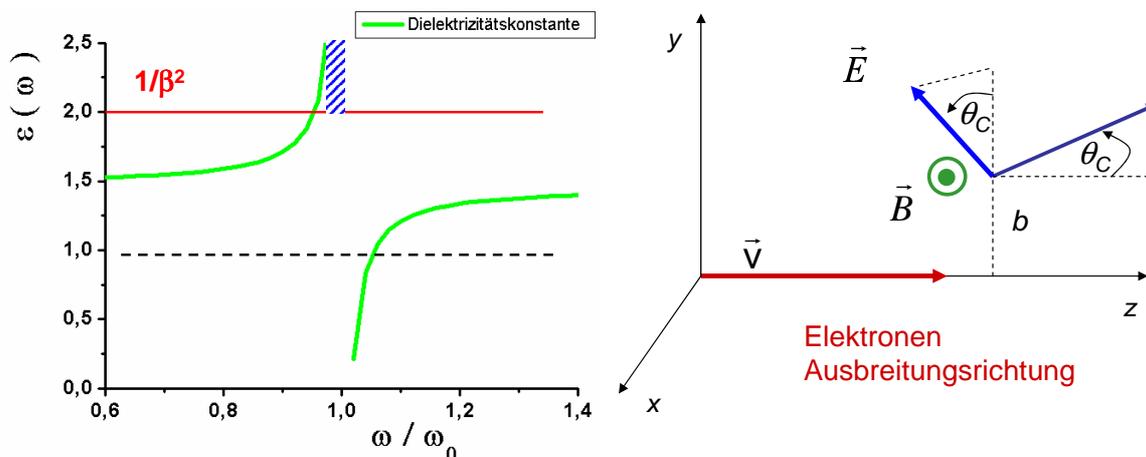


Abbildung 3.1: Links: Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\omega)$ des dispersiven Cerenkov-Mediums bestimmt den Emissionsbereich für das Cerenkov-Licht (schraffiert). Rechts: die elektrischen und magnetischen Felder des Cerenkov-Lichts bezüglich zur Ausbreitungsrichtung des Elektrons, legen den charakteristischen Winkel θ_C der Strahlung fest.

In Abb.3.1 (rechts) ist die Ausbreitungsrichtung auch gegeben durch $\mathcal{E} \times \mathcal{B}$, wodurch relativ zur Bewegungsrichtung ein charakteristischer Emissionswinkel für die Cerenkov-Strahlung

$$\tan \theta_C = -\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} \quad (3.2)$$

gegeben ist.

Setzt man die Felder für das Fernfeld ein, erhält man den charakteristischen Cerenkov-Winkel, nur noch in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit und der Dielektrizitätskonstante des Mediums

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (3.3)$$

¹nur im Kapitel 3.1: cgs-Einheiten

a : von der Größenordnung einer atomaren Dimension

b : Abstand des bewegten Teilchens zum angeregten Atom = Stoßparameter

ω : optische Frequenzen

$Z = 1$: für Elektronen

Aufgrund der Energieerhaltung ist der elektromagnetische Energiefluß gleich dem Energieverlust des Teilchens [3.1] (Fermi-Verlust-Integral)

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dz}\right)_{b>a} &= \frac{1}{v} \frac{dE}{dt} , \\ &= -\frac{c}{4\pi v} \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi a \mathcal{B}_z \mathcal{E}_x dz . \end{aligned} \quad (3.4)$$

Das Ortsintegral läßt sich mit der Substitution $dx = v dt$ in eine Integration über die Zeit umwandeln

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{b>a} = -\frac{ca}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{B}_z(t) \mathcal{E}_x(t) dt , \quad (3.5)$$

oder im Frequenz-Raum

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{b>a} = -ca \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \mathcal{B}_z^*(\omega) \mathcal{E}_x(\omega) d\omega . \quad (3.6)$$

Die Lösungen dieses Integrals werden für $\lambda a \ll 1$ durch Felder mit modifizierten Bessel-Funktionen beschrieben. Diese folgen aus der zylindersymmetrischen Lösung der Wellengleichungen für den Energieübertrag der bewegten, geladenen Teilchen durch Stöße an das Medium mit der Dielektrizitätskonstanten

$$\epsilon(\omega) \simeq 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_j} . \quad (3.7)$$

Für den relativistischen Grenzfall sind die wichtigsten Frequenz ω im optischen Bereich und der Radius a hat die Größenordnung der linearen Ausdehnung eines Atoms. Nun wird nur der Grenzfall betrachtet, bei der das Raumgebiet $\gg a$ ist, an das die Energie der relativistischen Elektronen abgegeben wird, also $|\lambda a| \sim (\omega a/c) \gg 1$ mit

$$\lambda^2 = \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} [1 - \beta^2 \epsilon(\omega)] . \quad (3.8)$$

In diesem Grenzfall² ist der Integrand in (Gl.3.3)

$$(-ca \mathcal{B}_3^* \mathcal{E}_1) \longrightarrow \frac{z^2 e^2}{c^2} \left(-i \sqrt{\frac{\lambda^*}{\lambda}} \right) \omega \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)} \right] e^{-(\lambda + \lambda^*)a} . \quad (3.9)$$

Integriert über die Frequenzen ergibt der Realteil dieses Ausdrucks die Energie, die die Teilchen an das umgebende Raumgebiet abgeben. Wenn man Absorption vernachlässigen kann, ist $\epsilon(\omega)$ reell und nach Gleichung (3.8) kann λ imaginär werden ($\lambda = -i|\lambda|$), wenn die Bedingung $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$ erfüllt ist. Der Exponentialfaktor in (3.9) ist dann gleich eins und der gesamte Ausdruck unabhängig von a und reell, d.h. ein Teil der Teilchenenergie wird dann nach Gleichung (3.3) ins Unendliche abgestrahlt.

Die Energie-Verteilung der Cerenkov-Strahlung pro Wegeinheit aus (3.4) läßt sich nun vereinfachen zu

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_C = \frac{(Ze)^2}{c^2} \int_{\epsilon(\omega) > (1/\beta^2)} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)} \right) d\omega . \quad (3.10)$$

²asymptotischen Darstellung der Bessel-Funktionen im relativistischen Grenzfall

Die Strahlung wird in relativ breiten Frequenzbändern emittiert, in denen $\epsilon(\omega) > \beta^{-2}$ ist.

Mit der Substitution und Integration (s. Kap.3.2.1) unter Vernachlässigung der Dispersion $n(\omega) \simeq n$, läßt sich die gesamte Energie abschätzen, die von den Elektronen als Cerenkov-Licht über den gesamten Spektral-Bereich und über der Dicke d_{CM} des Cerenkov-Mediums abgestrahlt wird

$$E_C(d_{CM}) \simeq 2\pi^2 \cdot e^2 \cdot N_e \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda_{min}^2} \cdot d_{CM} \quad . \quad (3.11)$$

Mit den für die Experimente typischen Werten, werden weniger als *ppm* der Elektronen-Energie als Cerenkov-Licht emittiert.

Nach dem Huygenschen Prinzip wird für jedes Wegelement entlang des Elektronenweges vom angeregten, benachbarten Atom eine Elementarwelle abgestrahlt. Bei relativistischen Geschwindigkeiten überlagern sich diese in Vorwärtsrichtung konstruktiv, während sich die Felder entgegen der Ausbreitungsrichtung durch destruktive Interferenz auslöschen. Dadurch bildet sich eine "Stoßfront" des elektromagnetischen Feldes aus.

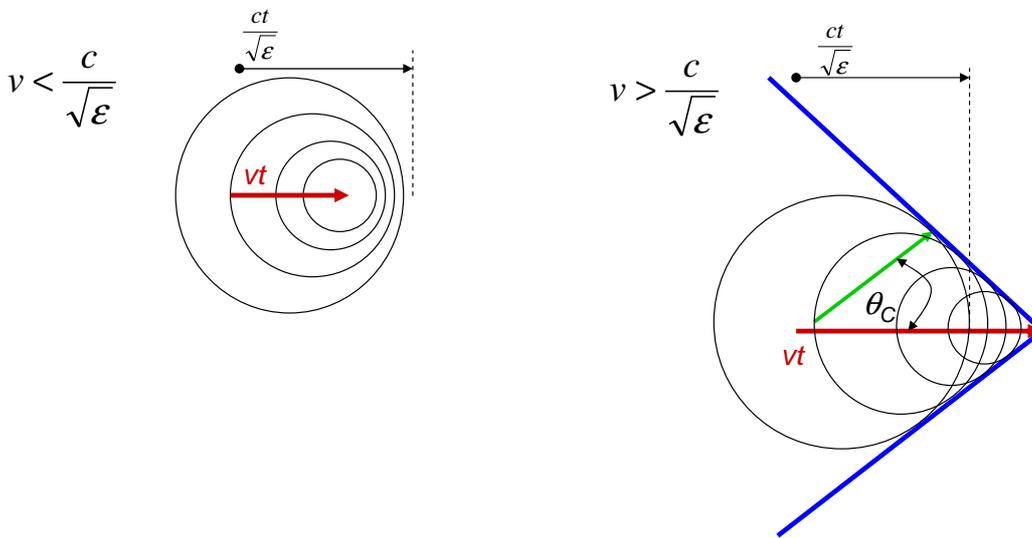


Abbildung 3.2: Im ersten Fall ist für kleine Geschwindigkeiten die Feldgeometrie gezeigt. Während sich für relativistische Geschwindigkeiten, im zweiten Fall, durch die Interferenz der Felder eine Stoßfront ausbildet.

Aus der Fourier transformierten Darstellung der Wellengleichungen mit dem Vektorpotential und der Stromdichte ρ , läßt sich das Vektorpotential berechnen

$$A(\vec{z}, t) = \frac{2Ze}{(2\pi)^2} \vec{\beta} \int d^3k \frac{e^{ik_1(z-vt)} e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{\rho}}}{k_1^2(1 - \beta^2 \epsilon(\omega)) + k_\perp^2} \quad , \quad (3.12)$$

(wobei $\epsilon = \epsilon(k_1 v)$ ist und $\vec{\rho}, \vec{k}_\perp$ transversale Koordinaten sind). Mit der Näherung, daß die Dielektrizitätskonstante unabhängig von der optischen Frequenz sei, kann das Integral gelöst werden, und

$$A(\vec{x}, t) = \vec{\beta} \frac{2Ze}{\sqrt{(x-vt)^2 - (\beta^2 \epsilon - 1)\rho^2}} \quad , \quad (3.13)$$

gibt das Strahlungsfeld für den Cerenkov-Kegelmantel an, das dann ausserhalb null ist.

3.1.1 Die Cerenkov-Licht Verteilung

Für monoenergetische Elektronen mit kleinem Divergenzwinkel θ_e zur Ausbreitungsrichtung, wird im optisch transparenten Medium Cerenkov-Licht in Form eines Kegelmantels emittiert. Die Mantelstärke ist abhängig von der Dicke des Cerenkov-Mediums mit $d_{CM} \cdot \tan \theta_C$.

Der Cerenkov-Winkel θ_C (Gl. 3.3)³ [3.11] ist nun über den Brechungsindex n und der Elektronengeschwindigkeit β

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n \cdot \beta} \quad , \quad (3.14)$$

gegeben. Mit dem kleinsten Cerenkov-Winkel ≥ 0 , legt der inverse Wert des Brechungsindex, die minimale Elektronengeschwindigkeit β_{min} und damit dessen kinetische Energie fest, ab der die Cerenkov-Emission erfolgt. Mit zunehmender Bewegungsenergie wird der Emissionswinkel größer und für $\beta \rightarrow 1$ nähert sich dieser asymptotisch dem Maximalwert an.

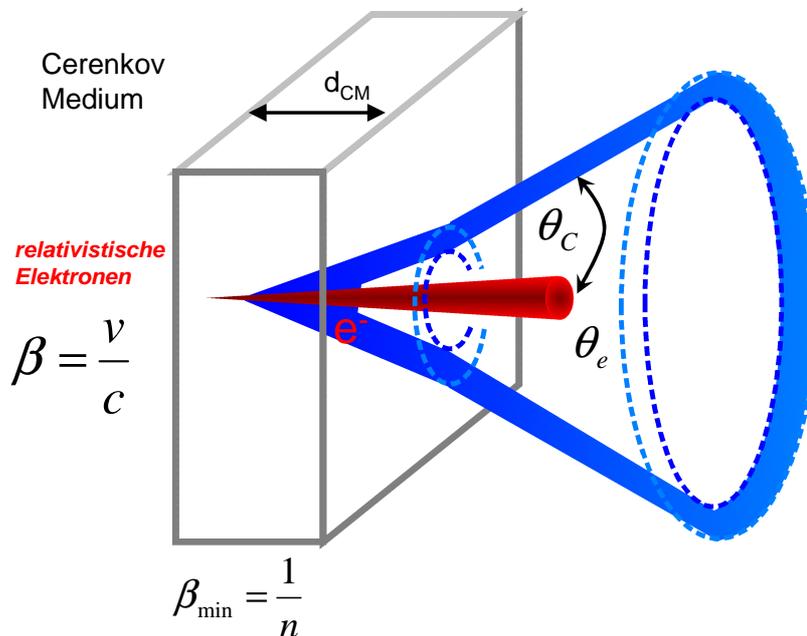


Abbildung 3.3: Charakteristische Emission des Cerenkov-Lichts entlang eines Kegelmantels mit dem Cerenkov-Winkel θ_C für Elektronen mit der relativistischen Geschwindigkeit β im Cerenkov-Medium mit dem Brechungsindex n .

Für Elektronen, die durch Laser-Plasma-Wechselwirkung beschleunigt werden, muß nun die breite Energieverteilung und der Divergenzwinkel, der wiederum von der Elektronenenergie abhängig ist, beachtet werden. Da die relativistischen Elektronen, im Vergleich zur Anregungszeit des Cerenkov-Lichts in langen Pulsen das Cerenkov-Medium in makroskopischen Strömen durchqueren, erfolgt die Cerenkov-Emission inkohärent. Die Anzahl der Elektronen ist daher direkt proportional zur Cerenkov-Intensität bzw. zur Anzahl der Cerenkov-Photonen.

Ab der Geschwindigkeit β_{min} überlagern sich alle Cerenkov-Lichtemissionen mit dem Winkel $\theta_C(\beta)$ in Abhängigkeit von der Verteilungsfunktion für das Energiespektrum (s.Abb.2.13, S.39)

$$\frac{dN_{e,in}(T_e)}{dT_e} = N_{e,0} \cdot e^{-\frac{T_e}{T_{eff}}} \quad .$$

³ab hier: SI-Einheiten

Zusätzlich ist auch die Winkelverteilung der Elektronenströme

$$\frac{dN_{e,out}(\theta_e)}{d\theta_e} = N_{e,0} \cdot e^{-\theta_e^2/(2\cdot\theta_0^2)} ,$$

energieabhängig und qualitativ ergibt sich somit das Bild, daß die Cerenkov-Lichtverteilung insgesamt näherungsweise über eine Gauß-Funktion

$$I_C(x) = I_{C,0} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot w^2}} , \quad (3.15)$$

beschrieben werden kann.

Für den experimentelle Aufbau (Kap.3.2, Abb.3.6, S.57) ergeben sich drei typische Elektronenstromrichtungen, mit entsprechenden maximalen Winkeln, die nun mit einer Optik vergrößert abgebildet werden.

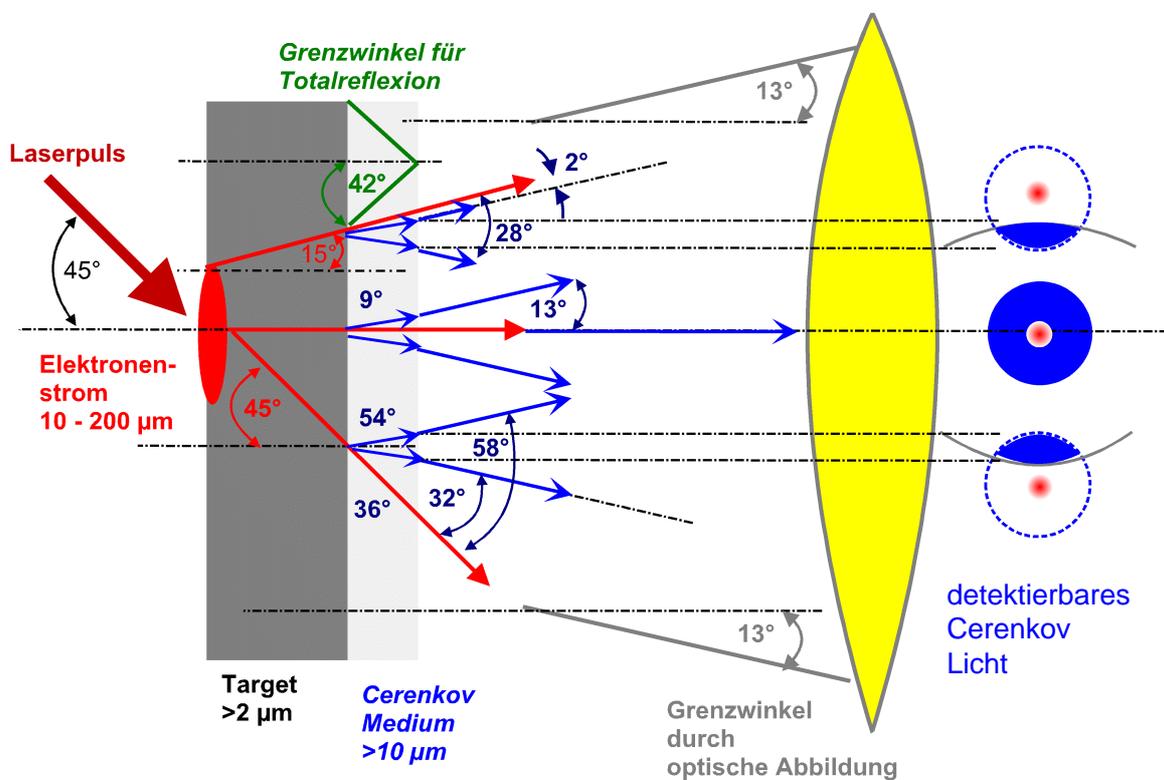


Abbildung 3.4: Fokussierung des Laserpulses unter 45° auf die Targetoberfläche. Dadurch sind 2 Elektronenströme zu beobachten: für die Resonanz-Absorption und durch das ponderomotive Potential (jeder Elektronenstrom weist noch einen Divergenzwinkel auf). Die Apertur der Linse begrenzt die maximalen Cerenkov-Winkel bei der Abbildung und damit die einzelnen detektierten Energiebereiche.

Über die Cerenkov-Winkel können dann die Geschwindigkeiten β und schließlich die kinetischen Energien berechnet werden

$$E_{kin} = (\gamma - 1) \cdot m_0 c^2 , \quad (3.16)$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} .$$

Für die einzelnen Stromrichtungen ergeben sich nun folgende Energiebereiche, zum einen für Resonanz-Absorption (Res.Abs.) und zum zweiten für die ponderomotiv beschleunigten Elektronen (Pon. Besch.):

Cerenkov-Medium	Cerenkov-Winkel	β	γ	E_{kin}
Tesa n = 1,5	0 – 2°	0,67	1,35	180 keV
Res.Abs.	9°	0,68	1,36	184 keV
	24°	0,73	1,46	235 keV
	32°	0,79	1,63	322 keV
Pon.Beschl.	54°			
	48°	→1	>> 1	> MeV

Diese Energiebereiche legen die Integrationsgrenzen fest, die zur Berechnung der gesamten detektierten Elektronenzahl notwendig sind (s.Kap.2.5.2, S.39). Die Kegelschnitte verringern die tatsächliche Anzahl der gemessenen Photonen, können aber wegen der Meßgenauigkeit (s.A.3, S.134) im weiteren vernachlässigt werden. Die Auswertung der experimentellen Ergebnisse liefern dann die charakteristischen Größen, wie die volle Halbwertsbreite w , die Abstände der Cerenkov-Peaks und die gesamte Cerenkov-Photonenzahl, aus der die Anzahl der Elektronen im jeweiligen Energiebereich berechnet werden kann.

Für dünne Cerenkov-Medien ($10 - 100\mu m$) ist mit der Optik wegen des kleinen Detektionswinkels eine Auflösung gewährleistet, die der Dicke des Cerenkov-Mantels entspricht und in der Größenordnung der CCD-Auflösung liegt.

3.1.2 Das Cerenkov-Licht Spektrum

Mit (Gl.3.10) und der Substitution $\omega = 2\pi\frac{c}{\lambda}$, bzw. $\frac{d\omega}{d\lambda} = -2\pi c\frac{1}{\lambda^2}$, läßt sich über den Wellenlängenbereich und die Dicke d_{CM} des Cerenkov-Mediums integrieren

$$\begin{aligned}
 -4\pi^2 \cdot N_e \cdot e^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \int \frac{1}{\lambda^3} d\lambda dx &= \int \frac{dN_C}{d\lambda} \cdot h\frac{c}{\lambda} d\lambda \quad , \\
 \int \frac{dN_C}{d\lambda} \cdot h\frac{c}{\lambda} - Const \cdot d_{CM} \cdot d\lambda &= 0 \quad , \\
 \frac{dN_C}{d\lambda} &= Const \cdot \frac{d_{CM}}{h \cdot c} \frac{1}{\lambda^2} \quad .
 \end{aligned}$$

Aus der Messung der Photonenzahl⁵ N_C kann nun die Anzahl der Elektronen N_e zu

$$N_C = 2\pi \cdot \alpha \cdot N_e \cdot d_{CM} \cdot \left[1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right] \cdot \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}}\right) \quad , \quad (3.17)$$

berechnet werden [3.10], wobei der gemessene Wellenlängenbereich durch die Filterkombination (s.A.2, S.130 f.) begrenzt wird.

⁴Grenzwinkel für Totalreflexion: $\sin \alpha_T = 1/n$, $\alpha_T \approx 42^\circ$

⁵Feinstrukturkonstante: $\alpha \approx \frac{1}{137}$,

Konstante: $Const = -4\pi^2 \cdot N_e \cdot e^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)$

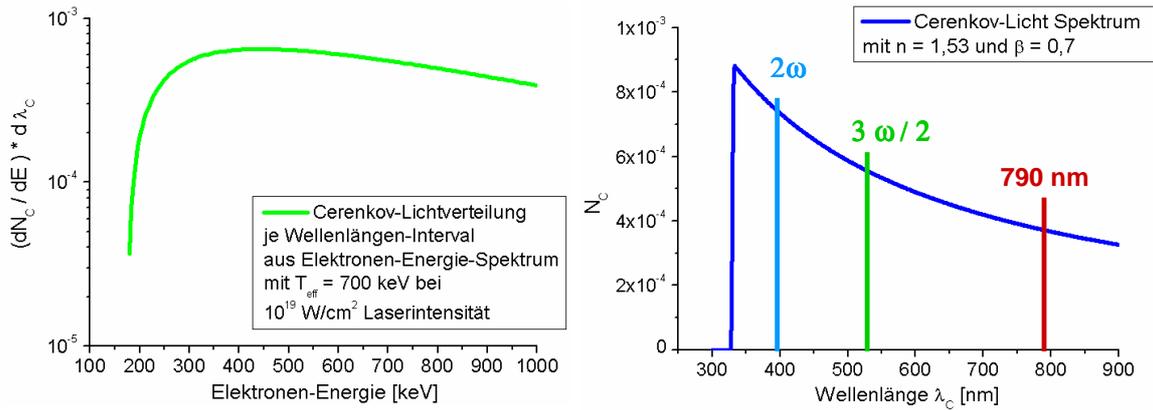


Abbildung 3.5: Links: Anzahl der Cerenkov-Photonen N_C je Spektralbereich $d\lambda$ in Abhängigkeit von der Elektronen-Energie mit der typischen Energieverteilung (s. Abb. 2.13, S. 39). Rechts: charakteristisches Spektrum der Cerenkov-Strahlung in Abhängigkeit von den optischen Eigenschaften des Cerenkov-Mediums (s. Abb. A.11 i.o., S. 129). Mit der Laser (790nm) - Plasma-Wechselwirkung treten durch 2-Plasmonenzerfälle im Vorplasma die Frequenzvielfachen 2ω und $3\omega/2$ auf.

Innerhalb dieses Bereichs ist auch der Brechungsindex näherungsweise konstant und die Dispersion muß nicht berücksichtigt werden. Die Anzahl der gemessenen Elektronen N_e kann schließlich aus dem charakteristischen Cerenkov-Spektrum berechnet werden, das nur noch vom detektierten Wellenlängenbereich, von der Dicke des Cerenkov-Mediums d_{CM} und der Elektronen-Energie abhängig ist,

$$\begin{aligned} \frac{dN_{C,Ph}}{d\lambda} &= 2\pi \cdot N_e \cdot \alpha \cdot d_{CM} \cdot \frac{1}{\lambda^2} \cdot \sin^2 \theta_C \quad , \\ N_{C,Ph} &= 2\pi \cdot N_e \cdot \alpha \cdot d_{CM} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) \cdot \sin^2 \theta_C \quad , \end{aligned} \quad (3.18)$$

die durch den Cerenkov-Winkel θ_C festgelegt wird.

Die Messung des Cerenkov-Spektrums dient unter anderem zur Bestätigung der Cerenkov-Emission von relativistischen Elektronen, die durch einen hochintensiven Laserpuls beschleunigt werden (s. Kap. 3.2.2).

3.2 Aufbau und Experimente

Eine Off-Axis-Parabel in der Targetkammer fokussiert den ATLAS-Laserpuls⁶ mit Intensitäten von $2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ auf Festkörper-Targets unter einem Winkel von 45 Grad. Als Targets wurden dünne Folien mit Dicken zwischen $2 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ verwendet, auf deren Rückseite das Cerenkov-Medium (Polypropylen-Folien $10 - 100 \mu\text{m}$ bzw. $50 \mu\text{m}$ Tesafilm, s.S.126) aufgeklebt wurde. Ein $f^{\#}2$ -Achromat bildet das von den relativistischen Elektronen erzeugte Cerenkov-Licht scharf auf eine schnell geschaltete CCD⁷ ab.

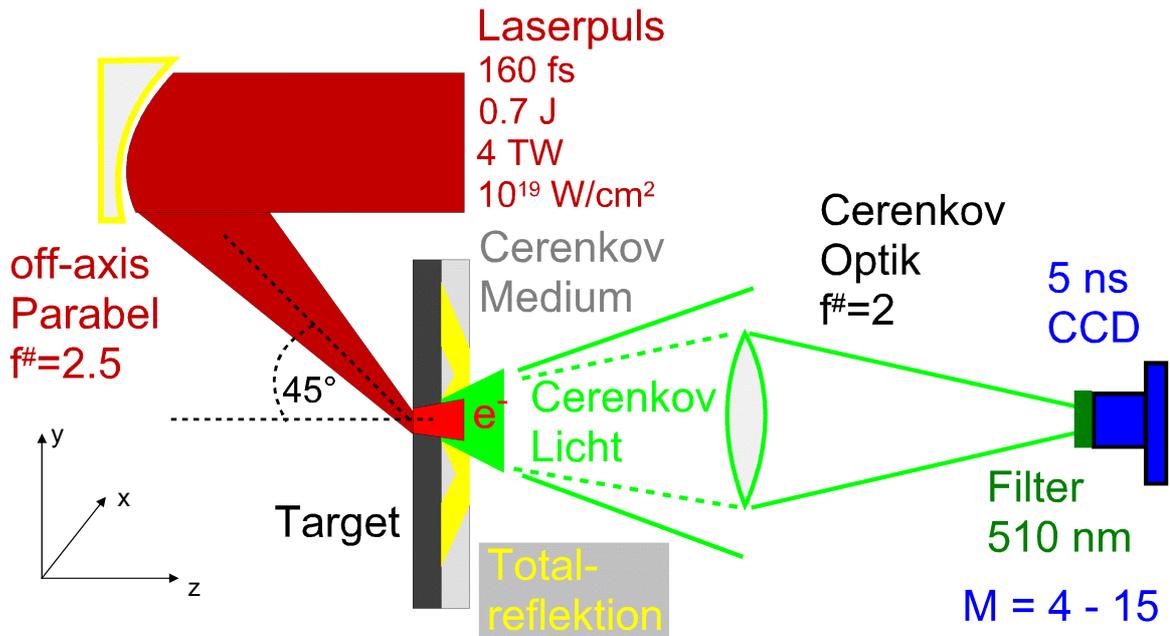


Abbildung 3.6: Experimenteller Aufbau zur Messung der Cerenkov-Lichtverteilungen. Ein ATLAS-10 Laserpuls wird unter einem 45° -Grad Winkel auf dünne Targets ($2\text{-}200 \mu\text{m}$) fokussiert. Auf der Targetrückseite wird das Cerenkov-Medium aufgeklebt ($10\text{-}100 \mu\text{m}$), welches das charakteristische sichtbare Licht abstrahlt. Ein $f2$ -Achromat bildet die Elektronen-Strukturen mit der Vergrößerung M auf eine schnell geschaltete CCD ab (mit geeigneten Filtern). Die optische Abbildung legt den Winkelbereich des Cerenkov-Strahlungskegels und somit den Energiebereich der relativistischen Elektronen fest (s.Kap. 3.1.1).

Mit einer Brennweite von 100 mm können optische Vergrößerungen M zwischen 4 und 15 eingestellt werden (s.A.2, S.128 f.), die mit der Apertur D den maximalen Cerenkov-Winkel festlegt

$$\tan \theta_C = \frac{D}{2 \cdot f \cdot \left(1 + \frac{1}{M}\right)} \quad (3.19)$$

Geeignete Filter (s.A.2, Abb.A.11, S.131) schränken den detektierten Wellenlängenbereich im sichtbaren Spektrum ein, um störendes Laserlicht und dessen Frequenzvielfache zu blockieren. Die Transmission aller optischen Komponenten in Abhängigkeit von der Wellenlänge, muß deswegen in der Berechnung der Elektronen-Anzahl aus der Zahl der gemessenen Cerenkov-Photonen berücksichtigt werden. Die mit 5 ns geschaltete CCD der Firma LaVision⁸ mit $38 \mu\text{m}$ Pixel-Größe gewährleistet die ausschließliche Detektion des Cerenkov-Lichts mit einer Auflösung von

⁶alle Experimente wurden nur im Einzelschuß-Betrieb durchgeführt

⁷14 bit Kamera, FlameStar 2F von LaVision (siehe Anhang)

⁸mit Hilfe eines schnellen Trigger-Signals wird die effektive Belichtungszeit bezüglich zum Laserpuls auf dem Target auf 1-2 ns reduziert.

typischerweise $4\mu\text{m}$ bei 10-facher optischer Vergrößerung. Die Cerenkov-Photonen lösen in der Photokathode der Kamera Elektronen aus, die verstärkt über einstellbare Spannungen wiederum in einem Szintillator Photonen erzeugen und schließlich vom CCD-Chip gemessen werden. Aus den angezeigten Counts läßt sich nun das Signal als Anzahl an detektierten Cerenkov-Photonen berechnen (s.A.2, S.129 ff.).

Der Nachweis, daß tatsächlich Cerenkov-Licht beobachtet wird, erfolgt über die Messung der lineare Proportionalität mit der Dicke des Cerenkov-Mediums und über das charakteristische Spektrum. Der Reihe nach wird der Einfluß des Cerenkov-Mediums auf die Größenverhältnisse der Elektronenströme untersucht, wenn diese im Vorplasma beschleunigt werden und Targetfolien mit bis $200\mu\text{m}$ durchdringen. Bei Verwendung von Aluminium, Kupfer und Polypropylen als Targetfolien werden die Unterschiede bei Änderung des ASE-Vorpulses deutlich, die wiederum Rückschlüsse auf das Vorplasma erlauben.

3.2.1 für Cerenkov-Verteilungen

Die örtlichen Verteilungen des Cerenkov-Lichts wurden mit verschiedenen Target-Materialien gemessen, wobei im wesentlichen die Unterschiede zwischen dem elektrisch leitfähigen Aluminium und dem Isolatormaterial Polypropylen deutlich werden, welches im Vergleich zu dem Metall eine 3-fach geringere Dichte aufweist. Die geringere Dichte ermöglicht den Nachweis filamentierter Elektronenströme auch bei Dicken bis $100\mu\text{m}$, während beim Aluminium diese nur bis $10\mu\text{m}$ auftreten. Bei größeren Dicken erscheinen bei maximaler Laserintensität immer zwei Lichtspots, die mittels folgender Gauß-Funktion gefittet werden können:

$$f(x) = a_0 + a_1 \cdot e^{-\frac{(x-d_1)^2}{2 \cdot w_1^2}} + a_2 \cdot e^{-\frac{(x-d_2)^2}{2 \cdot w_2^2}} + a_3 \cdot e^{-\frac{(x-d_3)^2}{2 \cdot w_3^2}} \quad (3.20)$$

Zur weiteren Auswertung wird durch das Lichtmaximum eines einzelnen Bildes ein horizontaler und ein vertikaler Schnitt gelegt. Summiert man das Signal entlang der vertikalen Achse, erhält man die Gesamtzahl der Cerenkov-Photonen⁹ und damit die gemessene Zahl der Elektronen im entsprechenden Energiebereich um die 200 keV.

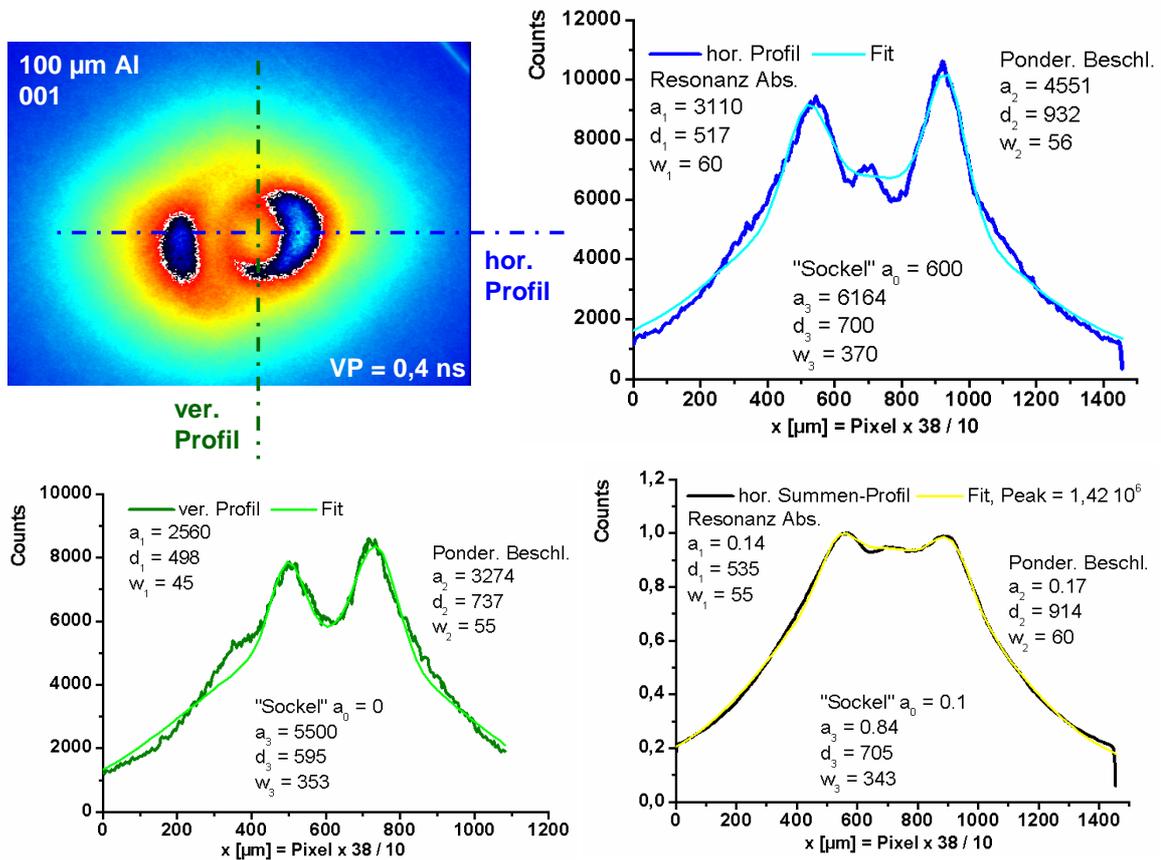


Abbildung 3.7: Links oben: typisches Falschfarben-Bild (2-Farbeneinstellung) der CCD bei einer optischen Vergrößerung $M = 10$. Target: $100\mu\text{m}$ Aluminium mit $50\mu\text{m}$ Tesa als Cerenkov-Medium, bei minimalem Vorpuls und maximaler Laser-Intensität $> 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$. Rechts oben: Gauß-Fit durch den horizontalen Schnitt, vertikalen Schnitt (l.u.) und durch das horizontale Summen-Profil (r.u.).

Mit dem Index 1 wird der linke Peak, mit 2 der rechte und mit 3 der untere "Sockel" bezeichnet. Die horizontalen Abstände der beiden Peaks ($d_2 - d_1$) und die dazugehörigen Halbwertsbreiten

⁹jeweils Integration über die einzelnen Gauß-Verteilungen (siehe Anhang)

(w_1, w_2) sind, neben der Photonen-Zahl bzw. deren Elektronen-Zahl, weitere Merkmale, die im folgenden in Abhängigkeit von der Dicke des Cerenkov-Mediums und vom Vorpuls analysiert werden. Der erste Peak gehört zu den durch die *Resonanz-Absorption* und der zweite Peak zu den *ponderomotiv beschleunigten Elektronen* (siehe S.63). Im Fall filamentierter Verteilungen wurden nur die Größen der einzelnen Filamente und Ringstrukturen bestimmt (siehe Kapitel 3.3).

in Abhängigkeit von der Dicke des Cerenkov-Mediums

Um den Einfluß des Cerenkov-Mediums auf die Elektronenausbreitung selbst zu untersuchen, kann das typische Merkmal der linearen Abhängigkeit der Cerenkov-Licht-Emission von der Weglänge der Elektronen im transparenten Medium untersucht werden. Bei Dicken von $10\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$ von Polypropylen bzw. $50\mu\text{m}$ Tesafilms (PVC), treten bei maximaler Laserintensität des ATLAS-10 von $\simeq 2 \cdot 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ und jeweils reduziertem ASE-Vorpuls, die zwei Lichtmaxima entlang der Horizontalen in der Cerenkov-Strahlung auf. Als Targetmaterial wurde immer $100\mu\text{m}$ Aluminium verwendet.¹⁰

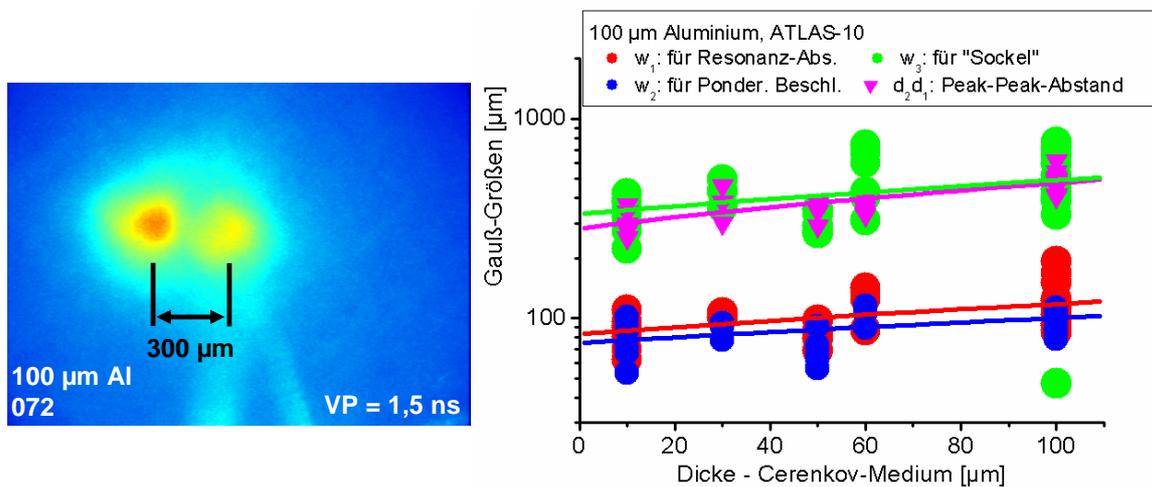


Abbildung 3.8: CCD-Bild mit optischer Vergrößerung $M = 8$ eines Targets mit $100\mu\text{m}$ Aluminium und $10\mu\text{m}$ Polypropylen als Cerenkov-Medium, bei minimalem Vorpuls und maximaler Laser-Intensität des ATLAS-10. Rechts: 4 charakteristische Fit-Größen (3 Gauß-Breiten w und Peak-Peak-Abstand d_2d_1) über der Dicke des Cerenkov-Mediums aufgetragen (vgl. Abb.3.25, S.74).

Durch die Meßpunkte für den Abstand der beiden Peaks ($d_2 - d_1$), der Breite für die Resonanz-Absorption w_1 , der ponderomotiven Beschleunigung w_2 und dem sog. "Sockel" w_3 lassen sich Geraden als Funktion von der Dicke des Cerenkov-Mediums d_{CM} fitten

$$\begin{aligned}
 w_1[\mu\text{m}] &= 84 + 0,4 \cdot d_{CM} \\
 w_2[\mu\text{m}] &= 75 + 0,3 \cdot d_{CM} \\
 w_3[\mu\text{m}] &= 333 + 1,6 \cdot d_{CM} \\
 d_2d_1[\mu\text{m}] &= 282 + 2 \cdot d_{CM}
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Anhand der kleinen Steigungen ist zu erkennen, daß die Elektronenbündel bei der Ausbreitung durch das Detektionsmedium bei geringen Dicken erst einmal kollimiert bleiben. Bei konstanter Dicke des Cerenkov-Mediums stimmen die Werte mit der Abhängigkeit von der Targetdicke überein (s.Abb.3.25, S.74).

¹⁰die Klebeschicht zwischen Targetfolie und Cerenkov-Medium beträgt nach Messung 1-5 μm

Aus der Summation des Signals entlang der Vertikalen, kann unter Berücksichtigung der Transmission der Optiken und der Signalverarbeitung der CCD (s.A.2, Abb.A.11, S.131), nun die Anzahl der gemessenen Cerenkov-Photonen als Funktion der Dicke des Cerenkov-Mediums aufgetragen werden.

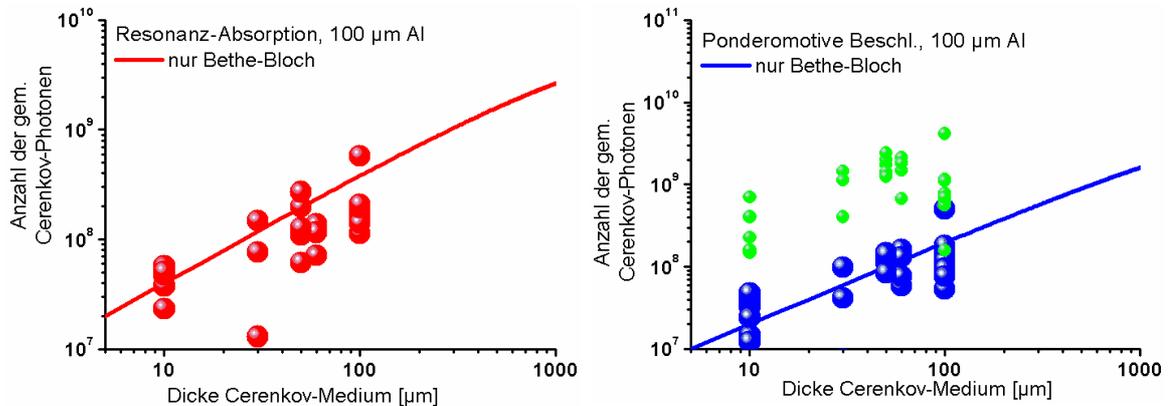


Abbildung 3.9: Links: Die Anzahl an Cerenkov-Photonen, die durch Elektronen aus der Resonanz-Absorption erzeugt werden. Rechts: für ponderomotiv beschleunigte Elektronen (blau) und aus dem breiten "Sockel" (grün). Bei beiden Graphen ist das berechnete Signal jeweils für klassisches Stoppen (rot, blau) eingetragen.

Für die beiden Beschleunigungsmechanismen, der Resonanz-Absorption (1. Peak links, Abb.3.7) und der ponderomotiven Beschleunigung (2. Peak, rechts) verläuft die Photonenzahl im Rahmen der Messgenauigkeit linear mit der Dicke des Cerenkov-Mediums¹¹. Das matlab-Simulationsprogramm (s. Kap.2.5.2) berechnet für jeden Weg durch das Target das Elektronenspektrum und integriert anschließend über den Energiebereich, der durch den Cerenkov-Effekt und der Optik festgelegt wird. Beim Passieren der Elektronen durch das Cerenkov-Medium wird über jedes Wegelement aufsummiert und gleichzeitig der Energieverlust durch Stoßionisation berücksichtigt (klassisches Stoppen mittels Bethe-Bloch-Formel, links: rote Linie, rechts: blaue Linie). Erst bei größeren Dicken im mm-Bereich, macht sich dann das Abbremsen der Elektronen als allmähliche Signalsättigung bemerkbar. Auch das Signal aus der dritten breiten Verteilung (grün) verläuft linear, ohne daß hier - vorerst - der Ursprung dieser Elektronen weiter erläutert wird.

Für die weitere Analyse wird nun davon ausgegangen, daß das dünne Cerenkov-Medium in erster Näherung keinen Einfluß auf die relativistischen Elektronenströme hat und die Elektronenzahl aus der linearen Abhängigkeit berechnet werden kann.

Bei Experimenten ohne Cerenkov-Medium und vergleichbaren CCD-Einstellungen wird die Übergangsstrahlung gemessen (s.Kap.2.6), deren Intensität in der Größenordnung des Offsets a_0 (Gl.3.20) liegt, fast gleichmäßig über den Beobachtungsbereich verteilt ist und nicht weiter analysiert wird.

¹¹die maximal Werte für jede Target-Dicke verlaufen sehr genau linear, während die Abweichungen nach unten in erster Linie von abweichenden Lasereigenschaften (Energie, Fokusposition und -größe, Pulsdauer) beeinflusst werden (s.A.3, S.134)

Messungen mit ATLAS-2

Im Unterschied zu den ATLAS-10 Experimenten können bei geringerer Laserintensität und Vorpulsenergie am ATLAS-2 weder Doppelpeak-Verteilungen noch filamentierte Ringstrukturen beobachtet werden.

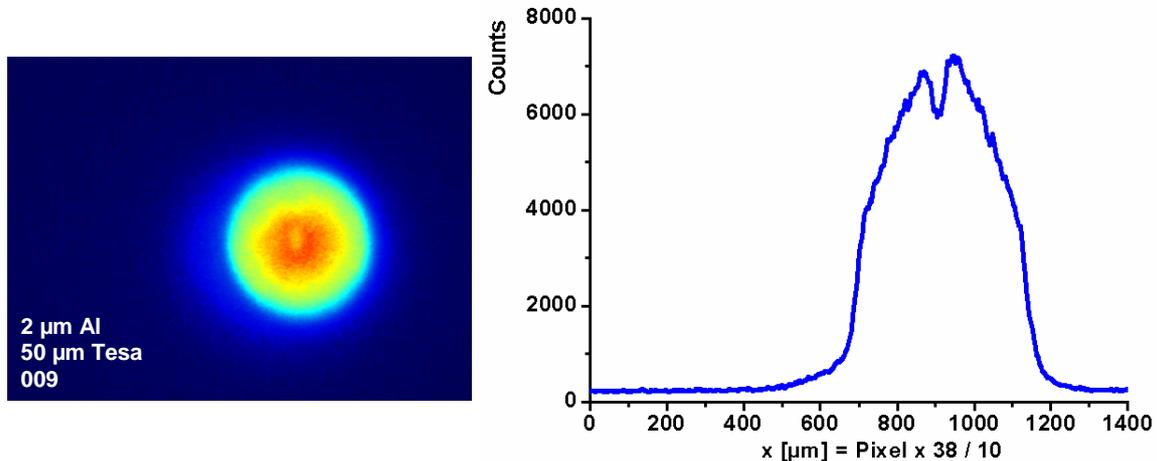


Abbildung 3.10: Target mit $2\mu\text{m}$ Aluminium und $50\mu\text{m}$ Tesa am ATLAS-2 mit maximaler Intensität von $3 \cdot 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$. Links: CCD-Aufnahme $M = 10$, rechts: horizontales Profil

Bei allen Messungen mit Aluminium-Targets ($2\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$) und unterschiedlichen ASE-Vorpuls-Einstellungen, ist ausschließlich eine einfache Gauß-Verteilung mit einer Breite von rund $400\mu\text{m}$ festzustellen. Mit einer Aluminium-Dicke von $2\mu\text{m}$ und zunehmender Dicke des Cerenkov-Mediums (10 , 30 , 40 , 50 , 75 , $100\mu\text{m}$) nimmt das Cerenkov-Signal von 10^7 auf 10^8 Photonen linear zu. Da keine weiteren Strukturen auftreten, hat das Cerenkov-Medium keinen Einfluß auf die Entstehung und damit den Nachweis filamentierter Ringstrukturen, wie sie bei den leistungsfähigeren Lasersystemen (10TW) zu beobachten sind. Eventuell durch Ionisationsprozesse verursachte Änderungen des Brechungsindex treten zumindest erst dann auf, wenn die relativistischen Elektronen bereits das Cerenkov-Medium passiert haben und das Cerenkov-Licht emittiert wurde.

Aus der Elektronen-Anzahl von 10^{10} im Energiebereich um die 200keV , die mindestens um eine Größenordnung kleiner ist als im Fall filamentierter Ringstrukturen beim ATLAS-10, kann auf den gesamten Strom geschlossen werden, der nur wenig über dem Alfvén-Limit liegt. Die deutlich kleinere Dichte bzw. Gradientenlänge des Vorplasmas (s. Abb. 2.2, S. 19) und Elektronenstromdichte reichen also nicht aus, um filamentierte Ringstrukturen (s. Abb. 3.17, S. 68) auszubilden.

Vorpuls - Vorplasma - Eigenschaften

Der ATLAS-10 ASE-Vorpuls (s.Kap.A.1, S.125) erzeugt ein ausgeprägtes Vorplasma (s.Kap.2.1.1), welches zu Abständen zwischen den Maximas in den Cerenkov-Licht-Verteilungen führt, die bei Aluminium-Targets über $300\mu\text{m}$ groß sind. Auf Grund der 45° -Geometrie muß dann der Bereich in dem die Elektronen beschleunigt werden ebenfalls in dieser Größenordnung vor der Target-Oberfläche liegen.

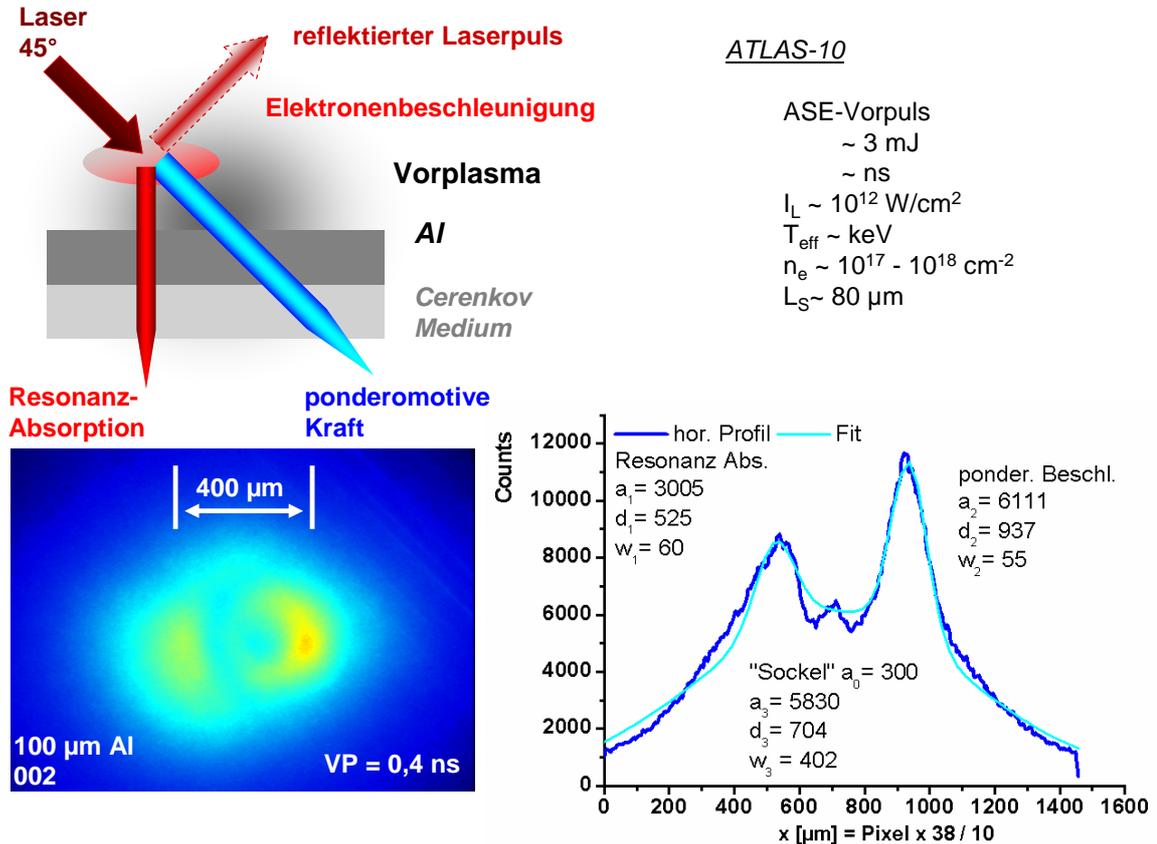


Abbildung 3.11: Geometrie der beschleunigten Elektronenströme im Vorplasma und die sich ergebenden Elektronenverteilungen für Resonanz-Absorption und ponderomotiv beschleunigte Elektronen in Laserrichtung. Unten: CCD-Falschfarbenaufnahme eines $100\mu\text{m}$ Aluminium Targets mit $50\mu\text{m}$ Tesa als Cerenkov-Medium bei einer optischen Vergrößerung von $M = 10$ und dem dazugehörigen, gefitteten horizontalen Profil.

Solange die kritische Dichte in der Nähe der Target-Oberfläche (einige $10\mu\text{m}$) bleibt, ist diese nur geringfügig sphärisch gekrümmt und der Laserpuls wird unter dem Einfallswinkel reflektiert. Daraus werden Elektronen mit der *Resonanz-Absorption* (s.Kap.2.2.1) entlang des Dichtegradienten beschleunigt, die dann schließlich senkrecht zur Target-Rückseite austreten. In Laserrichtung erzeugen die *ponderomotiv* beschleunigten Elektronen (s.Kap.2.2.2) ein weiteres Cerenkov-Lichtmaximum, das mit zunehmendem ASE-Vorpuls dominieren kann und eine offene Ringstruktur aufweist. Bei einem $100\mu\text{m}$ Aluminium-Target nehmen mit der Vorpuls-Dauer die Breiten der beiden Peaks von $60\mu\text{m}$ auf $80\mu\text{m}$ zu (s.Abb.3.12), während der Abstand zwischen den beiden Elektronenströmen konstant bleibt.

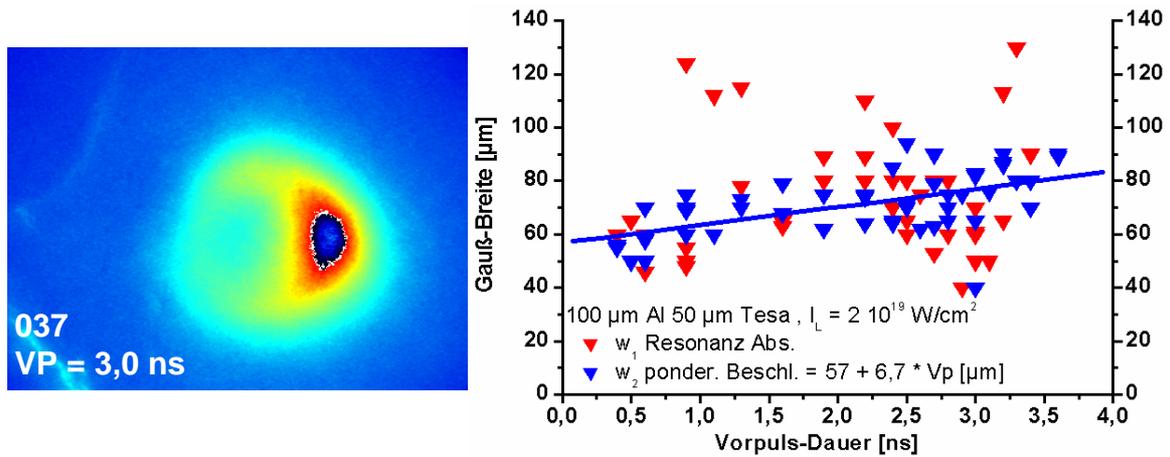


Abbildung 3.12: Links: CCD-Aufnahme (2-Farbeneinstellung) des Cerenkov-Lichts ($M = 10$) nach einem $100 \mu\text{m}$ Aluminium-Target und $50 \mu\text{m}$ Tesafilm als Cerenkov-Medium mit ATLAS-10 bei maximaler Intensität und langem ASE-Vorpuls von 3 ns (bei ausgeprägten, sphärischen Vorplasma kann die Resonanz-Absorption unterdrückt sein). Rechts: als Funktion des ASE-Vorpulses aufgetragen die Gauß-Breite für Resonanz-Absorption (w_1 rot) und für ponderativ beschleunigte Elektronen (w_2 blau).

Im Vergleich dazu tritt ein Maximum für die Resonanz-Absorption mit $100 \mu\text{m}$ Polypropylen nicht auf (weitere Beispiele S.135 ff., s.Abb.A.18).

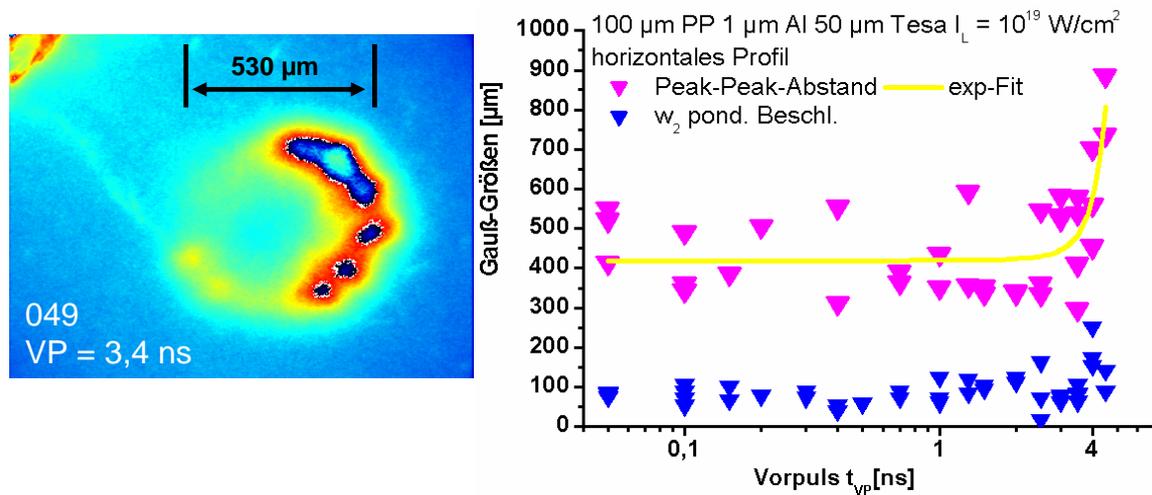


Abbildung 3.13: Links: bei $100 \mu\text{m}$ Polypropylen ($M = 10$) halb offene Ringstruktur für ponderativ beschleunigte Elektronen, mit Resten filamentierter Elektronenströme. Rechts: Gauß-Breite w für Ringdicke des horizontalen Profils (blau), Peak zu Peak-Abstand $d_2 d_1$ (magenta) als Funktion der ASE-Vorpuls-Dauer t_{VP} mit Fit einer Exponentialfunktion (gelb).

Der Ringdurchmesser nimmt mit zunehmendem ASE-Vorpuls t_{VP} von ca. $400 \mu\text{m}$ auf über $800 \mu\text{m}$ exponentiell zu und für die Fit-Funktion erhält man:

$$d_2 d_1 [\mu\text{m}] (t_{VP} [\text{ns}]) = 420 + 46 \cdot e^{\frac{t_{VP} - 3,3}{0,55}} \quad \text{für } 100 \mu\text{m PP-Target.} \quad (3.22)$$

Die Dicke des Rings (beim horizontalen Profil vor allem rechte Seite) entspricht dem Durchmesser eines einzelnen Stromfilaments, welches nach dem Abbremsen über die Target-Dicke von den kleiner strukturierten Filamenten (s.Abb.3.26, S.75) übrig geblieben ist. Dieser Durchmesser bleibt im Bereich $100 \mu\text{m}$ bis $150 \mu\text{m}$. Bei den entsprechenden Elektronentemperaturen ist

also das CH-Plasma wegen der geringeren Ionenmasse deutlich stärker ausgedehnt. Da für die Resonanz-Absorption kein Elektronenstrom auftaucht, kann darauf zurückgeschlossen werden, daß die kritische Dichte sich bereits sphärisch weiter vor der Target-Oberfläche entfernt hat. Mit kleinerem Einfallswinkel zur Senkrechten auf die Ausbreitungsrichtung der kritischen Dichte (=Dichtegradient) nimmt die Wirkung für die resonante Beschleunigung ab und die Elektronen werden hauptsächlich über das ponderomotive Potential beschleunigt.

Für $100\mu\text{m}$ Kupfer ist wieder der Peak für die Resonanz-Absorption beobachtbar, im Gegensatz zu Aluminium ist dieser nicht so deutlich vom ponderomotiven Peak getrennt. Die ponderomotiv beschleunigten Elektronen bilden einen geschlossenen Ring mit $240\mu\text{m}$ Durchmesser von dessen linker Seite der Resonanz-Peak $100\mu\text{m}$ entfernt ist.

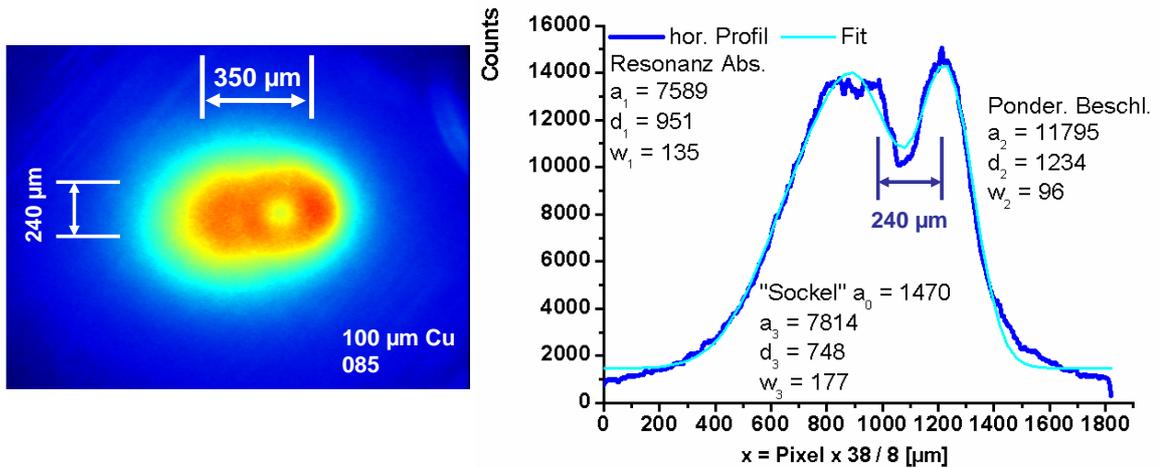


Abbildung 3.14: Target: $100\mu\text{m}$ Cu. Links: CCD-Aufnahme mit $M=8$. Rechts: horizontales Profil (blau) durch das Maximum, bzw. Mitte des Rings (hellblau, Fit der 3fach-Gaußfkt.).

Die Peak-Breiten und Abstände bleiben mit zunehmendem ASE-Vorpuls entlang der Horizontalen näherungsweise konstant.

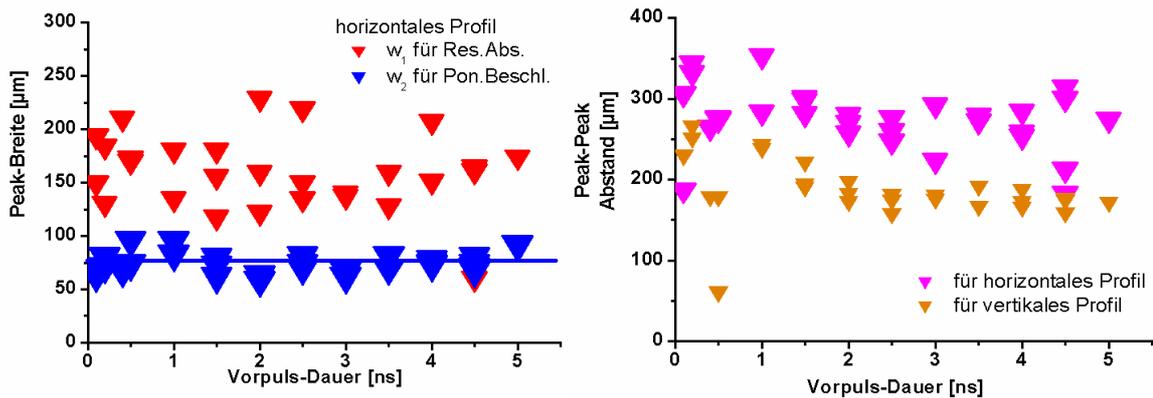


Abbildung 3.15: Target: $100\mu\text{m}$ Cu. Gauß-Breite für Resonanz-Abs. (rot) und für ponderomotiv beschleunigte Elektronen (blau), Peak zu Peak-Abstand (magenta) beim horizontalen Profil als Funktion des ASE-Vorpulses. Peak-Peak-Abstand entlang der Vertikalen (orange) durch die Mitte des Rings.

Für das vertikale Profil durch die Ring-Mitte, wird der Durchmesser bei einer ASE-Vorpuls-Dauer von $0,5\text{ ns}$ bis 3 ns um $50\mu\text{m}$ kleiner und bleibt dann erst konstant bei knapp $200\mu\text{m}$. Das Vorplasma aus massereicheren Kupfer-Ionen wird mit längerem Vorpuls nicht weiter ausgedehnt,

im Gegenteil führt ein Aufsteilen des Dichte-Gradienten eher zu kleineren Längen (s.Abb.2.2, S.19).

3.2.2 für Cerenkov-Spektren

Beim optischen Aufbau (s.Abb.3.6, S.57) wird der f2-Achromat (BK7)¹² mit einer Vergrößerung von $M = 4 - 5$ durch ein Teleskop aus zwei zylindrischen Linsen ($f_1 = 300$ mm, $f_2 = 50$ mm) ergänzt. Dadurch wird das Cerenkov-Licht horizontal kollimiert auf den Spalt eines Gitterspektrographen abgebildet. Zur Messung der spektralen Verteilung aus dem Spektrographen wird wieder die FlameStar-CCD verwendet¹³. Durch die Kollimation entlang der y-Achse bleibt die örtliche Auflösung (entlang der x-Achse) teilweise erhalten:

$$F(x, y) = a_0 + 2 \cdot a_1 \cdot e^{-\frac{x^2}{2 \cdot w^2}} \int_0^\infty e^{-\frac{y^2}{2 \cdot w^2}} dy \quad ,$$

$$F(x) = a_0 + a_1 \cdot w \sqrt{2\pi} \cdot e^{-\frac{x^2}{2 \cdot w^2}} \quad . \quad (3.23)$$

Diese Licht-Verteilung entspricht der Summation entlang der Vertikalen (s.Abb.3.7 r.u., S.59) und muß nun mit der spektralen Verteilung (Gl.3.18) gefaltet werden. Unter Berücksichtigung der Transmissionseigenschaften der verwendeten Optiken bzw. des Cerenkov-Mediums (s.Abb.A.11, S.131) kann ein normiertes Cerenkov-Spektrum berechnet und mit der Messung verglichen werden.

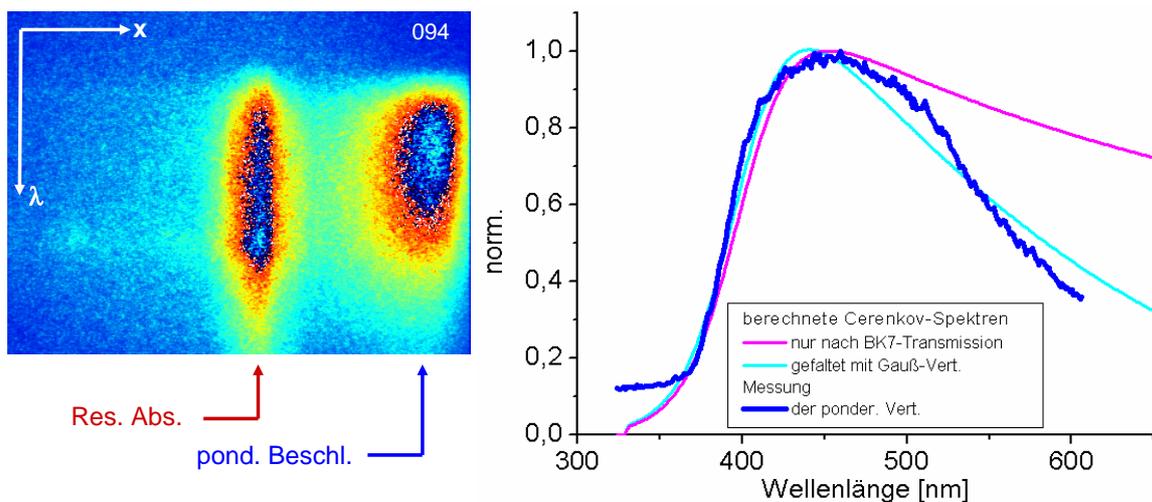


Abbildung 3.16: Links: CCD-Falschfarben-Aufnahme des Cerenkov-Spektrums nach $100\mu\text{m}$ Aluminium und $50\mu\text{m}$ Tesafilm als Cerenkov-Medium. Über ein zusätzliches Teleskop wird das Cerenkov-Licht auf den horizontalen Spalt des Spektrographen abgebildet, so daß die Ortsauflösung teilweise erhalten bleibt (entspricht Abb.3.7 r.u.). Rechts: Cerenkov-Spektrum (blau) aus vertikalem Profil durch den rechten Peak (in Laserrichtung ponderomotiv beschleunigte Elektronen), berechnete Graphen nach Transmission durch BK7-Optiken (magenta) und nach zusätzlicher Abbildung auf horizontalen Spalt (hellblau).

Sowohl für die beschleunigten Elektronen aus der Resonanz-Absorption, als auch durch das ponderomotive Potential sind die Maxima in der horizontalen (x -Achse) Cerenkov-Lichtverteilung zu beobachten. Die jeweiligen vertikalen Profile durch die Maxima liefern die typische spektrale Abhängigkeit $\propto 1/\lambda_C$ mit der Wellenlänge des Cerenkov-Lichts.

¹²verbesserte Messungen mit UV-Optiken konnten leider nicht mehr durchgeführt werden

¹³Eichung s.A.2, S.133

3.3 Filamentierung der Elektronenströme

Mit dünnen Targetfolien ($< 10\mu\text{m}$ Al) sind bei unterschiedlichen Laserintensitäten (Spitzenleistung bleibt konstant bei 10 TW) und ASE-Vorpulseinstellungen ausschließlich filamentierte Ringstrukturen bei den Elektronenströmen zu beobachten. Deren Größenverhältnisse werden im Folgenden analysiert und die Anzahl der gemessenen Elektronen bestimmt. Daraus läßt sich auf die Stromstärke I_G , Stromdichte j und Teilchendichten n_{REB} schließen.

Zuerst wird wieder der Einfluß des ASE-Vorpulses untersucht, dann die Bildung der Filamente in Abhängigkeit von der Targetposition entlang der Laserrichtung und damit von der Laserintensität (Fokusbildung skaliert mit der Strahltaile, s. Abb. A.5, S.124). Schließlich kann über der Targetdicke (Aluminium) die Anzahl der gemessenen Elektronen bzw. der Elektronenstrom aufgetragen werden. Daran sind erste Hinweise auf das *Anomale Stoppen* zu erkennen, die später mit einem einfachen theoretischen Modell (s. Kap. 3.4) und dessen numerische Lösungen verglichen werden. Als Cerenkov-Medium wurde in erster Linie $50\mu\text{m}$ Tesafilm eingesetzt.

3.3.1 Filamentierung der Elektronenströme im Vorplasma

Unter Verwendung einer $5\mu\text{m}$ Aluminium-Folie als Targetmaterial gelang eine große Anzahl an Messungen, bei denen zum einen der ASE-Vorpuls des ATLAS-10¹⁴ eingestellt und zum anderen die Targetposition um $100\mu\text{m}$ vor und hinter dem Fokus verstellt wurde. Die Experimente bei anderen Target-Dicken und Materialien konzentrierten sich auf die Fokus-Position mit maximaler Laserintensität von $2 \cdot 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ und reduziertem Vorpuls, der eine bessere Auflösung der Filamente ermöglicht. Für die einzelnen CCD-Aufnahmen kann ein horizontaler und vertikaler Schnitt durch die Ringmitte gelegt werden. Daraus erhält man zwei Werte für den Durchmesser je Ring und 4 Werte an Filamentdurchmessern, über die gemittelt werden kann. Zusätzlich lassen sich auch die Verhältnisse der Rindurchmesser (ausßen/innen) bzw. der Größenverhältnisse von Ringen zu den Filamenten (D/w) angeben. Multipliziert man das Größenverhältnis D/w mit π erhält man schließlich die Anzahl der Filamente je Ring.

¹⁴in bis zu 0,2 ns kleinen Schritten über den gesamten Delay-Bereich von 0 bis 5 ns

in Abhängigkeit vom ASE-Vorpuls des ATLAS-10

Bei reduziertem ASE-Vorpuls sind die filamentierten Strukturen zweier konzentrischer Ringe und eines mittleren Filamentpeaks am deutlichsten voneinander getrennt. Mit zunehmender Vorpulslänge breitet sich das Aluminium-Vorplasma weiter aus (s.S.81), die filamentierten Elektronenströme haben einen weiteren Weg durch das Hintergrundplasma zurück zulegen und "verschmieren" zu größeren und undeutlicheren Verteilungen.

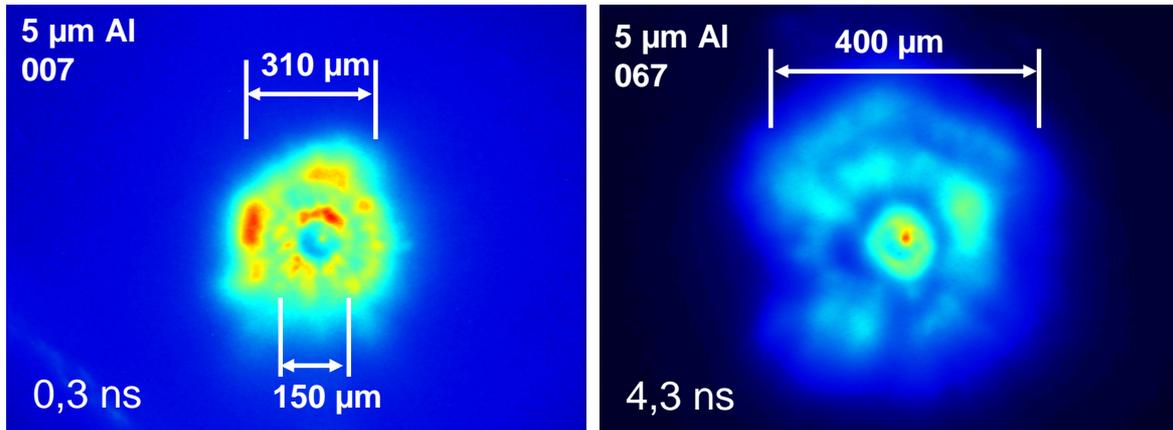


Abbildung 3.17: Target mit $5\mu\text{m}$ Aluminium und $50\mu\text{m}$ Tesa bei maximaler Laser-Intensität $\approx 2 \cdot 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ mit ATLAS-10 und ASE-Vorpuls-Dauern von 0,3 ns und 4,3 ns. Optische Vergrößerung $M = 10$ bei einer Auflösung von $4\mu\text{m}$.

Die Durchmesser der inneren Ringe schwanken von Schuß zu Schuß zwischen $110\mu\text{m}$ und $200\mu\text{m}$, bleiben aber im Mittel über die Vorpulsdauer konstant. Der Durchmesser des äußeren Rings nimmt tendenziell von $200\mu\text{m} - 300\mu\text{m}$ auf $350\mu\text{m} - 400\mu\text{m}$ zu. Entsprechend steigert sich das Durchmesser-Verhältnis der Ringe von 2 auf 3. Die subjektiv zu erkennende "Verschmierung" der Filamente bei längeren ASE-Vorpulsen, kann auch durch Abnahme des Verhältnisses der Ringdurchmesser zu den dazugehörigen Filamentdurchmesser von durchschnittlich 5 auf 3 bestätigt werden. Dementsprechend wird die Anzahl der Filamente von $\pi \cdot 5 \approx 15$ auf ca. 10 weniger. Darin enthalten sind die Filamentdurchmesser des äußeren Rings von rund $60\mu\text{m}$ bei minimalem Vorpuls und $40\mu\text{m}$ für die auf dem inneren Ring. Deren Durchmesser-Verhältnis bleibt aber mit dem Vorpuls konstant bei rund 1,5.

Die "Verschmierung" mit zunehmenden Vorpuls zeigt sich auch bei den Amplituden der Filamente. Analog zu den Durchmessern nimmt auch deren Größen-Verhältnisse (aussen/innen) von 4 auf 2 ab. Bei den meisten Messungen, tritt im Zentrum ein zentraler Peak mit Durchmesser zwischen $15\mu\text{m}$ und $80\mu\text{m}$ auf, der außerhalb der Fokusposition dominieren kann (s.Abb.3.19, S.70). Bei minimalem ASE-Vorpuls streuen die Amplituden des zentralen Peaks am meisten und die Größe pendelt sich mit zunehmender Vorpulsdauer im Vergleich zu den äußeren Filamenten auf deren halbe Größe ein.

in Abhängigkeit von der Target-Position mit ATLAS-10

Durch Verschieben des Targets entlang der Laserrichtung (z-Achse) kann der Fokusbereich vergrößert und damit die Laserintensität verringert werden. Der Laserpuls trifft dann entweder mit konvergentem (Target vor der Fokusposition, näher zur Parabel = negative z-Position) oder mit divergentem Lichtbündel in das Vorplasma (hinter der Fokusposition, weg von der Parabel = positive z-Position, s. Abb. A.5, S.124).

Außerhalb der optimalen Fokusposition werden beide Ringdurchmesser tendenziell kleiner, wobei diese im Bereich der Rayleigh-Länge vor oder hinter dem Fokus maximal sind, der innere Ring mit knapp $240\mu\text{m}$ und der äußere Ring mit $350\mu\text{m}$. Das Verhältnis der Ring-Durchmesser (D_a/D_i) bleibt nahezu konstant bei 2,5.

Die Größe des mittleren Peaks w_3 beträgt zwischen $30\mu\text{m}$ und $40\mu\text{m}$ im Fokus. Im konvergenten Laserbündel nimmt die Größe auf $90\mu\text{m}$ zu und hinter dem Fokus wird dieser bis auf $20\mu\text{m}$ kleiner.

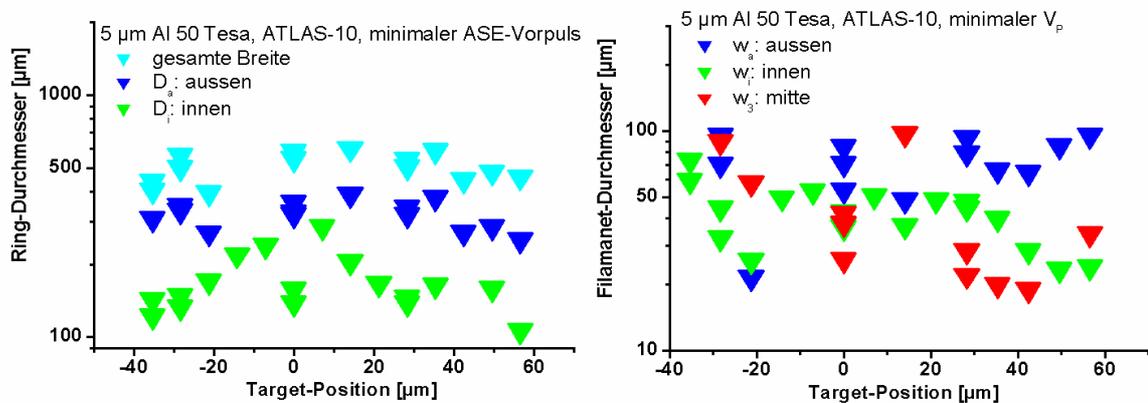


Abbildung 3.18: Links: Durchmesser des inneren (grün) und äußeren (blau) Rings. Rechts: Durchmesser der Filamente auf dem inneren und äußeren Ring, zentrale Peak-Durchmesser (rot). Target $5\mu\text{m}$ Aluminium und reduzierter Vorpuls.

Vergleichbar verhalten sich die Filamente auf dem inneren Ring und nehmen von $60\mu\text{m}$ vor dem Fokus über $40\mu\text{m}$ im Fokus und $20\mu\text{m}$ dahinter ab, während die Filamentdurchmesser auf dem äußeren Ring uneinheitlich um die $70\mu\text{m}$ schwanken. Die Durchmesser der Filamente sind dementsprechend um den Faktor 3 - 5 größer als zum jeweiligen Ringdurchmesser ($D_{i,a}/w_{i,a}$) und somit schwankt die Anzahl der Filamente um die $\pi \cdot 4 \approx 12$. Insgesamt zeigt sich die Tendenz, daß vor dem Fokus die inneren Filamente größer sind und der dazugehörige Ring kleiner wird. Hinter dem Fokus nimmt der Filamentdurchmesser dann deutlich ab.

Im Bereich der Rayleigh-Länge vor oder hinter dem Fokus dominiert außerdem die Amplitude des zentralen Filaments gegenüber den filamentierten Ringen. Für diese Target-Position bleibt die Vorpuls-Intensität näherungsweise konstant und damit ändern sich auch die Vorplasma-Eigenschaften im Vergleich zur optimalen Fokusposition kaum. Das ausgedehnte Vorplasma hat damit Einfluß auf die Selbstfokussierung über ca. 3 Rayleigh-Längen (schwache Selbstfokussierung, kurzer Kanal s. Abb. 2.2, S.19), kann aber zu einer verstärkten Beschleunigung in Laserrichtung führen.

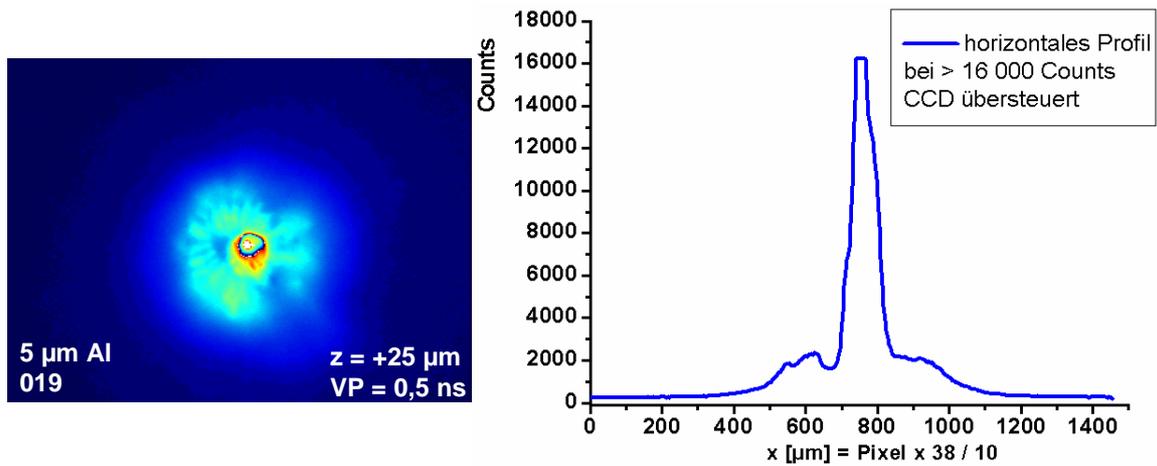


Abbildung 3.19: Target $5\mu\text{m}$ Aluminium (reduzierter Vorpuls) um eine Rayleigh-Länge aus der idealen Fokusposition heraus geschoben, von der Parabel weg in den Bereich des divergenten Laserlichtbündels. Links: CCD-Aufnahme mit dominierendem zentralem Filament ($M = 10$, weiß = gesättigtes CCD-Signal). Rechts: horizontaler Schnitt durch den Peak.

Außerdem muß der Einfluß des nicht-idealen Gauß-förmigen Laserprofils ($M^2 \approx 3$, Abb.A.5, S.124) berücksichtigt werden, der die Elektronen weniger transversal zur Ausbreitungsrichtung verdrängt (s.Abb.2.7, S.28), dafür aber stärker kollimiert.

Bei Target-Positionen größer als der Rayleigh-Länge vor bzw. hinter dem optimalen Fokus ($z=0$), gehen die deutlich strukturierten Filamente in geschlossene Ringe über.

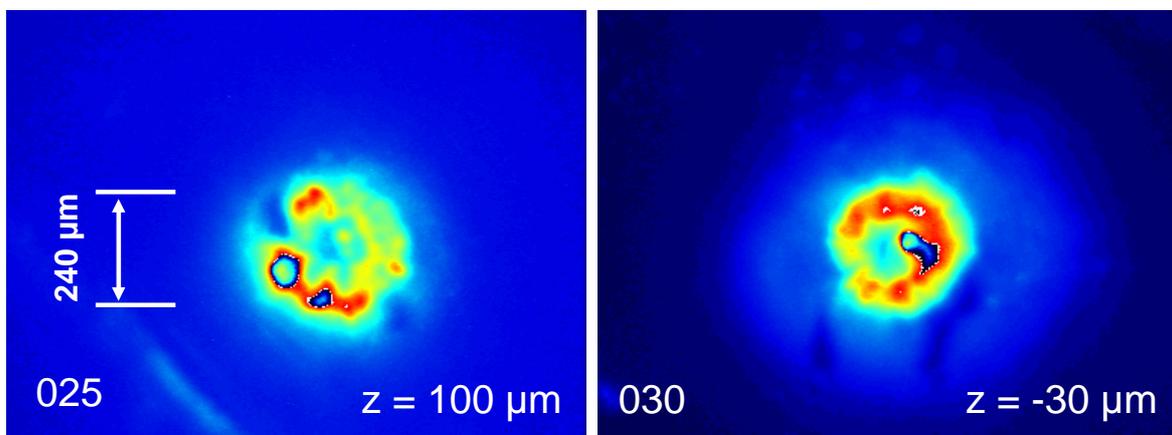


Abbildung 3.20: Target $5\mu\text{m}$ Aluminium mit reduziertem Vorpuls (ca. 1 ns) und $M = 10$. Links: $100\mu\text{m}$ hinter der Fokusposition. Rechts: $30\mu\text{m}$ vor der Fokusposition. Filamentierte Ringstrukturen gehen bei Laserintensitäten von ca. 10^{18} W/cm^2 ineinander über (verschmieren).

Die Durchmesser der Ringe werden kleiner, während die Durchmesser der Filamente dagegen größer werden, welches somit zur "Verschmierung" der Strukturen führt (s.Abb.3.18). Mit Abnahme der Laserintensität verringert sich nicht nur die effektive Temperatur der beschleunigten Elektronen, sondern auch die Verhältnisse bei den Strom- und Teilchendichten. Sind diese zusammen mit den Rückströmen klein genug, können weder Weibel-, noch Tearing-Mode Instabilität zur Filamentierung führen (siehe auch Ergebnisse mit ATLAS-2, S.62).

in Abhängigkeit von der Target-Dicke

Bei der kleinsten Targetdicke von $1\mu\text{m}$ Aluminium sind ein bzw. zwei konzentrische Ringstrukturen

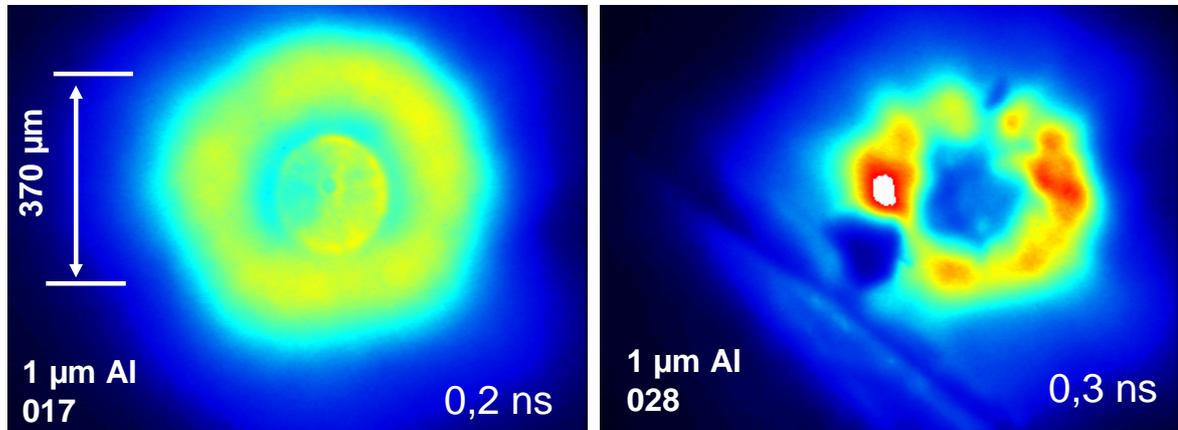


Abbildung 3.21: Target mit $1\mu\text{m}$ Aluminium und $50\mu\text{m}$ Tesafilm (Cerenkov-Medium) bei einer optischen Vergrößerung von $M = 15$. Ausserhalb des ATLAS-10 Fokus bei einer Laser-Intensität von ca. $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ und reduziertem ASE-Vorpuls. Rechts: Anzeichen für Aufbrechen in einzelne Filamente (weißer Fleck, CCD übersteuert)

zu beobachten, die nicht ganz in einzelne Filamente¹⁵ aufgebrochen sind. Bei Laserintensitäten nahe der relativistischen Schwelle von ca. $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ ist auch hier zu beobachten, daß die beschleunigten Elektronenstromdichten noch nicht ausreichen, um die im Vorplasma durch die Instabilitäten erzwungene Filamentierung zu erzeugen. Der äußere Ringdurchmesser von $370\mu\text{m}$ entspricht im wesentlichen der gesamten Breite der Elektronen-Verteilung, die bei $5\mu\text{m}$ Aluminium deutlich vor dem Fokus gemessen wurde (s. Abb.3.18, S.69).

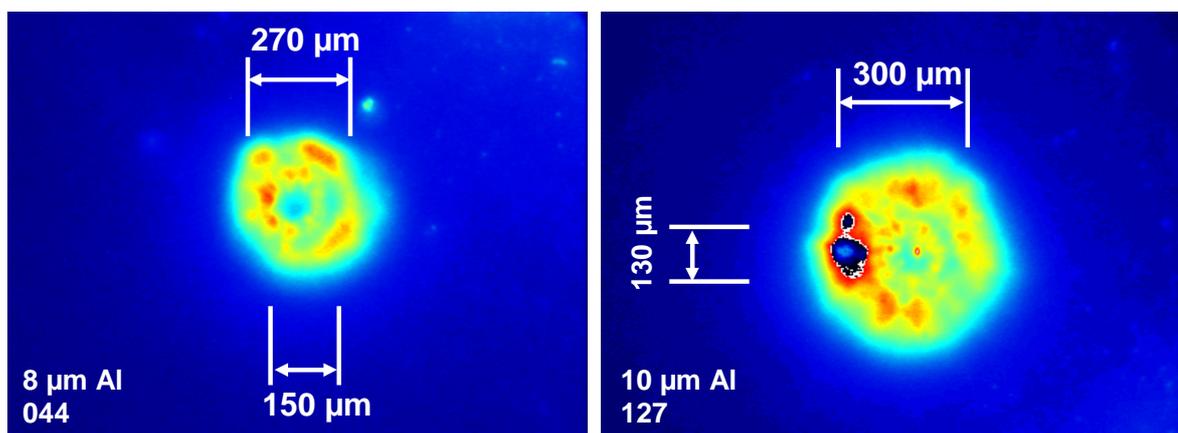


Abbildung 3.22: Target mit $8\mu\text{m}$ und $10\mu\text{m}$ Aluminium ($50\mu\text{m}$ Tesa, $M = 10$) bei maximaler Laser-Intensität von $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ und reduziertem Vorpuls.

Genauso wie bei $5\mu\text{m}$ Aluminium und reduziertem ASE-Vorpuls (s.S.67) treten filamentierte Ringe bis zu einer Aluminiumdicke von $10\mu\text{m}$ auf. Ab dieser Dicke erfolgt der Übergang in die oben beschriebene Doppel-Peak-Verteilung (s.S.59). Bis dahin ist festzustellen, daß sich die

¹⁵wegen der groben Targetoberfläche gelang es nicht genau im Fokus bei maximaler Laserintensität zu messen und wegen der Targetqualität konnten nur wenige Schüsse weit ausserhalb des Fokus gemessen werden

gesamte Lichtverteilung (magenta in Abb.3.23) zusammenzieht, die Durchmesser des äußeren Rings größer und im Gegensatz dazu, die des inneren Rings kleiner werden.

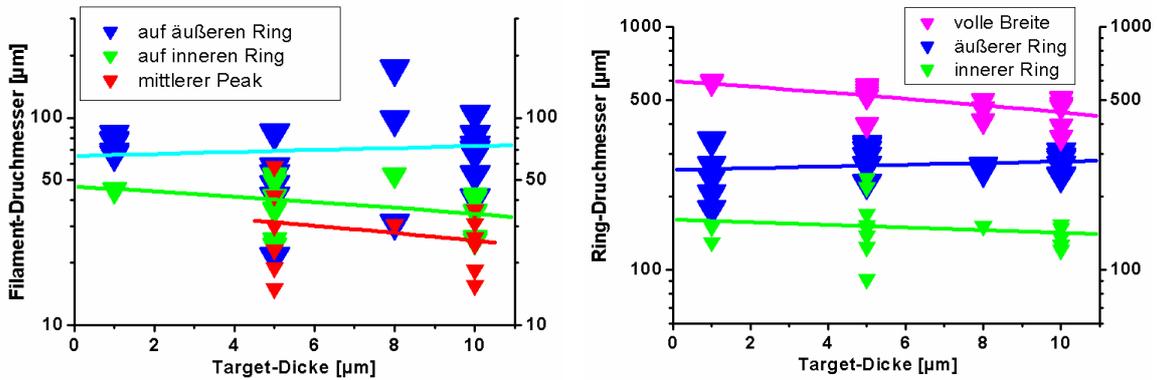


Abbildung 3.23: links: Durchmesser der Filamente, rechts: Durchmesser der Ringe in Abhängigkeit von der Aluminium-Dicke d_T bei maximaler ATLAS-10 Intensität $10^{19}W/cm^2$ und reduziertem ASE-Vorpuls.

Dem vergleichbar, verbinden sich die äusseren Filamente zu größeren Durchmesser, während die auf den inneren Ringen und der zentralen Peaks kleiner werden. Die Ergebnisse für Ring- (D) und Filament-Durchmesser (w), in Abhängigkeit von der Target-Dicke d_T , können in erster Näherung linear gefittet werden,

$$\begin{aligned} w_{a,i,3} [\mu m] &= w_0 + w_d \cdot d_T \quad , \\ D_{a,i,3} [\mu m] &= D_0 + D_d \cdot d_T \quad , \end{aligned} \quad (3.24)$$

und lassen sich wie folgt zusammenfassen:

$[\mu m]$	w_0	D_0	w_d	D_d
volle Breite		600		-15
a: aussen	65	260	1	2
i: innen	47	160	-1	-2
3: zentr. Peak	37		-1	

Diese Strukturänderungen beim Übergang der filamentierten Elektronenströme in das Festkörpermateriale mit längerem Weg durch die Hintergrundplasmadichte n_0 , lassen auf die *Koalszenz* (*Merging*) der Filamente schließen. Damit einher geht das *Anomale Stoppen*, welches sich in der Abnahme der Elektronenzahl um eine Größenordnung in Abhängigkeit von der Targetdicke bemerkbar macht (s.Kap.3.3.2).

Bei einer Aluminium-Dicke von $10\mu\text{m}$ werden sowohl filamentierte Ringstrukturen als auch die typischen Doppel-Peaks sichtbar, die dann nur noch bei größeren Dicken auftreten¹⁶.

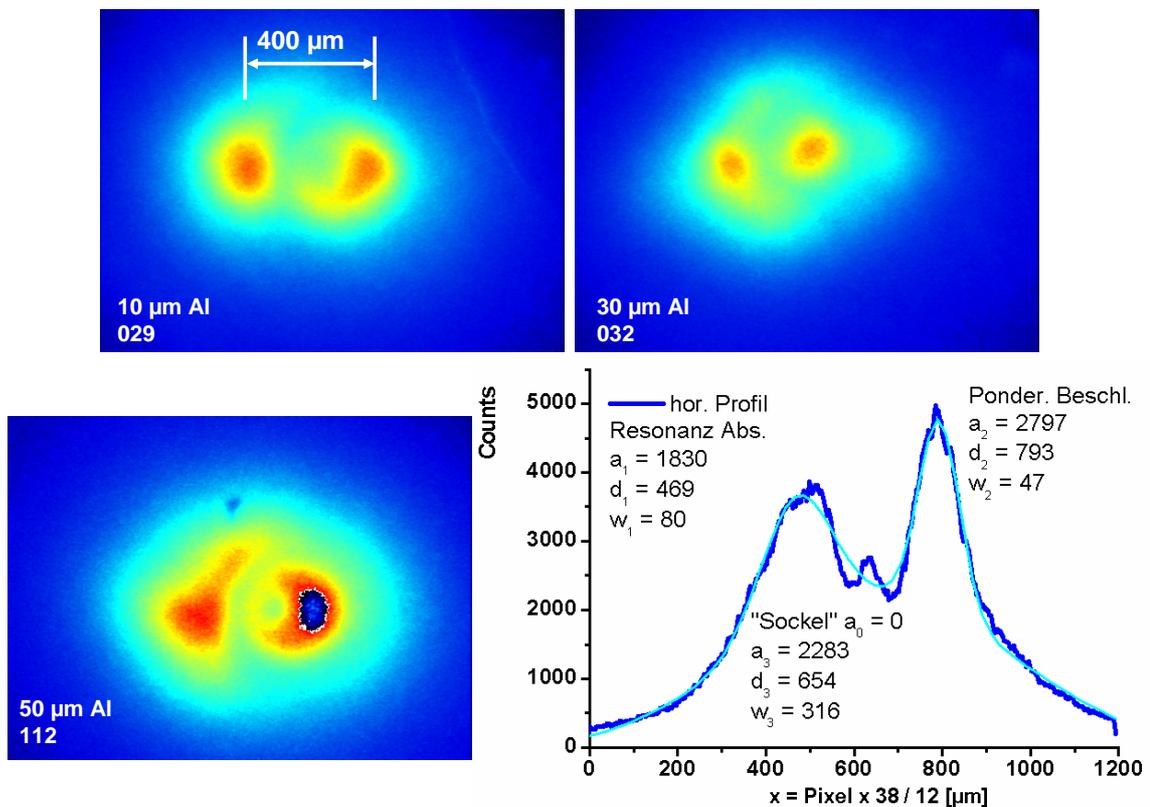


Abbildung 3.24: CCD-Bilder der doppel-Peak Strukturen für die angegebenen Aluminium-Dicken. Unten rechts: horizontales Profil (blau) durch die Aufnahme links ($50\mu\text{m}$ Al) mit Fit der 3-fach-Gaußfunktion (hellblau).

Deutlich zu erkennen (Abb.3.24) sind die Unterschiede für die Peaks der Resonanz-Absorption (links) und für die ponderativen Peaks. Die Elektronen aus der Resonanz-Absorption gehen in einen wesentlich größeren Kreis über, der teilweise auch den rechten Peak umschließt. Dieser kann gerade entgegengesetzt dazu wieder eine sichelförmige Ausprägung aufweisen.

Auf Grund des *anormalen Stoppens* ist nach Dicken von $> 10\mu\text{m}$ immer der Elektronenstrom gerade beobachtbar, der vorher höher energetisch war (s.Abb.2.12, S.38) und dann in den 200keV Bereich abgebremst wurde (s.Abb.3.35, S.85). Die Ursachen für die Ringbildung bestehen prinzipiell darin, daß der Elektronenrückstrom (siehe Simulationen Kap.2.5., Abb.2.11, S.35) die relativistischen Elektronen nach außen zu einer hohlzylindrischen Geometrie verdrängen kann. Oder daß bereits die ponderomotive Verdrängung des Gauß-förmigen Laserpulses (siehe Kap.2.2.2, Abb.2.7, S.28) im Vorplasma eine ringförmige Geometrie aufprägt. Die Asymmetrie der hier gezeigten Ringe kann dafür auch ein Indiz sein, daß gerade für den rechten Peak das Maximum am rechten Rand in Laserrichtung liegt. Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung für die beiden Beschleunigungsmechanismen (siehe Kap.2.2.3, S.29) können auch in Abhängigkeit von der Laserkanaltiefe im Vorplasma, mit zusätzlich zeitlich ansteigender Laserintensität, unterschiedlich viele Elektronen in die jeweilige Richtung beschleunigt werden.

¹⁶wäre die Filamentierung ein Effekt, der nur im Cerenkov-Medium durch Änderung des Brechungsindex über Ionisationsprozesse zustande kommen würde, müßte dies auch bei größeren Aluminium-Dicken zu beobachten sein

Die charakteristischen Größen für die Doppel-Peak-Verteilung können nun als Funktion der Target-Dicke d_T aufgetragen und näherungsweise linear gefittet werden.

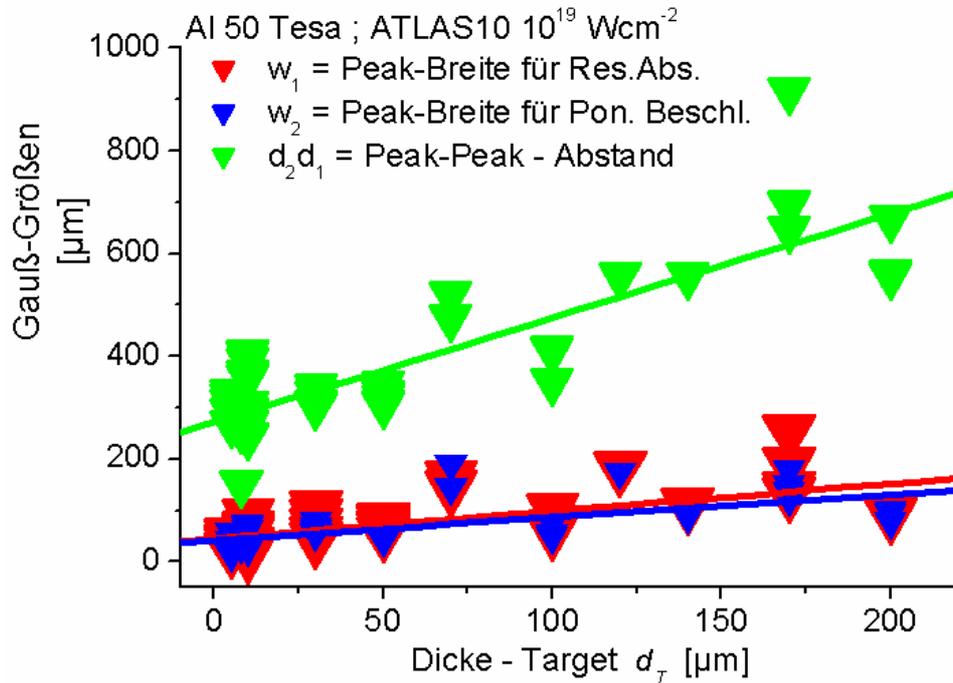


Abbildung 3.25: Peak-Breite für Resonanz-Absorption, ponderomotive Beschleunigung und der Abstand zwischen den beiden Peaks (weitere CCD-Aufnahmen siehe Anhang A.4, S.135 ff.)

Für die Größen der beiden Peak-Breiten w und deren Abstände d_2d_1 zueinander

$$\begin{aligned} w_1 [\mu m] &= 45 + 0,5 \cdot d_T \quad , \\ w_2 [\mu m] &= 42 + 0,44 \cdot d_T \quad , \\ d_2d_1 [\mu m] &= 271 + 2,0 \cdot d_T \quad , \end{aligned} \quad (3.25)$$

läßt sich der Divergenzwinkel zwischen den beiden Strömen zu $\theta_{21} = \arctan 2,0 \approx 63^\circ$ berechnen. Dieser ist deutlich größer als die experimentelle Geometrie von 45° und entspricht dem theoretischen Winkel

$$\theta = \arctan \left(\frac{p_y}{p_z} \right) = \arctan \left(\sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} \right) \quad , \quad (3.26)$$

aus der relativistischen Streuung einzelner Elektronen mit $\beta = 0,7$ und $\gamma = 1,4$.

Die Divergenzwinkel betragen für die Elektronen aus der Resonanz-Absorption $\theta_1 = \arctan 0,5/2 \approx 14^\circ$ und für die ponderomotiv beschleunigten Elektronen $\theta_2 = \arctan 0,22/2 \approx 12^\circ$.

in Abhängigkeit vom Target-Material

Bei ATLAS-10 Experimenten zeigen sich mit dem Isolatormaterial Polypropylen als Target¹⁷ ebenfalls filamentierte Ringstrukturen. Trotz minimalem ASE-Vorpuls ist das CH-Vorplasma deutlich ausgedehnter als bei Aluminium (s.Abb.3.11, S.63 bzw. Abb.2.2, S.19). Die filamentierten Elektronenströme müssen daher einen weiteren Weg durch das Hintergrundplasma zurücklegen, mit dem Ergebnis, daß die Durchmesser der Ringe und Filamente um knapp die Hälfte kleiner ausfallen als beim Aluminium.

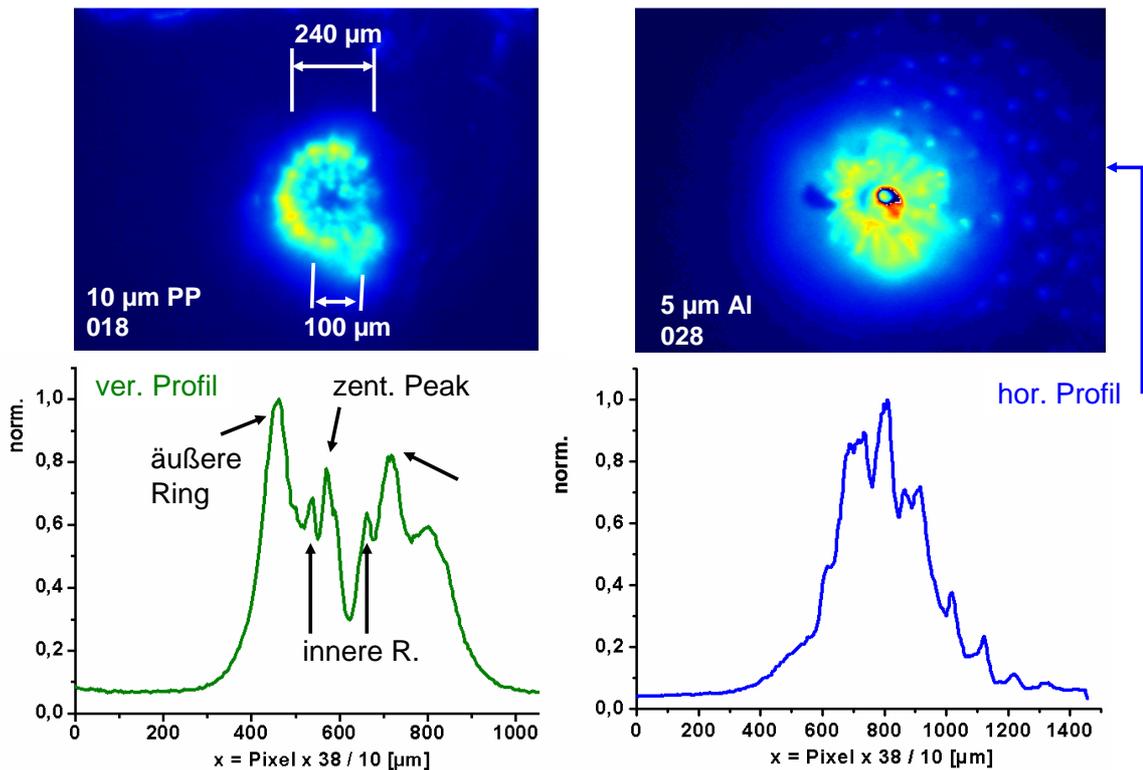


Abbildung 3.26: Target mit 10µm Polypropylen und 5µm Aluminium mit 50µm Tesa bei maximaler Laser-Intensität mit ATLAS-10 und reduziertem Vorpuls $\approx 1ns$. Unten links: Graph mit vertikalem Profil durch das CCD-Bild darüber. Unten rechts: Graph des horizontalen Profils, sogar kleinere Maxima über mehrere Ringe bis zum rechten Rand (in Laserrichtung) beobachtbar.

Dafür sind entweder die unterschiedlichen Dichteverhältnisse im Vorplasma bzw. im Festkörper verantwortlich (s.Kap.2.4, S.32), die zur Bildung kleinerer filamentierter Strukturen führen, oder es ist bereits die einsetzende Koaleszenz-Instabilität ("merging") zu beobachten. Wegen der geringeren Festkörperdichte des Polypropylen wirkt sich das *Anomale Stoppen* weniger dramatisch aus, so daß Restfilamente auch bei 100µm Dicke noch zu beobachten sind (s.Abb.3.13, S.64). Desweiteren fällt eine asymmetrische Verteilung in der Cerenkov-Lichtintensität auf. Bei der kleinen Targetdicke sind am rechten Ringrand (also in Laserrichtung unter 45°), und bei der dicken Folie gerade entgegengesetzt am linken Rand, weniger Elektronen zu beobachten. Da immer nur die 200 keV Elektronen gemessen werden können, sind zuerst die höher energetischen (ponderomotiv beschleunigten) noch nicht sichtbar, die anschließend abgebremst werden und dann mit zunehmender Targetdicke in den Messbereich gelangen. Gleichzeitig werden die vorher sichtbaren 200 keV Elektronen abgebremst und verschwinden aus dem Beobachtungsbereich.

¹⁷zwischen der Targetfolie und dem Tesafilm als Cerenkov-Medium muß zusätzlich eine 1µm Aluminiumfolie eingeklebt werden, um das Laserlicht von der Vorderseite abzuschirmen.

3.3.2 Anzahl der Elektronen und Wirkungsgrade

Die Anzahl der Elektronen N_e ist direkt proportional zur Photonenzahl N_C des Cerenkov-Lichtes (Gl.3.17). Unter Berücksichtigung der Normierung (Gl.2.50) und des Wirkungsgrades je Beschleunigungsmechanismus (Gl.2.42), kann die Gesamtzahl der Elektronen berechnet werden, die das Target durchdringen und das Cerenkov-Medium passieren. Aus der numerischen Integration (s.Kap.2.5.2, S.39 f.) über den entsprechenden Energiebereich (um die 200 keV) kann nun der Anteil der Elektronen bestimmt werden, der dann durch die Anzahl der Cerenkov-Photonen gemessen wird.

in Abhängigkeit vom ASE-Vorpuls des ATLAS-10

Bei der dünnen $5\mu\text{m}$ Aluminium Folie werden je Filament zwischen 10^{10} und 10^{11} Elektronen detektiert. Wird das gesamte CCD-Signal aufsummiert, erhält man konstant über die ASE-Vorpulsdauer verteilt rund $3 \cdot 10^{11}$ Elektronen bei maximaler Laserintensität (s.Abb.3.29, S.78). Zusammen mit der Größe w , der Elektronengeschwindigkeit $\beta \cdot c$ und der Pulsdauer (ca. 200 fs)¹⁸ kann die Dichte des relativistischen Elektronenstroms n_{REB} (s.S.31) und dessen Stromdichte j_{REB} bestimmt werden. Jedes einzelne Filament (im Energiebereich um die 200 keV, $\beta \approx 0,7$) transportiert einen Strom zwischen 5 kA und 50 kA, somit in der Nähe oder deutlich über dem Alfvén-Strom (s.S.18).

Mit dickeren Folien von $100\mu\text{m}$ gelangen dann nur noch $N_{e,2} \approx 10^{10}$ Elektronen in das Cerenkov-Medium, die durch die ponderomotive Kraft in Laserrichtung beschleunigt werden. Bei Aluminium und Kupfer ist die Elektronenzahl im "Sockel" 10-mal größer als in den beiden Peaks.

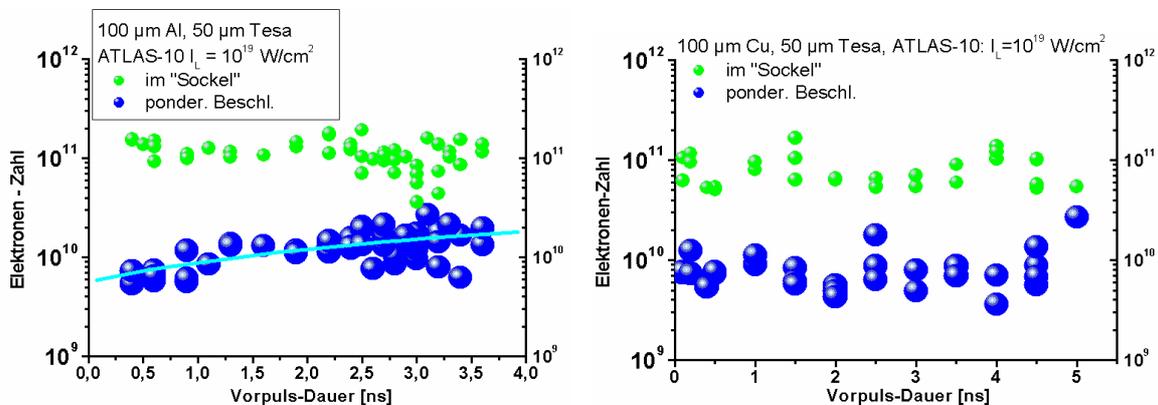


Abbildung 3.27: Elektronenzahl aus Fit und Integration der 3-fach Gauß-Funktion (Gl.3.20, S.59) als Funktion der ASE-Vorpulsdauer t_{VP} . Links: nach $100\mu\text{m}$ Aluminium-Target der ponderativ beschleunigten Elektronen (N_{e2} , blau). Rechts: nach $100\mu\text{m}$ Kupfer-Target mit ponderativ beschleunigte Elektronen (N_{e2} , blau), und die über den breiten "Sockel" (N_{e3} , grün) verteilt sind.

Bei Aluminium erfolgt der Anstieg für den ponderativen Peak nahezu linear mit

$$N_e(t_{VP}[\text{ns}]) = 5,6 \cdot 10^9 + 1,6 \cdot 10^9 \text{ns}^{-1} \cdot t_{VP} \quad (3.27)$$

Dagegen benötigen die massereicheren Kupferionen im Vorplasma mehr Vorpulsenergie, bis mit dem Aufsteilen des Dichtegradienten (s.Abb.3.15, S.65) die Zunahme ab einer ASE-Vorpulslänge von 4 ns einsetzt. Während bei beiden Metallen eine Zunahme der Elektronenzahl für die

¹⁸siehe Abb.4.6, S.97

ponderomotive Beschleunigung mit längerem ASE-Vorpuls beobachtet werden kann, nimmt deren Anzahl für $100\mu\text{m}$ Polypropylen deutlich auf 10^9 ab.

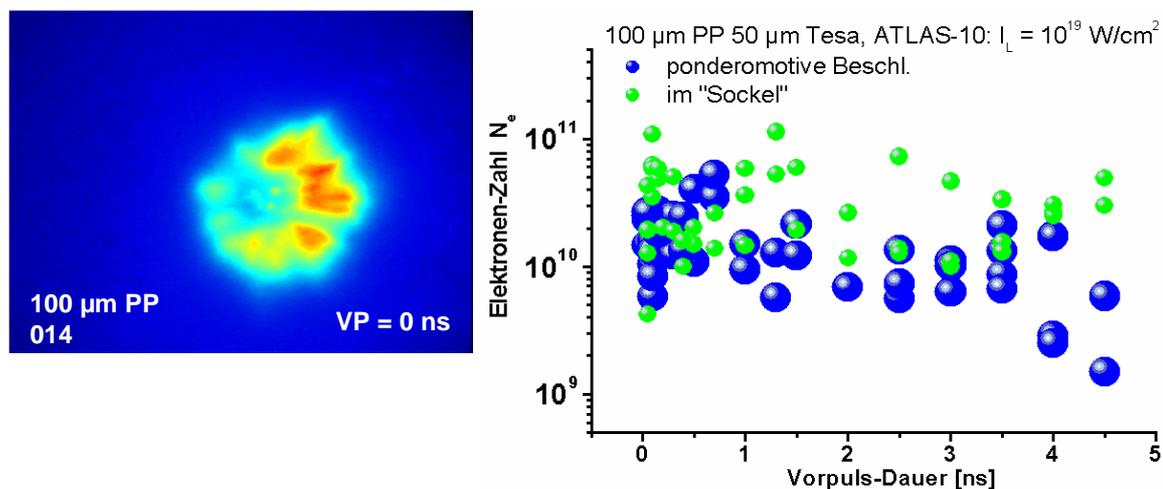


Abbildung 3.28: Links: CCD-Aufnahme mit $100\mu\text{m}$ Polypropylen-Target bei maximaler ATLAS-10 Laserintensität und minimalem Vorpuls. Rechts: die Anzahl der Elektronen in Abhängigkeit von der Dauer des ASE-Vorpulses.

Die Abnahme der Elektronenzahl bei Polypropylen geht einher mit einer exponentiellen Vergrößerung der Strukturen (s.Abb.3.13, S.64). Der leichte Anstieg bis auf knapp 1 ns läßt zuerst auf eine Zunahme des Vorplasma-Dichtegradienten ("steepening") schließen, wodurch bei größerer Hintergrundplasmadichte entweder mehr Elektronen in Laserrichtung beschleunigt werden können, oder die Elektronen einen kürzeren Weg zurücklegen müssen und dadurch weniger Energie verlieren. Anschließend können die leichteren CH-Ionen bei andauerndem ASE-Vorpuls weiter von der Targetoberfläche weg beschleunigt werden. Mit reduzierter Vorplasmadichte und größerer Ausdehnung nimmt die Zahl der detektierten Elektronen ab.

in Abhängigkeit von der Target-Position

Die Analyse der Filamentgrößen (s.Abb.3.18, S.69) bei Verringerung der Laserintensität durch Verschieben der Target-Position entlang der Laserrichtung, kann nun durch die Bestimmung der Elektronenzahl ergänzt werden. Unabhängig von der Vorpulsdauer beim ATLAS-10 mit einem $5\mu\text{m}$ Aluminium-Target ist die Anzahl der detektierten Elektronen im minimalen Fokus (maximale Laserintensität) mit $2 \cdot 10^{11}$ am kleinsten. Die über das Energiespektrum verteilte Gesamtzahl an Elektronen ist ca. um den Faktor 10 größer (s.Abb.2.13, S.40) und mit der entsprechenden Elektronentemperatur $T_{eff} \approx 0,7\text{MeV}$ entspricht dies einem Wirkungsgrad¹⁹ von $\eta_L \approx 40\%$.

¹⁹für die Resonanz-Absorption berechneter Graph (rot) mit 10%, um in den Bereich der Meßkurve zu gelangen, müßte fast 100 % veranschlagt werden !

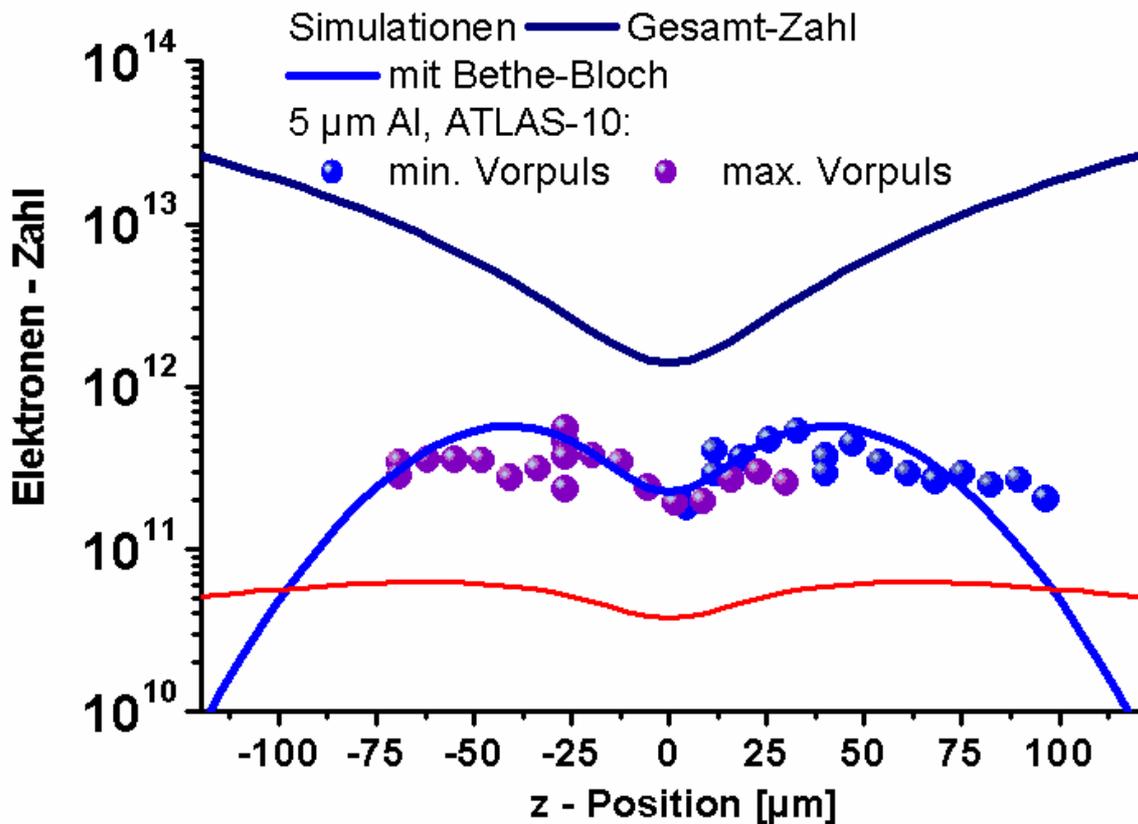


Abbildung 3.29: Gemessene (Punkte) und simulierte Elektronen-Anzahl (Linie) in Abhängigkeit von der Laserintensität, die über die Target-Position eingestellt wird (für die Resonanz-Absorption (rot) mit 10% Beschleunigungswirkungsgrad). ATLAS-10 Messung mit $5\mu\text{m}$ Aluminium-Target unter 45° . Der Wirkungsgrad für die ponderomotive Beschleunigung beträgt 40 %.

Für die numerische Simulation wird jedes Energiespektrum berechnet, welches sich bei der jeweiligen Laserintensität einstellt, die durch den Verlauf der Strahltaile (s. Abb. A.5, S.124) festgelegt wird. Bis zu einer Target-Position von bis zu $100\mu\text{m}$ vor bzw. hinter dem kleinsten Fokus, folgt die gemessene Elektronenzahl dem Skalierungsgesetz für die ponderomotive Beschleunigung (s. Kap. 2.2.2).

Für größere Abstände können Abweichungen zwischen den gemessenen und der berechneten Elektronenzahl auftreten. Zum einen ändert sich mit der Target-Position auch die Intensität des ASE-Vorpulses, die wiederum die Vorplasma-Ausdehnung beeinflusst. Zum anderen führt die leichte Selbstfokussierung im ausgedehnten Vorplasma zu einem effektiv kleineren Lichtbündel-Durchmesser bis zur kritischen Dichte. Dies kann dazu führen, daß insgesamt höher energetische und dafür weniger Elektronen beschleunigt werden. Solange die Elektronenströme filamentiert sind und noch keine Koaleszenz aufgetreten ist, welches zum Anomalen Stoppen führt, unterliegen die relativistischen Elektronen nur klassischen Verlustmechanismen (hier mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel berechnet, blau).

Die Anzahl an Elektronen nimmt für den zentralen Peak und den Filamenten auf dem inneren Ring von knapp 10^{11} auf unter 10^{10} ab, während die Zahl auf dem äußeren Ring zunimmt. Mit der Änderung der Größenverhältnisse (s. S. 69 f.) verringert sich die Elektronen-Dichte n_{REB} von 10^{18}cm^{-3} um mehr als die Hälfte auf knapp über 10^{17}cm^{-3} und die Stromdichte je Filament von 10^{10}A/cm^2 auf unter 10^9A/cm^2 . Die Stromstärke stellt sich für die detektierten Elektronen auf $100 - 200\text{kA}$ ein, so daß für alle Elektronen ein 10-fach größerer Strom im MA-Bereich bzw. größere Dichten veranschlagt werden muß.

in Abhängigkeit von der Target-Dicke

Abschließend lassen sich die Elektronenzahl, Teilchendichte, Stromdichte und Stromstärke mit zunehmender Target-Dicke auswerten.

Bei den ATLAS-10 Experimenten unter einem Einfallswinkel des Laserlichtbündels von 45° lassen sich 3 Elektronenströme identifizieren. Der anfänglich filamentierte Elektronenstrom wird im Fall der Koaleszenz ab einer Targetdicke von $10\mu\text{m}$ stark abgebremst und hinterläßt eine breite Cerenkov-Lichtverteilung ("Sockel", grün), auf der zusätzlich ein Peak für die Resonanz-Absorption (rot) und ein weiterer für die ponderomotive Beschleunigung (blau) auftauchen.

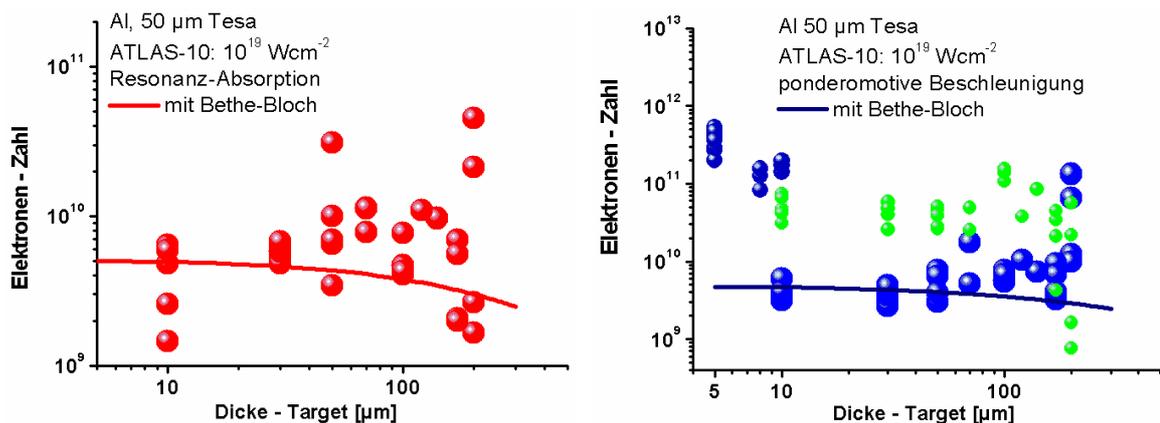


Abbildung 3.30: Anzahl der Elektronen als Funktion der Aluminium-Targetdicke. Links: Elektronenzahl aus Resonanz-Absorption, Simulationskurve nur mit klassischem Stoppen (Bethe-Bloch, rote Linie). Rechts: Elektronenzahl im Fall filamentierter Ringstrukturen (dunkelblaue Punkte) mit Übergang in "Sockel"-Verteilung (grün). Ponderomotiv beschl. Elektronen (blaue Punkte) mit Simulationskurven (dunkelblau nur Bethe-Bloch).

Beide Elektronenströme im 200 keV-Energiebereich nehmen bis zur Targetdicke von $200\mu\text{m}$ deutlich zu. Für Rechnungen unter Berücksichtigung nur des klassischen Energieverlusts (s. Kap.2.5) wäre eine geringfügige Abnahme in der Elektronenzahl zu erwarten. Das Simulationsmodell berücksichtigt die Dichteänderungen im Vorplasma nicht, da der Energieverlust wegen der geringen Plasmadichte und kurzen Weglängen nur über klassische Coulomb-Stöße praktisch zu vernachlässigen ist.

Zusätzlich zur Elektronenzahl gehen in die Teilchendichte die Größenverhältnisse (s. Abb.3.25, S.74) der Ströme mit ein. Für einzelne Filamente werden noch die Teilchendichten von über 10^{18}cm^{-3} erreicht, die dann durch das *Anomale Stoppen* nicht nur in der Anzahl verringert, sondern auch in der Verteilung verbreitert werden und dann auf unter 10^{17}cm^{-3} abnehmen.

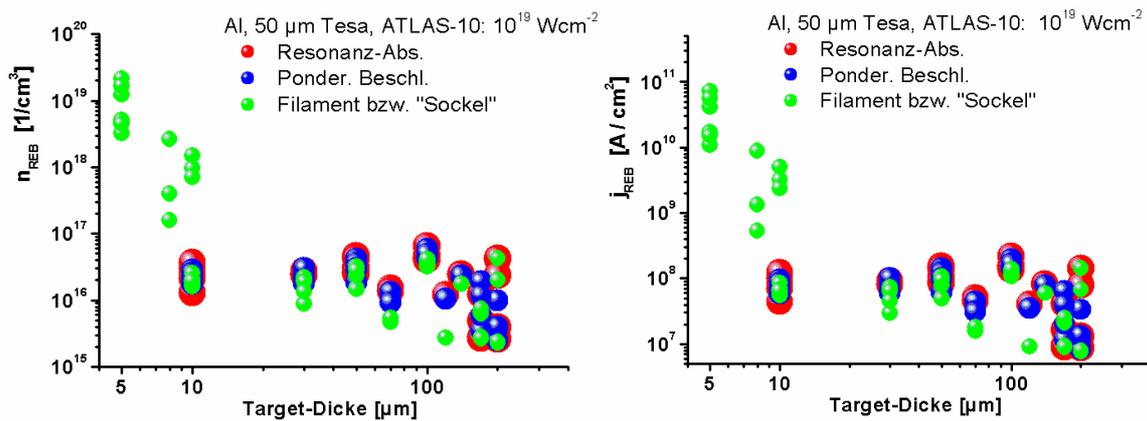


Abbildung 3.31: Links: Elektronendichte (REB: relativistic electron beam) für die 3 Ströme (bis einschließlich $10 \mu\text{m}$ filamentierte Ströme nur grün). Rechts: entsprechenden Stromdichten (nur im 200 keV-Bereich detektierte Anzahl). Bei der Target-Dicke von $10 \mu\text{m}$ sind sowohl filamentierte Strukturen, als auch die beiden Stromrichtungen zu beobachten. Deswegen der Unterschied um eine Größenordnung (grün).

Dementsprechend ist die Stromdichte der Filamente j_F über $10^9 - 10^{10} \text{ A/cm}^2$ groß, um dann schlagartig nach der Koaleszenz auf 10^8 A/cm^2 abbrechen und sich allmählich um eine weitere Größenordnung zu verringern. Die Stromstärke der gemessenen Elektronen mit $\beta \approx 0,7$ ist also zu Beginn über 100 kA groß, der Gesamtstrom transportiert mehr als 1 MA und bricht nach $200 \mu\text{m}$ bis auf das Alfven-Limit zusammen.

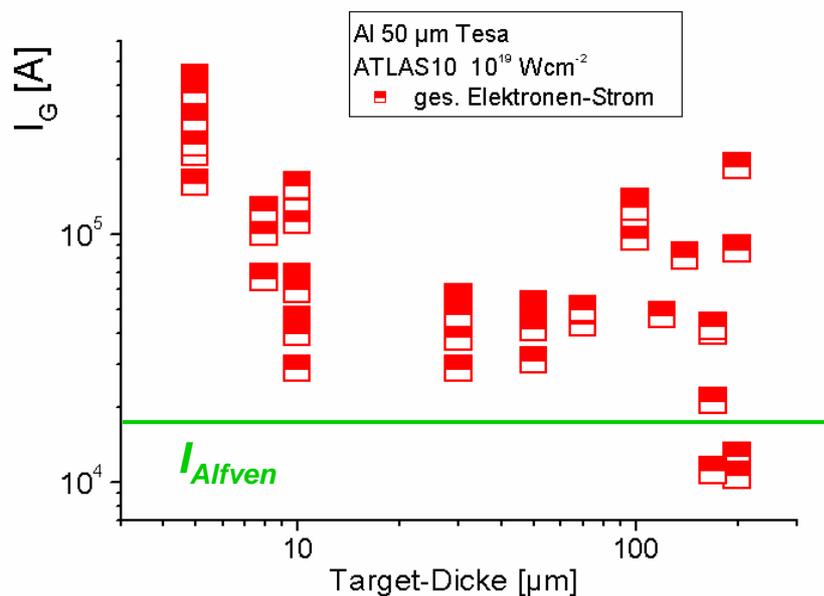


Abbildung 3.32: Der Elektronenstrom aller gemessenen Elektronen (im Energiebereich um 200 keV) mit $\beta \approx 0,7$ in Abhängigkeit von der Aluminium-Targetdicke. Das Alfven-Limit liegt bei $I_A = 17,5 \cdot \gamma \cdot \beta \cdot \text{kA}$. Der gesamte Strom aller beschleunigten Elektronen ist um einen Faktor 10 bis 20 größer (s. Abb. 3.29, S. 78)

Somit sind zwei Übergangsbereiche identifizierbar, bei denen *Anomales Stoppen* zu beobachten ist. Beim Übergang der relativistischen Elektronenströme in die Festkörperdichte bleiben bei kleinen Targetdicken noch filamentierte Ringstrukturen erhalten, die innerhalb von wenigen μm der

Koaleszenz unterliegen und stark abgebremst werden. Anschließend ist der propagierende Elektronenstrom immer noch wesentlich größer als der Alfvén-Strom, so daß dieser wahrscheinlich immer noch filamentiert ist. Wegen der großen Hintergrundplasmadichte sind deren Strukturen mit der typischen Skalengröße (s.S.31) mit Hilfe der Cerenkov-Diagnostik allerdings nicht mehr auflösbar. Das Auftreten eines zweiten Maximums in der gemessenen Elektronen-Zahl bzw. in der Stromstärke bis zu einer Target-Dicke von $200\mu\text{m}$ läßt aber auf eine weitere Koaleszenz schließen. Anschließend ist zu erwarten, daß für größere Wege durch das Target, sich der Alfvén-Strom einstellt.

3.4 Diskussion der Resultate

Verschiedene Targetmaterialien (PP, Al, Cu), die sich vor allem in den Dichten (jeweils um einen Faktor 3) und den Ionenmassen unterscheiden (unabhängig von der elektrischen Leitfähigkeit), eignen sich zum Nachweis filamentierter Ringstrukturen relativistischer Elektronenströme. Diese sind für dünne Targetdicken bis $10\mu\text{m}$ zu beobachten, wenn relativistische Laserintensitäten in ein ausgedehntes Vorplasma fokussiert werden. Mit Hilfe einer zusätzlichen Pockelszelle nach dem Regenerativen Verstärker kann der ASE-Vorpuls im Bereich von 0,5 bis 5 ns eingestellt und damit die Vorplasma-Ausdehnung manipuliert werden.

Der Cerenkov-Effekt ermöglicht die Detektion von relativistischen Elektronen im Energiebereich von 180-230 keV mit einer Auflösung von $4\mu\text{m}$.

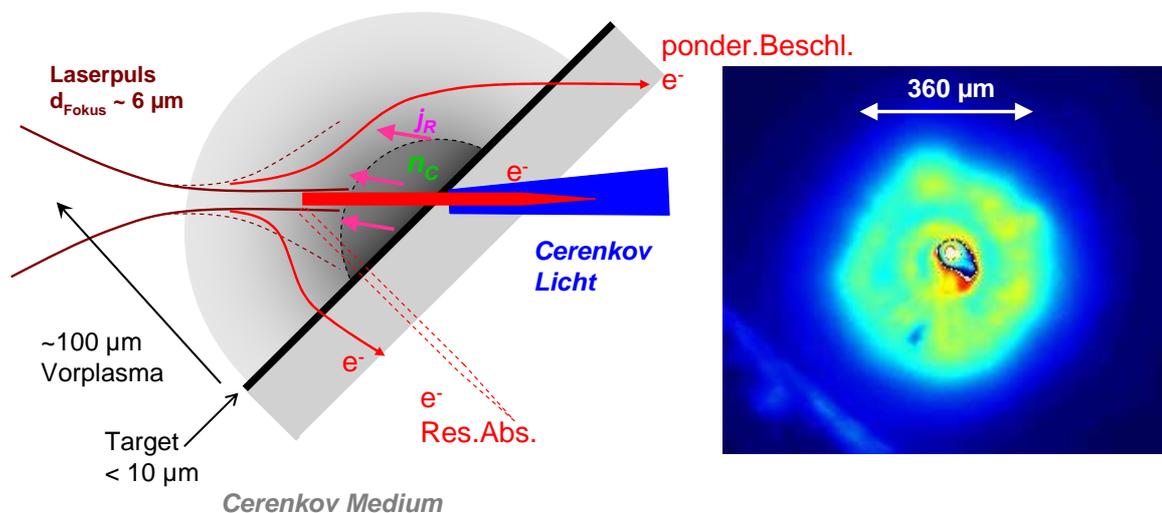


Abbildung 3.33: Experimentelle Verhältnisse mit ATLAS-10 bei Fokussierung unter 45° in das Vorplasma mit der kritischen Dichte n_c vor der Oberfläche dünner Targets ($< 10\mu\text{m}$). Filamentierte Ringstrukturen nehmen entsprechend der Plasma-Ausdehnung Durchmesser um die $300\mu\text{m}$ ein und bleiben beim Passieren des Cerenkov-Mediums ($50\mu\text{m}$ Tesa) erhalten. Dessen Brechungsindex legt die untere Schwelle für die kinetische Energie der relativistischen Elektronen $\beta \approx 0,7$ fest, deren Cerenkov-Licht mit einer CCD gemessen werden kann.

Es zeigen sich für $100\mu\text{m}$ Targetdicken deutliche Abhängigkeiten der Elektronenverteilung und Elektronen-Anzahl vom ASE-Vorpuls. Diese erlauben qualitative Rückschlüsse auf das Ausdehnungsverhalten des Vorplasmas und zusammen mit der Geometrie der detektierten Elektronenströme eine Abschätzung für die typische Gradientenlänge des Vorplasmas (s.Abb.2.2, S.19). Auch die Teilchendichte der beschleunigten Elektronen n_{REB} von über 10^{18}cm^{-3} im filamentierten Fall entspricht der mittleren Vorplasma-Dichteverteilung vor der kritischen Dichte. Unabhängig davon, konnte durch Messung der Röntgenstrahlung von der Target-Vorderseite eine stärker kollimierte

”heiße” Elektronenpopulation ($\simeq 50\mu m$) und eine breiter verteilte niederenergetische Plasma-expansion ($\simeq 100\mu m$) bestimmt werden [3.12, 3.13]. Da die Röntgen-Detektion gerade für die keV-Energien sensitiv ist, bestätigen diese Messungen die Größenverhältnisse aus dem einfachen Modell zur Beschreibung der Vorplasma-Eigenschaften. Vor allem wegen der Fokussierung unter 45 Grad auf Festkörpertargets, kann mit der Skalierung für die Resonanz-Absorption (s.Abb.2.6, S.26) auch bei den kleinen ASE-Vorpulsintensitäten (s.Abb.A.6, S.125), die Elektronen-Heizung im Vorplasma in den keV-Bereich bestimmt werden. Dies führt schließlich innerhalb von wenigen *ns* zur Ausdehnung des Plasmas bis auf ca. $100\mu m$ für Aluminium- und Kupfer-Folien. Wegen der wesentlich kleineren Ionenmasse bei Polypropylen-Folien nimmt die Größe der gemessenen Elektronen-Verteilung mit der ASE-Vorplusedauer allerdings exponentiell auf über $600\mu m$ zu.

In Folge der aufgebauten Ladungstrennung durch die beschleunigten Elektronen, können nun sowohl von der Target-Vorderseite, als auch von Rückseite Ionen mit Energien von einigen MeV beschleunigt werden. Detaillierte Messungen [3.14 – 3.16] zeigen auch hier, daß die Quellgrößen bis zu $200\mu m$ betragen können und daß bei höher energetischen Ionen der Strahl-Durchmesser kleiner wird. Da die Ionen den Elektronenströmen folgen und eine vergleichsweise kleine Emittanz aufweisen, stehen die Resultate aus der Messung filamentierter Ringstrukturen in Übereinstimmung mit den Ionen-Diagnostiken.

Elektronenbeschleunigung und Geometrie der Elektronenströme

Wird der Laserpuls unter 45° auf das Target fokussiert, können für größere Targetdicken ($> 10\mu m$) in der Cerenkov-Lichtverteilung zwei Maxima beobachtet werden. Diese werden den Beschleunigungsmechanismen der Resonanz-Absorption und der ponderomotiven Kraft zugeordnet. Von wesentlicher Bedeutung ist die ponderomotive Beschleunigung der Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten, deren Energiespektrum über eine Boltzmann-Verteilung berechnet werden kann und dessen effektive Temperatur in etwa mit der Wurzel über der Laserintensität skaliert (s. Kap.2.2.2). Eine weitere Eigenschaft ist die Proportionalität zum Gradienten der Laserintensität ($\propto \nabla I_L(r, t)$), die dazu führt, daß die Elektronen bereits im Vorplasma zusätzlich eine transversale Geschwindigkeitskomponente aufgeprägt bekommen und schließlich eine ringförmige Stromverteilung bilden. Außerdem ist das Elektronenspektrum mit T_{eff} über die Laserpulsdauer t_P zeitabhängig, so daß sich für drei Energiebereiche (niederenergetisch bis 100 keV, mittlereenergetisch bis 500 keV und hochenergetisch mit MeV) folgendes Bild beschreiben läßt:

Die ersten langsamen Elektronen mit einigen 10 keV werden bereits weit vor der vollen Halbwertsbreite des Laserpulses im Vorplasma beschleunigt und streuen auf Grund von elektrischen Feldern durch Ladungstrennung und durch Coulomb-Stöße in alle Raumrichtungen. Diese tragen vor allem zur weiteren Aufheizung und Expansion des Vorplasmas bei;

Die mittlereenergetischen Elektronen erreichen relativistische Geschwindigkeiten bis zur ersten Hälfte des Laserpulses und brechen bei ausreichend großem Vorplasma mit Dichten von $n_{REB} \approx 10^{18} - 10^{19} cm^{-3}$ und $j_{REB} \approx 10^9 - 10^{10} A/cm^2$ in filamentierte Ringstrukturen auf, die beim weiteren Durchgang durch dünne Targetfolien ($< 10\mu m$) und durch das Cerenkov-Medium erhalten bleiben. Die Filamente sind mit einigen $10\mu m$ im Durchmesser und Ringdurchmessern von einigen $100\mu m$ deutlich größer als der Laserspot ($\sim 6\mu m$) und benötigen vergleichbare Distanzen im Vorplasma, um diese Größenverhältnisse zu erreichen. Der Radius eines Stromfilaments kann aus den Simulationsergebnissen (s.S.34) in Abhängigkeit von der Plasmadichte abgeschätzt werden, so daß sich in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten eine Größe von $R_F = \sqrt{4\gamma \cdot \lambda_P^2 \cdot I_F / I_A} > 10\mu m$ ergibt. Bei den entsprechenden Vorplasmadichten (s.Abb.2.1, S.15: $1/k_P = \lambda_P = 1 - 10\mu m$) transportiert ein einziges Filament einen Strom, der ca. 10-mal größer ist als der Alfvenstrom (s.S.76);

Bis zur maximalen Laserintensität werden die Elektronen schließlich in den MeV-Bereich beschleunigt und nehmen eine stark in Laserrichtung kollimierte Stromverteilung ein.

Durch die Ladungstrennung im Vorplasma werden aus dem Target entgegengesetzt zur Richtung der relativistischen Elektronen langsame Rückströme j_R beschleunigt. Die Teilchendichte des Rückstroms (n_R) liegt in der Größenordnung der Festkörperdichte und reicht aus, die Magnetfelder der Vorwärtsströme zumindest teilweise zu kompensieren. So können diese das Alfvén-Limit um ein Vielfaches übertreffen, wobei die gemessenen Elektronenzahlen ca. 10 % aller beschleunigten Elektronen einnehmen (s. Abb. 3.32, S. 80) und daher der Gesamtstrom von über 1 MegaAmpere erreicht wird. Wie verschiedene Simulationen bisher gezeigt haben (s. Kap. 2.4), ist diese Situation der sich begegnenden Ströme großer Dichten instabil (Weibel-Instabilität) und führt zur Filamentierung ursprünglich homogener Teilchenströme. Bildet die Stromverteilung wegen des Gauß-förmigen Laserprofils bereits im Vorplasma einen Ring, kann über die großen Dichtegradienten an den Rändern die Tearing-Mode Instabilität auch zur Filamentierung beitragen. Beim weiteren Durchgang durch das Plasma führen die großen elektrischen ($10^{10} V/cm$) und magnetischen Felder ($100 MG$) zwischen den filamentierten Strömen zur sog. *Koaleszenz-Instabilität*. Die Stromfilamente verbinden sich dabei wieder zu größeren Strukturen und diese Dynamik kann bei der Messung der Čerenkov-Lichtverteilung beobachtet werden. Je nach Ring (aussen bzw. innen) werden die Durchmesser größer bzw. kleiner (s. Abb. 3.23, S. 72).

Durch Messung der Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Laserintensität mit der Targetposition, erkennt man den Verlauf mit dem Skalierungsgesetz für die ponderomotive Beschleunigung (s. Abb. 3.29, S. 78). Darüber hinaus können weit ausserhalb des kleinsten Fokus, die Entstehungsbedingungen filamentierter Ringstrukturen untersucht werden. Bei Elektronendichten $n_{REB} \approx 10^{17} cm^{-3}$ (s. Abb. 3.20, S. 70 immer nur im Energiebereich für die Čerenkov-Detektion) nimmt die Stromverteilung noch einen geschlossenen Ring bei kleineren Stromdichten $j_{REB} < 10^9 A/cm^2$ ein. Mit vergleichbaren Laserintensitäten bei Messungen mit ATLAS-2 (nur ein Multipass-Verstärker, Pulsenergie 200 mJ), ist wegen der deutlich kleineren ASE-Intensität auch das Vorplasma weniger ausgeprägt (s. Abb. 2.2, S. 19). Filamentierte Ringstrukturen bei Elektronendichten von $n_{REB} < 10^{16} cm^{-3}$ konnten in diesem Fall nicht mehr beobachtet werden.

Trifft ein hochintensiver Laserpuls ($> 10^{19} W/cm^2$) auf den Plasmaübergang zur kritischen Dichte, wurde in Simulationen zusammen mit dem "hole boring" auch Elektronen auf Kreisbahnen vorhergesagt. Dieser sog. "Springbrunnen-Effekt" (s. Abb. 2.6, S. 26) stellt sich bei starken Feldern ein, die durch entsprechende Ströme entlang der Plasmaoberfläche transportiert werden. Ansatzweise können in wenigen CCD-Aufnahmen derartige Nebenmaxima gemessen werden (s. Abb. 3.26 rechts, S. 75). Aus der Gesamtzahl der gemessenen Elektronen, des daraus resultierenden Wirkungsgrades und der Abhängigkeit mit der Laserintensität und des ASE-Vorpulses, ist allerdings darauf zu schließen, daß die wesentlichen Strukturen durch die ponderomotive Beschleunigung der Elektronen zustande kommen.

in Abhängigkeit von der Dicke des Target-Materials und Anomales Stoppen

Mit Einsetzen der Koaleszenz-Instabilität (Rekonnexion oder Merging) für größere Target-Dicken ($> 10 \mu m$) gehen die filamentierten Ringstrukturen in die beiden Strommaxima über. Mit der Resonanz-Absorption folgen die beschleunigten Elektronen dem Dichtegradienten im Vorplasma und treten schließlich senkrecht zur Targetoberfläche in das Čerenkov-Medium ein.

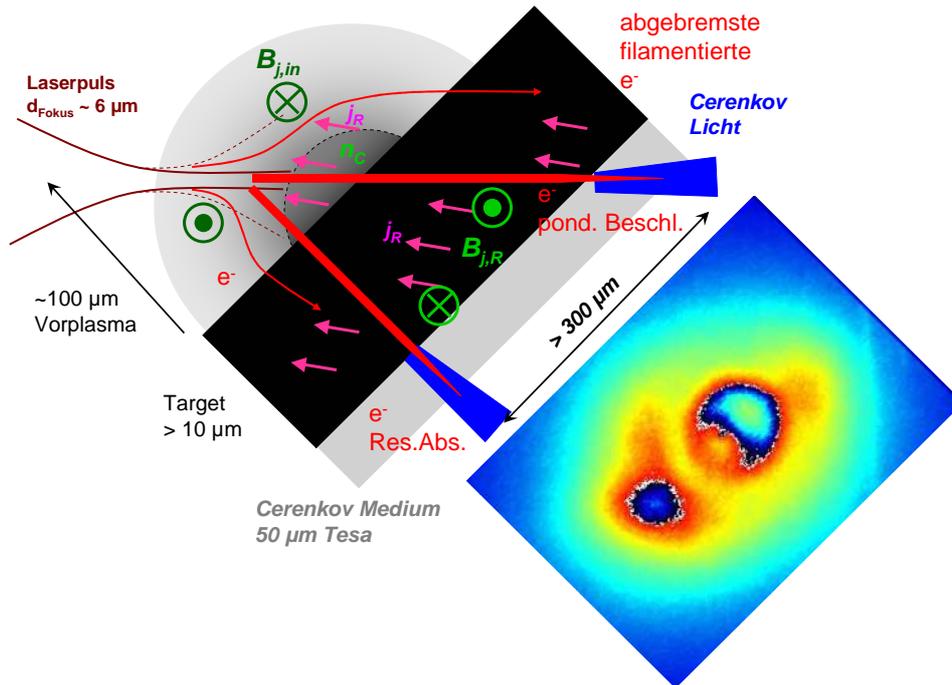


Abbildung 3.34: Nach größeren Targetdicken werden die filamentierten Elektronenströme durch das *Anomale Stoppen* stark abgebremselt. Die damit einhergehende Koaleszenz der Filamente führt zu breiten Strömen, die sich bei den 45° -Experimenten aufteilen. Die Resonanz-Absorption beschleunigt Elektronen entlang der Targetnormalen und das ponderomotive Potential in Laserrichtung. Auf Grund der großen Hintergrundplasmadichte des Festkörpers können diese Ströme immer noch filamentiert sein, deren typische Skalenlänge dann aber $< 1\mu\text{m}$ ist.

In Laserrichtung erreichen die ponderomotiv beschleunigten Elektronen die größten Energien und mit dem zeitlichen Verlauf ergibt sich auch die räumliche Struktur. Mit der Koaleszenz filamentierter Ströme setzt das *Anomale Stoppen* ein und die als letztes auf MeV-Energien beschleunigten Elektronen werden in den Cerenkov-Detektionsbereich abgebremselt und dadurch sichtbar. Auch hier sind halb offene Ringstrukturen zu beobachten, die entweder wieder vom Gauß-förmigen Laserpuls im Vorplasma aufgeprägt werden können, oder durch Rückströme zu hohlzylindrischen Verteilungen führen (s.Abb.2.11, S.35). Dies resultiert in einen Divergenzwinkel von rund 60° , der deutlich größer ist, als die Fokussierung zur Target-Oberfläche.

Die Entstehung der Filamentierung im Vorplasma wird durch die *Growth rate* (s.S.32) der Weibel Instabilität bestimmt, die sich im wesentlichen über die Dichteverhältnisse von Elektronenstrom und Hintergrundplasma einstellt. Wegen des stark nichtlinearen Verhaltens derartiger Instabilitäten (s.S.44), ist die genauere Analyse nur im Zusammenspiel mit vollständigen 3D Simulationen möglich.

Um den Energieverlust relativistischer Elektronen durch das Anomale Stoppen beschreiben zu können, kann das klassische Stoppen $\left. \frac{dE}{dz} \right|_{BB}$ (Gl.2.49, S.37) in erster Näherung durch einen weiteren konstanten Term additiv ergänzt werden.

$$\left. \frac{dE}{dz} \right|_{AnStopp} = \left. \frac{dE}{dz} \right|_{BB} + 5 \cdot 10^3 \frac{\text{keV}}{\text{cm}} \cdot f_a \cdot \Theta(I_{0,G} - I_A) \quad (3.28)$$

$$\text{mit } \Theta(I_{0,G} - I_A) = \begin{cases} 1; & I_{0,G} \geq I_A \\ 0; & I_{0,G} < I_A \end{cases}$$

Der minimale Energieübertrag durch Ionisation $5 \cdot 10^3 \text{keV/cm}$ legt als Ausgangspunkt das untere Niveau des Anomalen Stoppens fest. Ein freier Parameter f_a - in der Größenordnung von 100,

orientiert sich an den Ergebnissen aus PIC-Simulationen (s.S.33f.) - kann so gewählt werden, daß der Graph aus der numerischen Lösung an die Meßergebnisse angepaßt wird (s.Abb.3.36). Die Θ -Funktion ist gerade dann 1, wenn der berechnete Gesamtstrom²⁰ in Abhängigkeit von der Target-Dicke z größer als der Alfvén-Strom²¹ ist.

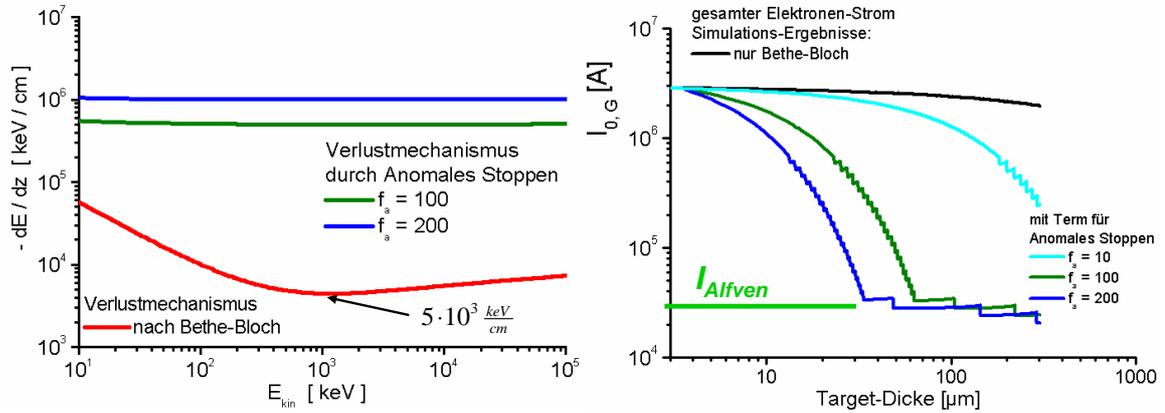


Abbildung 3.35: Links: die Größe des Energieübertrags für verschiedene f_a -Werte für das Anomale Stoppen im Vergleich zur Bethe-Bloch-Formel. Rechts: Die Auswirkung des Energieverlusts auf den Gesamtstrom nach numerischer Lösung der Bethe-Bloch-Formel bzw. für die angegebenen Werte zum Anomalen Stoppen. Erreicht der Gesamtstrom das Alfvén-Limit, erfolgt der weitere Energieübertrag nur durch klassische Coulomb-Stöße.

Die numerischen Simulationen geben zumindest richtungsweisend die Abnahme des Elektronenstroms im Energiebereich für die Cerenkov-Detektion um eine Größenordnung wieder.

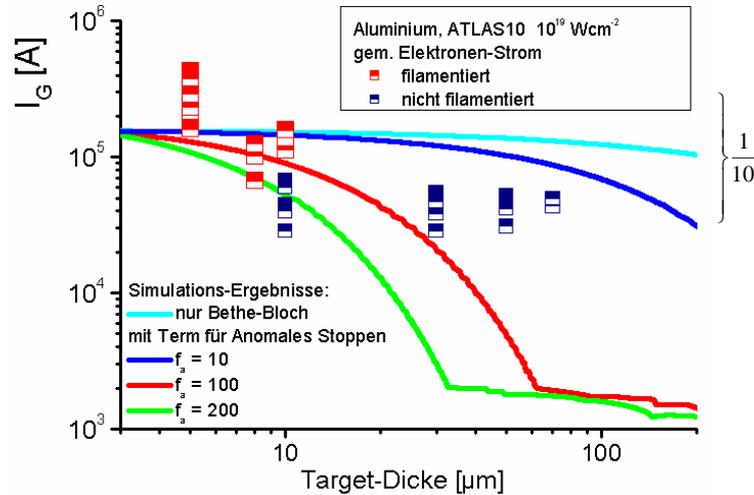


Abbildung 3.36: Der gemessene Elektronenstrom (s.Abb.3.32, S.80) in Abhängigkeit von der Target-Dicke. Die Abnahme um ca. eine Größenordnung nach $10\mu m$ kann nicht durch klassische Verlustmechanismen erklärt werden. Mit dem frei wählbaren Parameter f_a aus Gl.3.28, kann die numerische Lösung an die Meßkurve näherungsweise angepaßt werden.

Darüber hinaus kann für größere Targetdicken ($> 100\mu m$) eine weitere Zunahme in der detektierten Elektronenzahl (um die 200 keV) auftreten. Da im Festkörpertarget die Dichte 100-fach

²⁰die numerische Lösung erfolgt wie in Kap.2.6.2, S.36 den Gesamtstrom erhält man aus der Integration über den ganzen Energiebereich (Elektronenspektrum je z), aller beschleunigten Elektronen mit den typischen Werten s.S.77, $T_{eff} \approx 0,7MeV$

²¹ $17,5 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot kA \approx 35kA, \beta \approx 1, \gamma \approx 2$

überkritisch ist, stellt sich dementsprechend für die filamentierten Elektronenströme eine typische Skalenlänge (s. Abb. 2.1, S. 15) kleiner als $1 \mu\text{m}$ ein. Nach der ersten Koaleszenz zeigt die Messung, daß der Elektronenstrom immer noch größer als der Alfvén-Strom ist. Daher kann man davon ausgehen, daß sich die Filamentierung wiederholt, aber wegen der kleinen typischen Skalenlänge das Auflösungsvermögen der Cerenkov-Detektion nicht mehr ausreicht, um die filamentierten Strukturen beobachten zu können. Mit der weiteren Ausbreitung ändert sich nur noch die Stromdichte j_{REB} , entsprechend tritt für die filamentierten Ströme wieder das Anomale Stoppen auf und nach $100 \mu\text{m}$ werden weitere MeV-Elektronen in den Messbereich für den Cerenkov-Effekt abgebremst und deswegen nimmt über der Targetdicke die Elektronenzahl wieder zu.

Ist der Gesamtstrom schließlich auf das Alfvén-Limit zusammengebrochen, treten keine weiteren Instabilitäten mehr auf, und die Bewegungsenergie der Elektronen wird nur noch über Coulomb-Stöße reduziert. Mit abnehmender Energie nimmt nun der Energieverlust wieder zu (s. Abb. 2.12, S. 38), bis die Elektronen vollständig abgebremst sind.

Reproduktion und Verbesserung der Meßgenauigkeit

Bisher konnte der Nachweis, daß tatsächlich Cerenkov-Licht gemessen wurde, am typischen Spektrum und an der linearen Abhängigkeit des Signals von der Dicke des Cerenkov-Mediums gezeigt werden. Allerdings für beide Meßreihen nur im nicht filamentierten Fall. Da die Filamentierung eindeutig von der Target-Dicke abhängig (bis $10 \mu\text{m}$ Aluminium bzw. PP) und für größere Foliendicken nicht mehr zu beobachten ist, kann davon ausgegangen werden, daß das dünne Cerenkov-Medium keinen weiteren Einfluß auf die Elektronenverteilung und damit auf das Cerenkov-Signal hat. Desweiteren ist die Cerenkov-Emission bei den filamentierten Ringen um eine Größenordnung stärker als bei den beiden Maxima, so daß die CCD-Verstärkung entsprechend reduziert werden muß. Sollte sich über Ionisationsprozesse der Brechungsindex im Cerenkov-Medium partiell ändern (< 1), dann ist genau das Gegenteil zu erwarten, da der Cerenkov-Effekt nicht mehr wirksam ist.

Auf Grund des zeitlichen Ablaufs, ist davon auszugehen, daß die ASE-Vorpulsenergie im ns -Bereich vor allem vor der Targetoberfläche in die Vorplasma-Heizung übergeht. Innerhalb von ca. 200 fs werden die Elektronen beschleunigt und beim Passieren des Cerenkov-Mediums erfolgt die Licht-Emission. Anschließend wird das Targetmaterial durchionisiert und die Ionen werden beschleunigt. Um die Vorplasma-Expansion, den Dichteverlauf und damit den Einfluß auf die Filamentierung genauer bestimmen zu können, muß mittels geeigneter Interferometrie (zeit- und orts aufgelöst mit Hilfe einer Streak-Kamera, ca. 50 ps Zeitauflösung) das Vorplasma vermessen werden. Mit weiterhin kontrollierbarem ASE-Vorpuls sollten sich für die 3 Target-Materialien (Al, PP, Cu) deutliche Unterschiede ergeben.

Eine neue schnell geschaltete CCD kann bei besserer Auflösung ($\approx 1 \mu\text{m}$) und wesentlich kleinerem Auslese-Fehler (RON der Counts, s. A.3, S. 134) für die detektierte Photonen-Anzahl, eine gesteigerte Meßgenauigkeit zur Bestimmung der Elektronen-Zahl ermöglichen. Der Reihe nach kann die Messung der linearen Abhängigkeit von der Dicke des Cerenkov-Mediums im Fall filamentierter Elektronenströme mit dünnen Folien erfolgen, gefolgt von genaueren Aufnahmen (mit UV-Optiken) der Cerenkov-Spektren, auch mit unterschiedlichen Target-Dicken. Mit zunehmender Dicke des Cerenkov-Mediums ($100 - 300 \mu\text{m}$) kann dann die weitere Ausbreitung filamentierter Ringstrukturen (z.B. aus $5 \mu\text{m}$ Al-Target) untersucht werden. Systematische Messungen bis zur Target-Dicke von mindestens $300 \mu\text{m}$ mit Al, Cu und PP-Folien, tragen dann zur weiteren Analyse des Anomalen Stoppens, auch in Abhängigkeit der verschiedenen Festkörperdichten bei. Sind darüber hinaus Messungen bei Fokussierung unter 90 Grad möglich, kann die Resonanz-Absorption vermieden werden und die einfachere Symmetrie beschränkt sich auf die Elektronenbeschleunigung durch das ponderomotive Potential. Allerdings ist dann eine geringere Effizienz bei der

Vorplasma-Heizung zu erwarten.

Wesentliche Weiterentwicklungen bestehen in der Detektion größerer Elektronenenergie (siehe Ausblick Kap.4.1.1) und der zeitaufgelösten Messung (siehe Ausblick Kap.4.1.2), wodurch erst die tatsächliche Stromstärke bestimmt werden kann.

Kapitel 4

Ausblick

Erst nachdem die CPA-Lasertechnologie Einzug in die Laboratorien fand, konnten bei entsprechenden Laserintensitäten Elektronen auf relativistische Energien und Ionen in den Energiebereich deutlich über 1 MeV beschleunigt werden. Die Verfügbarkeit bestimmter Laserleistungen spiegelt auch die Entwicklung der Konzepte zur Trägheitsfusion¹ wieder. Versuchte man anfangs ein Fusionspellet möglichst gleichmäßig zu bestrahlen und dadurch zu komprimieren [4.6], konnte man die auftretenden Instabilitäten nicht vermeiden. Zur Weiterentwicklung der Implosionstechnologie mit LangpulsLasern ist man nun gezwungen aufwendige Hohlraumtargets² zu verwenden, um bis zur Fusionszündung eine ausreichende Dichte [4.3 – 4.5, 4.10, 4.12, 4.13] zu erzielen. Mit der Einführung von Hochleistungslasersystemen mit ps-Pulsdauern wurde mit dem Entwurf der *FI: Fast Ignition* der Aufwand für die Vorkompression des Brennstoffkugelhens reduziert [4.7], bei anschließender Heizung des Kerns durch relativistische Elektronen [4.8, 4.9]. Damit man bei den hohen Laserenergien mittels ns-Pulse [4.11] die Kompression in Hohlraumgeometrien erreicht, vereinfachte man das Konzept auf die sog. *Cone-guided Pellet-Fusion*.

In den folgenden Kapiteln werden kurz die Möglichkeiten beschrieben, wie mit Hilfe des Cerenkov-Effekts auch Elektronenströme mit deutlich größeren Energien als 200 keV gemessen werden können. Darüber hinaus wird ein Experiment zur zeitaufgelösten Messung skizziert, welches im Einzelschuß-Betrieb die Detektion der Emissionsdauer des Cerenkov-Lichts erlaubt. Daraus läßt sich die Länge des Elektronenpulses und schließlich die Stromstärke bestimmen.

Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse der Trägheitsfusionsforschung gegeben. Anhand einfacher Rechnungen mittels der Bethe-Bloch-Formel (s.Kap.2.5) werden die klassischen Energiedepositionen von schnellen Elektronen diskutiert, die durch Stoßionisation der Teilchen in der Materie dominiert werden.

4.1 über Untersuchung relativistischer Elektronen

Für zukünftige Experimente bieten sich als Targetmaterialien auch weiterhin die Verwendung von Polypropylen, Aluminium und Kupfer an, deren Dichten und Atommassen sich gerade um einen Faktor 3 unterscheiden. Bei systematischer Messung der Elektronen-Zahlen in Abhängigkeit von der Target-Dicke und Laser-Intensität kann die Entstehung der Filamente und deren Koaleszenz, bei der das *Anomale Stoppen* auftritt genauer untersucht werden. Im wesentlichen gilt es zu klären, wie der Energieverlust in Abhängigkeit von der Bewegungsenergie (Gl.3.28, S.84) für relativistische Geschwindigkeiten zunimmt. Dabei muß dann die Bethe-Bloch-Formel, die bisher

¹seit Mitte 2004 liegt ein Standard-Werk *The Physics of Inertial Fusion* von S. Atzeni und Jürgen Meyer-ter-Vehn vor [4.1]

²ein aktueller Überblick bietet das Sammelheft *The Physics Basis for Ignition using Indirect Drive Targets on the NIF* vom Lawrence Livermore National Laboratory im März 2003 herausgegeben [4.2]

nur die Stoßwechselwirkung einzelner Teilchen mit der Materie berücksichtigt, entsprechend modifiziert werden (Abb.3.35, S.85). Gerade die Dichteverhältnisse der Elektronenströme und des Hintergrundplasmas, bestimmen die sich ändernde *Growth rate* (Gl.2.47) und beeinflussen die *Filamentierung* und das *Anomale Stoppen*. Darüber hinaus müßten bei diesen Experimenten auch Elektronen mit Energien deutlich über 200 keV gemessen werden.

4.1.1 mit größeren Energien

Der Brechungsindex des Cerenkov-Mediums bestimmt im wesentlichen die untere Schwelle (Gl.3.14) bei der Messung der Elektronen-Energien. Bisher war nur der kommerziell erhältliche $50\mu\text{m}$ dicke Tesafilm³ mit $n = 1,54$ als Cerenkov-Medium verfügbar. Nun kann zum einen versucht werden, optisch transparente Medien mit möglichst kleinem Brechungsindex zu verwenden, die außerdem mit vergleichbaren Dicken hergestellt werden können. Zum anderen können über die optische Abbildung gezielt Cerenkov-Lichtkegel mit einem deutlich größeren Cerenkov-Winkel aus dem gesamten Strahlungsfeld selektiert werden.

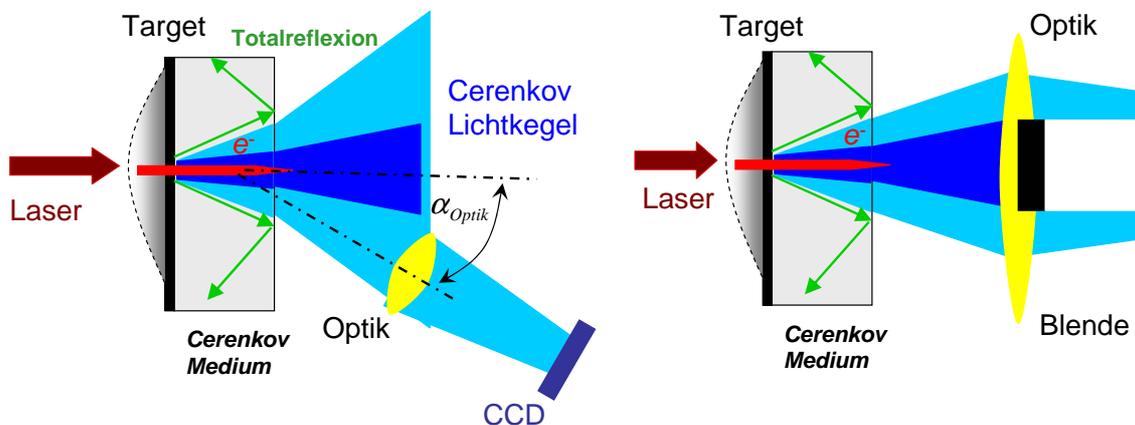


Abbildung 4.1: Links: Optik mit kleinerer Apertur bildet teilweise über einen Winkel zur Targetnormalen nur die Cerenkov-Kegel mit größerem Cerenkov-Winkel ab. Rechts: Optik mit größerer Apertur und Blende in der Mitte läßt nur die Lichtkegel mit großem Cerenkov-Winkel passieren.

mittels kleinerem Brechungsindex

Könnte der Brechungsindex bis auf einen Wert um 1,2 reduziert werden, würde sich die detektierbare Elektronenenergie von 200 keV auf über 400 keV erhöhen. Mit Brechungsindizes von 1,2 bis 1,5 können vor allem die filamentierten Ringstrukturen bei den entsprechenden Energien beobachtet werden, um Tendenzen im Divergenzwinkel für größere kinetische Energien zu erkennen. Die Frage ist, ob höher energetische Elektronen stärker in Ausbreitungsrichtung kollimiert sind und wie sich die Größenverhältnisse der Filamentstrukturen im Vergleich zu geringeren Energien einstellen. Aus der Messung der Elektronenzahl bei diesen Energien, kann dann ein weiterer Anteil des Elektronenspektrums (Kap.2.5.1, Abb.2.13, S.39) beobachtet werden.

durch Beobachtung größerer Cerenkov-Winkel

Als erstes kann die f2-Optik mit relativ kleiner Apertur gegen die Targetnormale verkippt werden. Beschleunigt der Laserpuls über das ponderomotive Potential ausschließlich Elektronen senkrecht zur Targetoberfläche, stellt sich eine zylindersymmetrische Geometrie in der Cerenkov-

³PVC mit sehr guter Transparenz, siehe Anhang

Lichtverteilung ein. Durch den zusätzlichen Winkel α_{Optik} um die 30° , wird ein Energiebereich⁴ von ca. 300 keV bis zu mehreren MeV gemessen. Dies entspricht einem Cerenkov-Winkel von 20 bis 40 Grad. Auch hier gilt, je kleiner der Brechungsindex, desto höher energetische Elektronen können detektiert werden.

Als zweites kann eine kurzbrennweitige Optik mit sehr großer Apertur eingesetzt werden, so daß auch die Winkel $> 40^\circ$ noch abgebildet werden können. Dann wird fast das gesamte Cerenkov-Licht gemessen, woraus sich die Gesamtzahl der beschleunigten Elektronen bestimmen läßt. Über verschieden große Blenden in der Mitte der Linse lassen sich die Cerenkov-Kegel mit kleinerem Winkel blockieren. Somit können auch wieder unterschiedlich große Energiebereiche der schnellen Elektronen beobachtet werden.

4.1.2 Filamentierung bei Festkörperdichte

Um den Nachweis zu erbringen, daß Elektronenströme auch bei Festkörperdichte in filamentierte Strukturen (s.Abb.3.34, S.84) aufbrechen, können als Target-Materialien verschiedene Schichten mit unterschiedlichen Dichten verwendet werden. Eine dünne Schicht aus Aerogel (Dichte ca. 10^{21} cm^{-3}) mit einer Dicke um die $10 \mu\text{m}$ unmittelbar vor einem dünnen Cerenkov-Medium, kann filamentierte Strukturen wieder auf eine meßbare Skalengröße ($l_S \approx 1 \mu\text{m}$) anwachsen lassen (s.Abb.2.1, S.15).

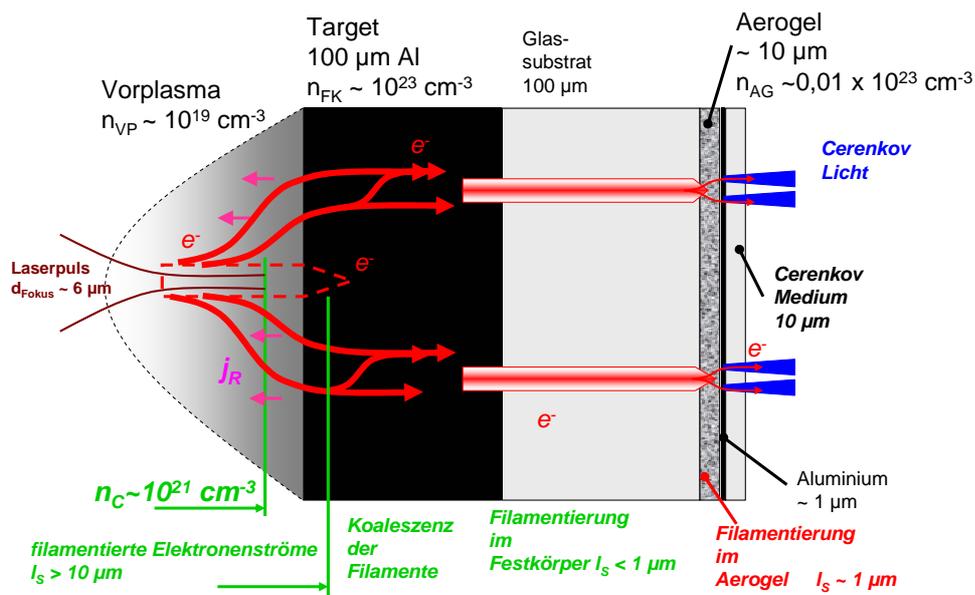


Abbildung 4.2: Ein ultrakurzer Laserpuls beschleunigt im ausgedehnten Vorplasma relativistische Elektronenströme, die wegen der unterkritischen Plasmadichte in filamentierte Ringstrukturen aufbrechen, die mit $l_S > 10 \mu\text{m}$ sind. Beim weiteren Durchgang durch Festkörper größerer Dicke tritt die Koaleszenz benachbarter Filamente auf. Ist der Elektronenstrom immer noch größer als der Alfvén-Strom, kann es zur weiteren Filamentierung kommen. Wegen der Hintergrundplasmadichte ist aber die typische Skalengröße und damit der Durchmesser eines Filaments $l_S \approx 0,1 \mu\text{m}$. Mit einer verbesserten CCD-Kamera kann für die Cerenkov-Detektion eine Auflösung von ca. $1 \mu\text{m}$ erreicht werden. Befindet sich zwischen dem sehr dünnen Cerenkov-Medium und dem Festkörper-Target eine Schicht aus sog. Aerogel (etwa mit kritischer Dichte n_C), können die filamentierten Elektronenströme wieder auf messbare Größen anwachsen.

⁴ $n=1,4$

Totalreflexion: $\sin \alpha_T = 1/1,4$ ergibt $\alpha_T \approx 46^\circ$
für $\beta \rightarrow 1$ ist der maximale Cerenkov-Winkel $\theta_C \approx 44,4^\circ$

4.1.3 Zeitaufgelöste Messung des Cerenkov-Lichts

Vom wesentlichen Interesse ist die zeitliche Ausdehnung des relativistischen Elektronenpulses [4.16, 4.17]. Erst mit dieser Größe läßt sich zusammen mit der Elektronenzahl auf die Stromstärke und Elektronendichte n_{REB} schließen (s.Kap.2.3). Mit den Experimenten wurde gezeigt, daß der dünne Tesafilm als Cerenkov-Medium ausreichend viel Cerenkov-Licht abstrahlt, um mit der kleinsten, einstellbaren CCD-Verstärkung optimal messen zu können. Das Verstärkungs-Potential (s.A.2, S.129) ist außerdem groß genug, um die Kamera auch bei der zeitaufgelösten Messung einsetzen zu können und damit gleichzeitig orts aufgelöst filamentierte Strukturen sichtbar zu machen.

Experimenteller Aufbau

Um das sichtbare Cerenkov-Licht schalten zu können, wird auf den elektro-optischen Kerr-Effekt [4.14, 4.15] zurückgegriffen. Als optischer Schalter eignen sich vor allem Medien mit einem großen nichtlinearen Brechungsindex, so daß die Intensität des Laserpulses zur Drehung der Polarisationsrichtung des Cerenkov-Lichts möglichst klein gewählt werden kann. Bevor der

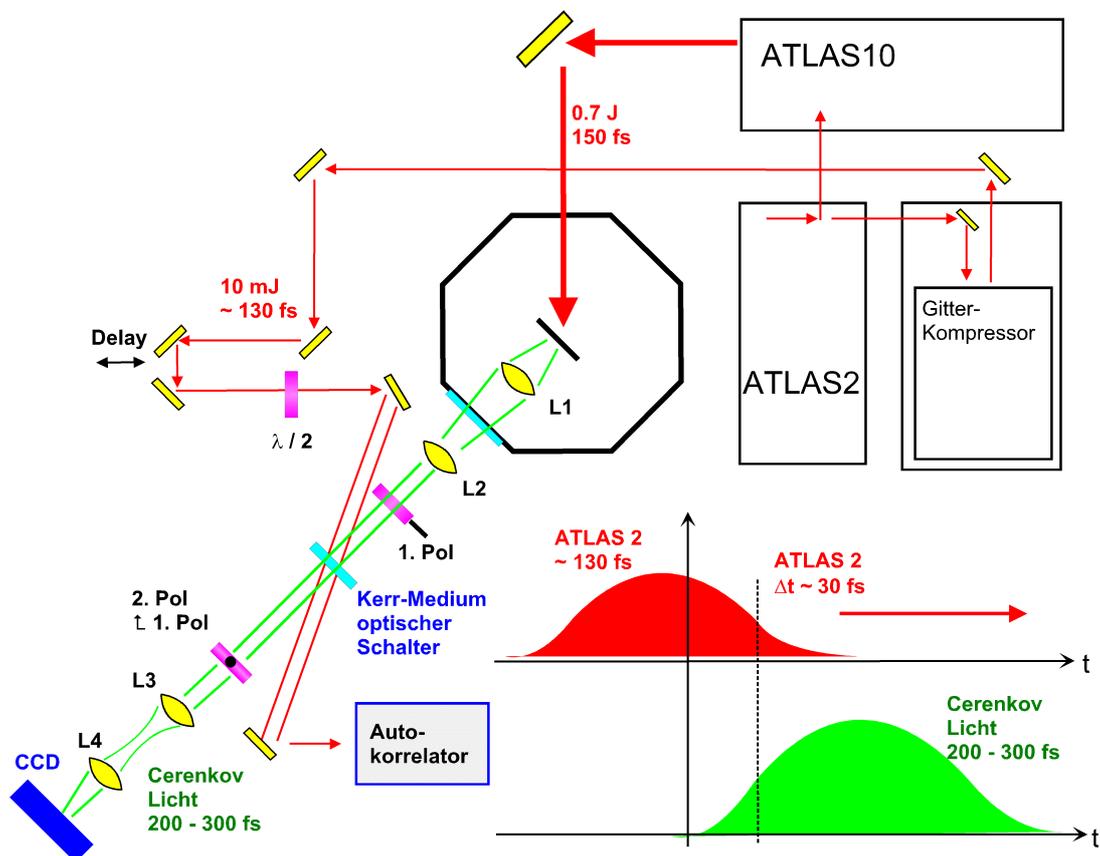


Abbildung 4.3: Experimenteller Aufbau für die zeit- und orts aufgelöste Messung filamentierter Elektronenströme. Das sichtbare Cerenkov-Licht wird über ein Laserpuls-geschaltetes Kerr-Medium in entsprechend kurze Zeiteinheiten unterteilt. Über den Delay-Weg für einen Teil des ATLAS-2 Laserpulses kann dann die gesamte Dauer des Elektronen-Pulses bestimmt werden.

ATLAS-Laserpuls durch den 2. Multipass verstärkt wird, läßt ein teildurchlässiger Spiegel ca. 20 mJ passieren, der dann durch ein Gitter- oder Prismenpaar wieder auf ca. 130 fs komprimiert wird. Über ein geeignetes Teleskop wird dieser schaltende Laserpuls mit einem entsprechenden Lichtbündeldurchmesser und der optimalen Intensität auf das Kerr-Medium abgebildet. Zur Kon-

trolle kann anschließend mittels eines Autokorrelators noch die Pulsdauer gemessen werden. Das Cerenkov-Licht wird über eine konfokale Linsen-Kombination mit den Brennweiten $f_1 = 50\text{mm}$ und $f_2 = 1.500\text{mm}$ um $M = f_2/f_1 = 30$ vergrößert auf das Kerr-Medium abgebildet, damit das Cerenkov-Lichtbündel kollimiert mit hohem Kontrast durch den optischen Kerr-Schalter (einschließlich des Polarisators und des Analysators) geführt werden kann. Ein zweites Linsenpaar verkleinert die Abbildung dann wieder mit $M = 1/3$ zu einem ca. 4 mm Spot auf der CCD. Die filamentierten Strukturen werden also effektiv mit der Vergrößerung $M_{eff} = 10$ abgebildet.

Da das Cerenkov-Licht radial zur Ausbreitungsrichtung der Elektronen polarisiert ist (s.Kap.3.1), kann nur die Hälfte der Cerenkov-Intensität den 1. Polarisator passieren.

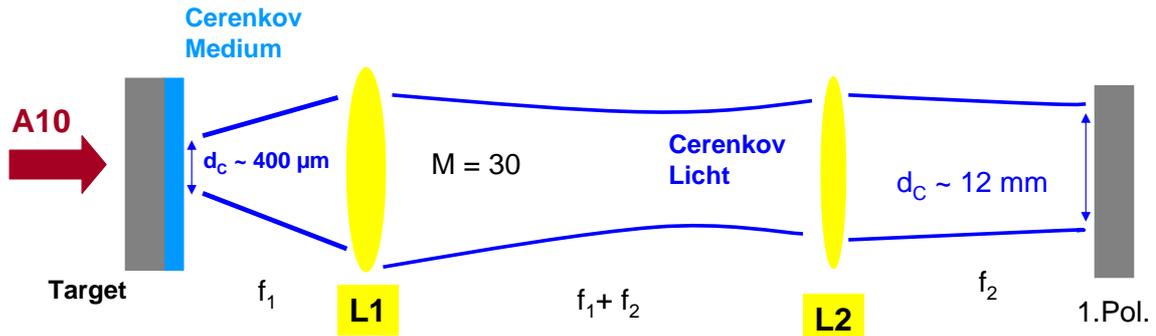


Abbildung 4.4: Der ATLAS-10 Laserpuls wird auf ein Target fokussiert und die beschleunigten relativistischen Elektronen erzeugen auf der Rückseite im Tesafilm Cerenkov-Licht, welches über ein 1. Teleskop vergrößert auf den Kerr-Schalter, bestehend aus zwei gekreuzten Polarisatoren und dem Kerr-Medium, abgebildet wird.

Der erste Polarisator selektiert nur die vertikale Polarisationskomponente (entlang der y-Achse) und die Intensität des Cerenkov-Lichts I_0^C ergibt sich aus dem zeitlichen Mittel des elektrischen Feldes

$$\begin{aligned}
 I_0^C &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 \langle \mathcal{E}_0^2(t) \rangle \quad , \\
 I_1^C &= \frac{c}{2} \epsilon_0 \int_0^{2\pi} \langle \mathcal{E}_0^2(t) \rangle \sin^2 \theta d\theta \quad , \\
 &= \frac{I_0^C}{2} \quad .
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Der 2. Polarisator (Analysator) steht senkrecht zum 1. Polarisator und somit ergeben sich zwei mögliche Betriebszustände:

1. Fall

Das Kerr-Medium ist bei $I_{ATLAS} = 0$ ($\Delta\phi = 0$) isotrop und des elektrische Feld des Cerenkov-Lichtes ändert sich beim Durchgang durch das Medium nicht. Nach dem zweiten Polarisator gilt daher

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_{2,y} &= \mathcal{E}_{1,y} \cdot \sin 0 = 0 \quad , \\
 \mathcal{E}_{2,x} &= \mathcal{E}_{1,x} = 0 \quad ,
 \end{aligned}$$

und die Transmission ist gleich Null.

2. Fall

Die Intensität des kurzen ATLAS-2 Pulses $I_{A2} \approx 1\text{GW}/\text{cm}^2$ schaltet die Kerr-Zelle dadurch, daß das polarisierte ATLAS-Licht die optische Achse vorgibt, worauf das polarisierte Cerenkov-Licht in eine senkrechte und eine parallele Komponente $\mathcal{E}_{\perp}^{in}, \mathcal{E}_{\parallel}^{in}$ zerlegt wird. Auf diese wirken unterschiedliche Brechungsindizes n_{\parallel}, n_{\perp} . Deren verschiedene Phasengeschwindigkeiten $v_P = c/n_{\parallel,\perp}$ führen dazu, daß das Licht hinter dem Kerr-Medium elliptisch polarisiert ist:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{\parallel}^{KM} &= \mathcal{E}_{1,y} \cdot \cos(\omega t + \phi_{\parallel}) \cdot \cos \vartheta \quad , \\ \mathcal{E}_{\perp}^{KM} &= \mathcal{E}_{1,y} \cdot \cos(\omega t + \phi_{\perp}) \cdot \sin \vartheta \quad .\end{aligned}\quad (4.2)$$

Aus dieser resultierenden Polarisationsdrehung können wiederum Feld-Komponenten den zweiten Polarisator passieren und anschließend detektiert werden.

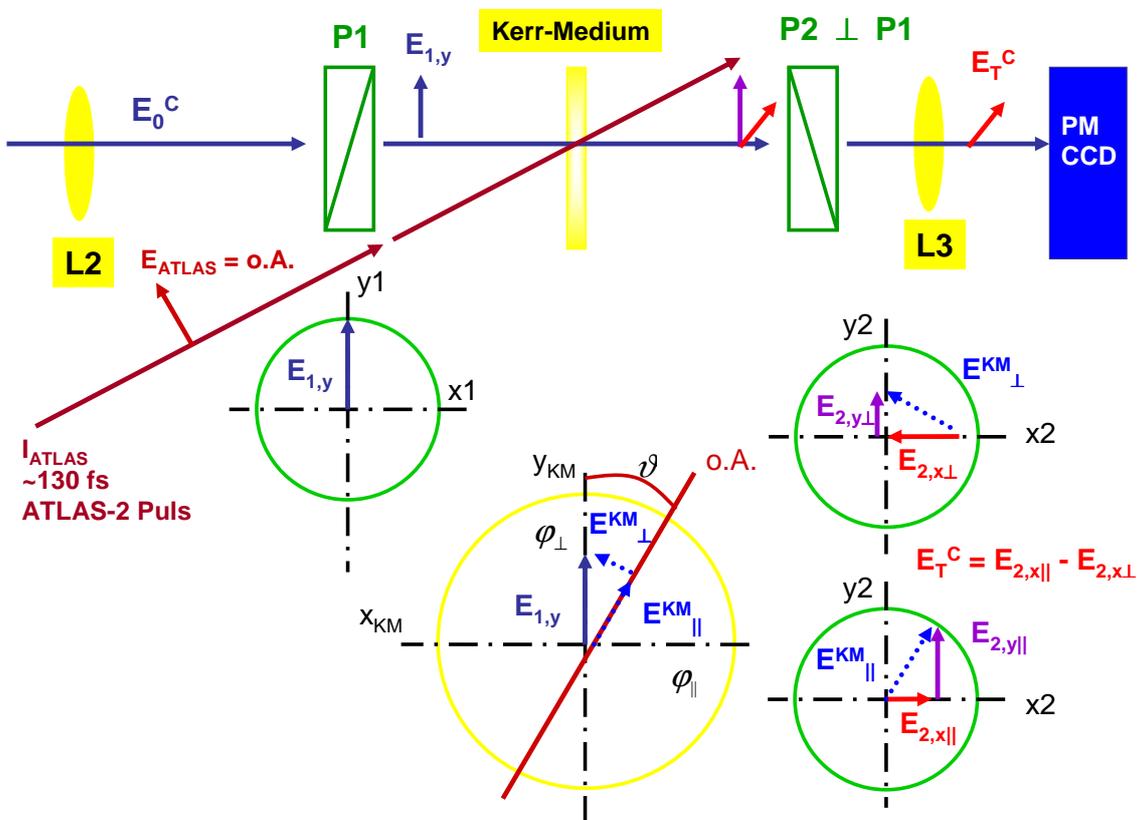


Abbildung 4.5: Das einfallende Cerenkov-Licht E_0^C wird mit $P1$ polarisiert (entlang der y -Achse) und das polarisierte elektrische Feld $E_{1,y}$ durch den ATLAS-2 Laserpuls im Kerr-Medium in eine parallele E_{\parallel}^{KM} und senkrechte Komponente E_{\perp}^{KM} aufgespalten. Der Analysator läßt davon jeweils nur die x -Komponente passieren, die ein resultierendes elektrisches Feld E_T^C ergibt.

Die transmittierte Intensität setzt sich nun aus den Feldkomponenten zusammen, die vom zweiten Polarisator entlang der x -Achse durchgelassen werden⁵

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_T^C &= \mathcal{E}_{\parallel}^{KM} \cdot \sin \vartheta - \mathcal{E}_{\perp}^{KM} \cdot \cos \vartheta \quad , \\ &= \mathcal{E}_{1,y} \cdot \cos \vartheta \sin \vartheta \cdot \left(\cos(\omega t + \phi_{\parallel}) - \cos(\omega t + \phi_{\perp}) \right) \quad ,\end{aligned}$$

⁵unter Verwendung des Additionstheorems:
 $\cos(\omega t + \phi_{\parallel}) - \cos(\omega t + \phi_{\perp}) = 2 \sin \left(\omega t + \frac{\phi_{\parallel} + \phi_{\perp}}{2} \right) \cdot \sin \left(\frac{\phi_{\parallel} - \phi_{\perp}}{2} \right)$

$$= \mathcal{E}_{1,y} \cdot \sin(2\vartheta) \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\phi_{\parallel} + \phi_{\perp}}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\phi_{\parallel} - \phi_{\perp}}{2}\right) . \quad (4.3)$$

Für kleine Werte der Phasenwinkeldifferenz ergibt sich für die transmittierte Intensität des Cerenkov-Lichts durch den Kerr-Schalter

$$\begin{aligned} I_T^C &= \frac{1}{2}c \cdot \epsilon_0 \left\langle (\mathcal{E}_T^C)^2 \right\rangle , \\ &= I_1^C(t) \cdot \sin^2(2\vartheta) \cdot \sin^2\left(\frac{\phi_{\parallel} - \phi_{\perp}}{2}\right) . \end{aligned} \quad (4.4)$$

Wenn die optische Achse durch die Polarisationsrichtung des ATLAS-2 Pulses zum ersten Polarisator um den Winkel $\vartheta = 45^\circ$ gedreht ist, wird die transmittierte Intensität des Cerenkov-Lichtes maximal.

Die absorbierte Intensität des ATLAS-2 Laser-Pulses im Kerr-Medium wird durch das Beer'sche Absorptionsgesetz beschrieben (mit Absorptionskoeffizienten α). Für die mittlere Intensität innerhalb des Kerr-Mediums (l Länge des Kerr-Mediums) wird über dessen Länge integriert

$$\begin{aligned} I_L(z) &= I_0 \cdot e^{-\alpha z} , \\ \hat{I}_L(l) &= \frac{1}{l} \int_0^l I_L(z) dz , \\ &= \frac{I_0}{l} \int_0^l e^{-\alpha z} dz , \\ &= \frac{I_0}{\alpha l} (1 - e^{-\alpha l}) . \end{aligned} \quad (4.5)$$

Da sich für kleine Absorptionskoeffizienten ($\alpha l \ll 1$) die e-Funktion entwickeln läßt, kann der elektrooptische Kerr-Effekt⁶ [4.14] wie folgt angegeben werden

$$\begin{aligned} \delta n_{\parallel} - \delta n_{\perp} &= B \cdot \langle \mathcal{E}^2(t) \rangle , \\ \phi_{\parallel} - \phi_{\perp} &= B \cdot \langle \mathcal{E}^2(t) \rangle \cdot \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha} , \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (\delta n_{\parallel} - \delta n_{\perp}) \cdot l , \\ &\simeq B \cdot \langle \mathcal{E}^2(t) \rangle \cdot l , \\ \Delta\phi(t) &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot B \cdot \hat{I}_L(t) \cdot l . \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die Intensität des Cerenkov-Lichts $I_T^C(t)$ nach dem zweiten Polarisator, läßt sich nun darstellen als

$$I_T^C(t) = I_1^C(t) \cdot \sin^2 \frac{\Delta\phi(t)}{2} . \quad (4.7)$$

Das zeitliche Verhalten wird als normierte Gaußfunktion (s.A.2) für die Laserleistung bzw. Intensität beschrieben

$$\begin{aligned} E_{L0} &= \int_{-w}^w P_L(t) dt , \\ &\simeq 0,87 \cdot \frac{E_L}{2 \cdot w} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^\infty e^{-\frac{(t-t_C)^2}{2 \cdot w^2}} dt , \end{aligned} \quad (4.8)$$

⁶mit der Kerr-Konstanten B

wobei die Pulsdauer mit $t_P = 2 \cdot w = 130 \text{ fs}$ angenommen wird und darin 87 % der Pulsenergie enthalten sind. Daraus folgt, daß

$$\begin{aligned} I_L(t) &= \frac{P_L(t)}{A} \quad , \\ &\simeq 0.87 \cdot \frac{E_L}{A \cdot 2w} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot e^{-\frac{(t-t_C)^2}{2 \cdot w^2}} \quad , \\ I_0 &= 0.87 \cdot \frac{E_L}{A \cdot 2w} \quad . \end{aligned} \quad (4.9)$$

Die Transmission durch den Kerr-Schalter ist gerade dann maximal, wenn zur Zeit $t = t_C$ die Peak-Intensität I_0 erreicht und $\sin^2 \frac{\Delta\phi(t)}{2} = 1$ ist

$$\begin{aligned} \Delta\phi(t = t_C) &= \pi \quad , \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot B \cdot l \cdot I_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot e^0 \quad , \end{aligned} \quad (4.10)$$

Mit dem Glastyp SF 57⁷ und einer Glasdicke $l = 0,5 \text{ cm}$, bei der Laser-Wellenlänge $\lambda = 0,79 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ und einem Laserspot-Radius auf dem Kerr-Medium $r = 1 \text{ cm}$, ergeben sich für die notwendige Intensität bzw. Pulsenergie die Werte

$$\begin{aligned} I_0 &= \lambda \cdot \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{1}{B \cdot l} \quad , \\ &\simeq 2,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \quad , \\ E_L &= \frac{11 \text{ mJ}}{0,87} \approx 13 \text{ mJ} \quad . \end{aligned} \quad (4.11)$$

Mit Hilfe eines Autokorrelators (ev. auch Spektrometer) nach dem Kerr-Schalter kann überprüft werden, ob nichtlineare Effekte (Selbstphasen-Modulation) die Pulsqualität beeinträchtigen und wie sich die Kerr-Schalter-Transmission mit der Laserpuls-Energie bzw. mit der Laserpuls-Dauer verhält (siehe unten).

Der Kerr-Schalter macht mit ansteigender Laser-Intensität über der Zeit auf, bis beim Maximum des Laserpulses auch die Phasendrehung maximal ist, und nimmt dann wieder entsprechend ab. Die Transmission nach dem zweiten Polarisator ist dann (Näherung nur für kleine Winkel)

$$T(t) = \frac{I_T^C(t)}{I_1(t)} = \sin^2 \frac{\Delta\phi(t)}{2} \quad , \left(\approx \frac{(\Delta\phi(t))^2}{4} \right) \quad . \quad (4.12)$$

Für die Kreuzkorrelation 3. Ordnung wird wieder eine zeitabhängige Gauß-Funktion (Gl.A.16, S.133) für das mit der Cerenkov-CCD detektierte Signal $Sig(\tau)$ verwendet.

$$\begin{aligned} Sig(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} I_T^C(t) dt \quad , \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} I_C(t) \cdot \sin^2 \frac{\Delta\phi(t-\tau)}{2} dt \quad , \end{aligned} \quad (4.13)$$

mit der transmittierten Intensität I_T^C des Cerenkov-Lichts nach dem Kerr-Medium und dem zweiten Polarisator und der zeitlichen Verzögerung τ zwischen dem Maximum des ATLAS-10 Laserpulses und dem ATLAS-2 Schaltimpuls.

⁷Kerr-Konstante, nichtlinearer Brechungsindex $B = 3.65 \cdot 10^{-15} [\text{cm}^2/\text{W}]$, Hersteller-Angabe $n_2 = 19,2 \cdot 10^{13}$ e.s.u.; dieser Wert muß noch mit dem beschriebenen Aufbau und im Zusammenhang mit dem Transmissionsverhalten des Kerr-Schalters gemessen werden

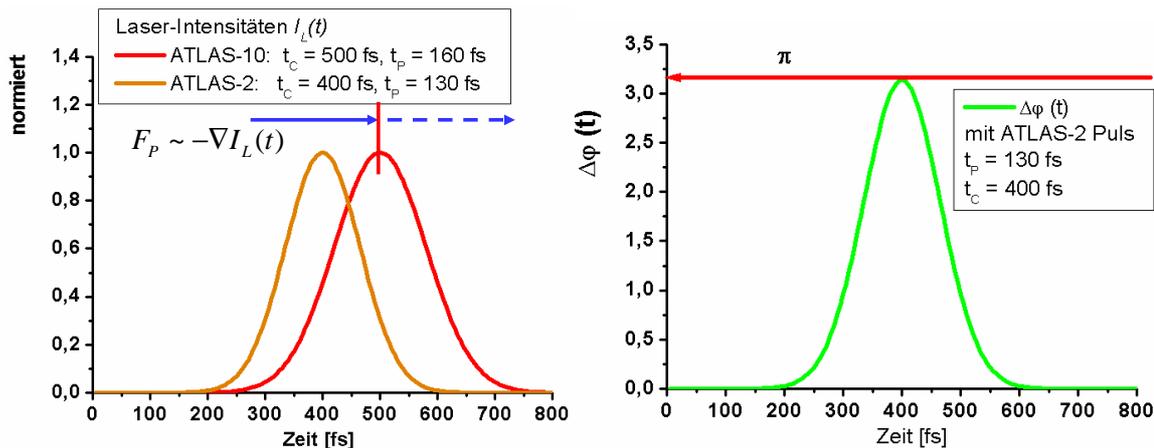


Abbildung 4.6: Links: der zeitliche Verlauf des ATLAS-2 Laserpulses (orange, mit normierter Amplitude der Gauß-Funktion) als Schaltpuls und des ATLAS-10 Laserpulses zur Beschleunigung der relativistischen Elektronen (rot). Für die ponderomotive Kraft ist nur der zeitliche Anstieg für die Elektronenbeschleunigung zu erwarten. Rechts: bei optimaler ALTAS-2 Pulsenergie wird im Leistungsspeak die Phasendifferenz $\Delta\phi$ und damit die Transmission des Kerr-Schalters maximal.

Wird das Cerenkov-Licht in Zeitschritten $\Delta\tau = 50$ fs abgetastet, ergeben sich zeitabhängige Einzelsignale, die jeweils über die Zeit integriert das Cerenkov-Licht $Sig(\tau)$ ergeben, welches von der CCD gemessen wird.

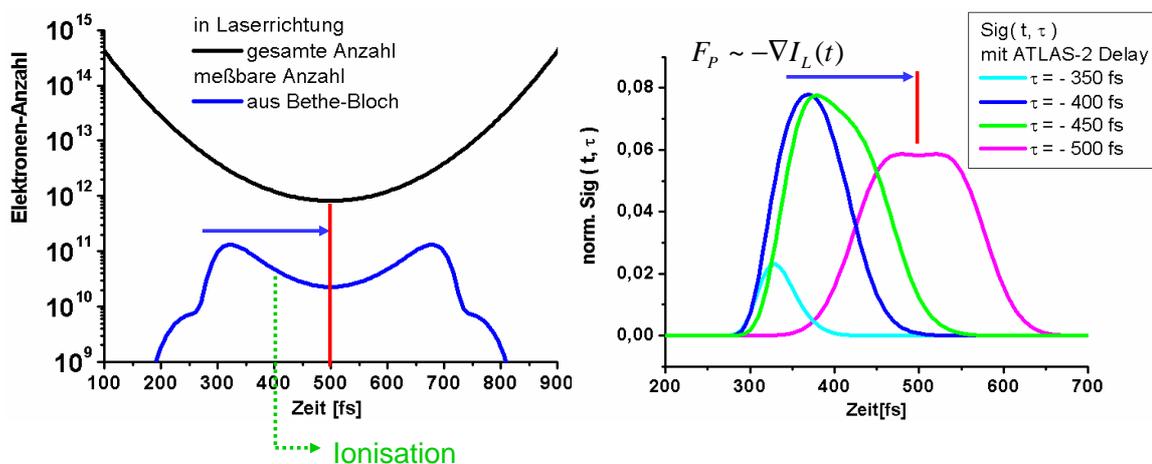


Abbildung 4.7: Links: mit der ATLAS-10 Laserintensität ändert sich mit der Zeit die effektive Temperatur der beschleunigten Elektronen und damit deren gesamte Zahl (schwarz). Der mit der Cerenkov-Diagnostik gemessene entsprechende Anteil kann daraus berechnet werden (blau nur mit Bethe-Bloch-Formel). Durch Ionisationsprozesse im Cerenkov-Medium kann sich nach einiger Zeit der Brechungsindex ändern, wodurch kein Cerenkov-Licht mehr emittiert werden kann.

Rechts: wird in Zeitschritten τ der ATLAS-2 Laserpuls mit dem Cerenkov-Signal im Kerr-Medium überlagert, resultiert daraus der zeitliche Verlauf des transmittierten Cerenkov-Lichts. Die CCD integriert anschließend dieses Signal auf, behält dabei aber die Ortsauflösung. Die Elektronen werden nur mit zunehmender Laserleistung beschleunigt und entsprechender kürzer ist der Elektronenpuls.

Das normierte Kreuzkorrelationssignal kann abschließend wie folgt angegeben werden

$$G^3(\tau = 0) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_T^C(t) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\phi(t-\pi)}{2}\right) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_C(t) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\phi(t)}{2}\right) dt} \quad (4.14)$$

Um die Funktionsfähigkeit des Aufbaus zu gewährleisten, sollte die Transmissionseigenschaft des Kerr-Schalter gemessen und mit der Laserpulsenergie bzw. -Dauer geeicht werden. Anstelle des Cerenkov-Lichts kann dazu ein grüner cw-Laser von der Target-Position aus über den optischen Aufbau abgebildet werden (s.Abb.A.9, S.129). Wegen der kurzen Schaltzeit und der geringen Leistung des cw-Lasers kann zur Messung die CCD durch einen Photomultiplier ersetzt werden. Die Energie und Dauer des ATLAS-2 Schaltimpulses kann nun solange variiert werden, bis die Transmission des Kerr-Schalters maximal ist. Gleichzeitig muß die Pulsqualität nach dem Kerr-Schalter mit Hilfe eines Autokorrelators überprüft werden.

4.2 zur Fast Ignition - Trägheitsfusion

Mit einem weiterentwickelten Konzept der Trägheitsfusion (ICF, Inertial Confinement Fusion) versuchte man über kürzere Pulse und höhere Intensitäten den Aufwand von MegaJoule-Lasern mit aufwendigen Hoch-Z-Hohlraumtargets zu reduzieren. Zahlreiche theoretische Untersuchungen [4.18, 4.19, 4.22, 4.23, 4.26] bereiteten das grundlegende Verständnis für die Vorgänge in einem auf hundertfache Festkörperdichte komprimierten Deuterium-Tritium-Pellet, welches anschließend über einen hochintensiven ps-Laserpuls [4.27] Elektronen in den MeV-Energiebereich beschleunigt [4.28], und deren Energie den verdichteten Kern dann zünden soll.

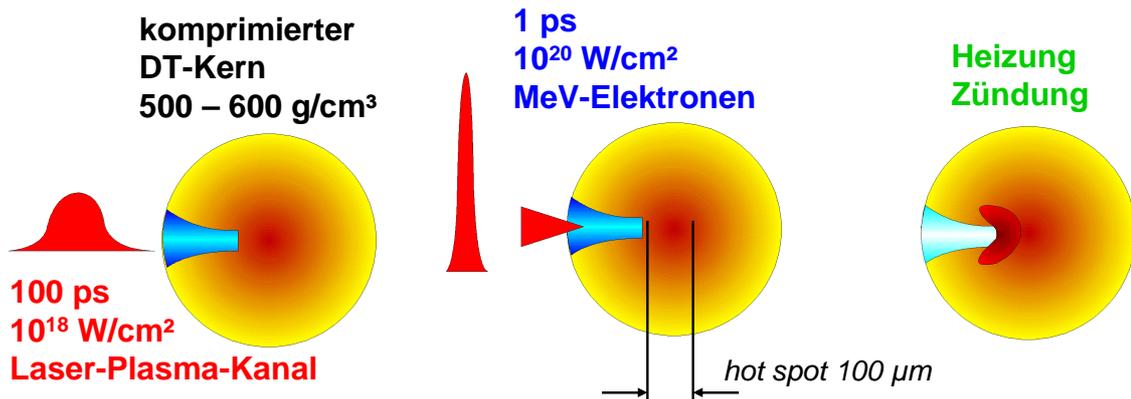


Abbildung 4.8: Konzept für Fast Ignition - Fusion:

1. der DT-Brennstoff muß auf 100-fache Festkörperdichte komprimiert werden
2. ein 100 ps Laserpuls bildet einen Plasma-Kanal ("hole-boring")
3. mit 1-10 ps Pulslänge werden bei einer Laserintensität von 10²⁰W/cm² hochenergetische Elektronen in den Kern beschleunigt und dort abgebremst. Dieser Energieübertrag ("spark") soll das Plasma über die Zündtemperatur hinaus heizen.

Über geeignete Skalierungsgesetze kann man die erforderlichen Laserparameter passend zur Verdichtung und Größe des DT-Kerns bestimmen [4.25]. Experimentelle Voruntersuchungen [4.20, 4.21] nahmen Bezug auf die wesentlichen Laser-Plasma-Wechselwirkungen von der Plasmaerzeugung, über die Selbstfokussierung bis zur Beschleunigung von Elektronen und Ionen. Mittlerweile stehen Laseranlagen zur Verfügung, deren hochenergetischer ns-Puls in einen Hohlraum fokussiert wird, dort den Brennstoff komprimiert und ein weiterer Pikosekunden PW-Puls dieses zünden kann. Dabei wurde bisher eine 1000-fach gesteigerte Neutronen-Ausbeute bis zu 10⁷ aus der DD-Fusion erreicht [4.29, 4.31].

Die aus der Fusionsreaktion



freigesetzte Kernbindungsenergie kann nur unmittelbar durch die Heliumkerne genutzt werden⁸. Für diese Reaktion ist der Wirkungsquerschnitt bei 64 keV maximal und die Bedingung für die Zündung, daß die Bremsstrahlungsverluste kleiner als die Fusionsleistungsdichte sein müssen, wird bereits ab einer Ionentemperatur von rund 5 keV erreicht. Damit der geheizte Kern zünden kann, muß ein Großteil der zuerst erzeugten Heliumkerne ihre Energie innerhalb des kleinen Volumens effizient an das DT-Plasma abgeben. Außerdem muß eine ausreichend hohe Teilchendichte erzeugt werden, damit genügend Stöße zwischen den Ionen stattfinden, um überhaupt Fusionsreaktionen einzuleiten.

⁸4/5 der Energie wird von den Neutronen abgeführt, die in einem zukünftigen Reaktor (vgl. ITER) über Brutreaktionen mit Lithium wieder Tritium erzeugen sollen

Dies führt zur Zündbedingung (modifiziertes Lawson-Kriterium) der DT-Reaktion

$$\rho_h \cdot R_h > 0,2 - 0,5 \text{ g/cm}^2, \quad (4.15)$$

für die Dichte ρ_h des "hot spots" und dessen Radius R_h .

Bei der Kompression mit ns-Laserpulsen erzeugt die heiße ablatierende Materie eine Stoßwelle in Richtung Brennstoffzentrum, welches schließlich die notwendigen Dichten erreichen soll.

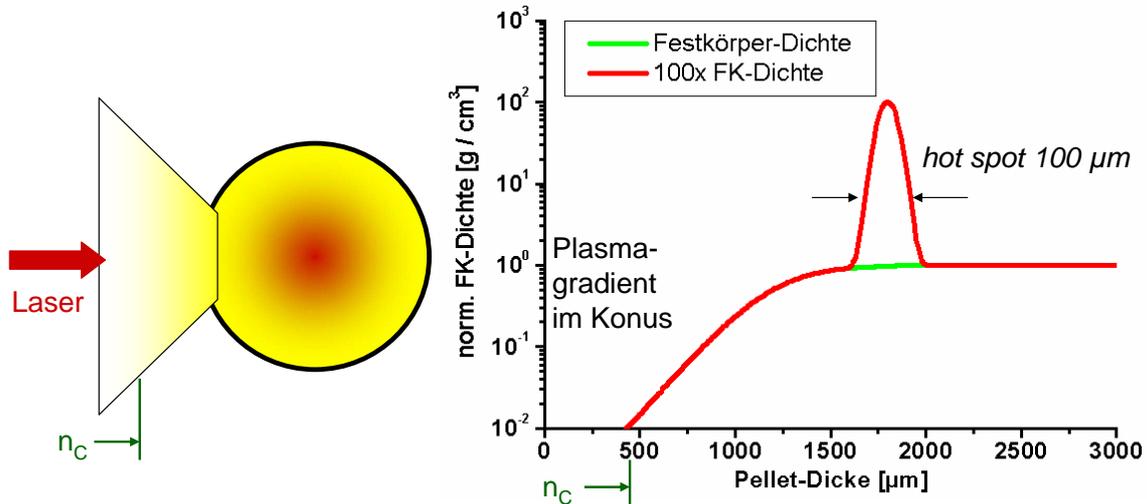


Abbildung 4.9: Cone-guided-Konzept [4.30, 4.32] zur FI mit modellierter Dichteverteilung für den komprimierten Kern und Plasmagradient nach der Expansion, die durch einen ns-Laserpuls ausgelöst wird (siehe auch Abb.1.1, S.7).

Entgegengesetzt dazu breitet sich in dem vergleichsweise langen Zeitraum ein Plasma mit ausgeprägtem Dichtegradienten um das Pellet aus (bzw. expandiert in den Konus) [4.34]. Bei Laserintensitäten um die 10^{12} W/cm^2 werden Elektronentemperaturen erreicht, die vergleichbar mit den Vorplasma-Eigenschaften bei den ATLAS-10-Experimenten sind, allerdings mit der über 10^4 -fachen Energie entsprechend größere Elektronen-Zahlen und Plasmadichten erzeugen. Nimmt der Durchmesser des *hot spots* ca. $100 \mu\text{m}$ ein (s. Abb.4.8), erstreckt sich das Vorplasma (Kap.2.1.1) mit der kritischen Dichte n_c bis über 1 mm in den Konus [4.33]. Ein folgender hochintensiver Laserpuls mit 10^{18} W/cm^2 soll nun einen stabilen Plasmakanal bis zum *hot spot* bohren, damit dann der eigentliche Hauptpuls mit 10^{20} W/cm^2 in Kernnähe die relativistischen Elektronen beschleunigen kann. Allerdings ist zu erwarten, daß die kritische Dichte, an der die Laserpulse reflektiert werden, zu weit vom Kern entfernt ist und Simulationsergebnisse zeigen, daß die Möglichkeiten des sog. *hole borings* stark eingeschränkt sind [4.35 – 4.37].

Unabhängig davon kann der Energieverlust der relativistischen Elektronen durch die angegebene Plasmadichteverteilung aus der numerische Lösung der Bethe-Bloch-Formel (Kap.2.5.1) berechnet werden. Mit der Intensität des 3. Laserpulses erreichen die Elektronen eine effektive Temperatur von 3 MeV für das Energiespektrum, welches für jede Targetschrittweite berechnet und jeweils über einzelne Energiebereiche integriert wird. Damit läßt sich die gesamte Elektronenzahl N_e und die abgegebene Energie (Stopping Power) η_G in Abhängigkeit von der Target-Dicke berechnen.

Die niederenergetischen Elektronen bis 100 keV (Anteil an Gesamtzahl nach Beschleunigung 3%) werden durch Coulomb-Stöße und Ladungstrennungen im gesamten Raumbereich verteilt und heizen vor allem das Vorplasma. Relativistische Elektronen mit einer mittleren Energie bis 500 keV (12%) unterscheiden sich im Energieverlust durch klassisches Abbremsen kaum von hochenergetischen Elektronen (85%) im MeV-Bereich (s. Abb.2.12, S.38). Passieren diese das unkomprimierte

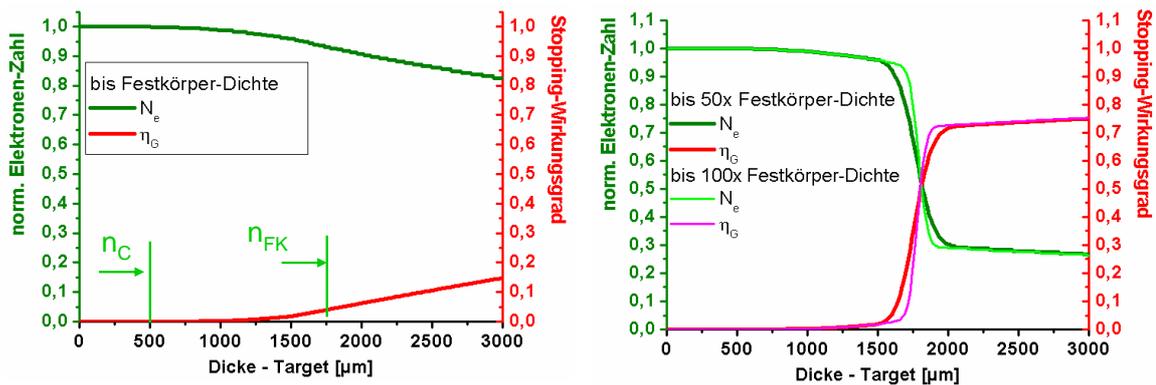


Abbildung 4.10: Numerische Lösung der Bethe-Bloch-Gl. (Kap.2.5.1) für die norm. Anzahl der Elektronen (grün) und den Wirkungsgrad für die deponierte Energie (Stopping-Power, rot). Links: nur bis Festkörperdichte (s. Abb. 4.9 grün). Rechts: bis 50-fache bzw. bis 100-fache Festkörperdichte mit entsprechendem Dichteprofil des komprimierten Kerns.

Plasma bis zum Festkörperkern (Dichteprofil siehe Abb. 4.9 grün) wird nur 15% der Elektronen-Energie an das Hintergrundplasma abgegeben. Bei Verdichtung des Kerns steigert sich die Energie-Abgabe auf 75%, wobei der maximal Wert für 50-fache Festkörperdichte ungefähr gleich dem ist, wie bei 100-facher Festkörperdichte und der Unterschied nur in einer kürzeren Stopping-Länge besteht (nimmt von ca. $300\mu\text{m}$ auf $150\mu\text{m}$ ab).

Mit der Simulation über normierte Elektronenzahlen lassen sich nun nachträglich die tatsächlichen Werte abschätzen. Im Idealfall wird ca. 80% der Laserpuls-Energie von 20 kJ^9 auf die Elektronen übertragen, wovon rund 90% auf die höher energetischen entfallen, die dann den Kern heizen und nur bei mindestens 100-facher Festkörper-Dichte im Kern schließlich ca. 10 kJ Energie deponieren. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß der Elektronenstrom aus $N_e = 3 \cdot 10^{16}$ Elektronen¹⁰ mit $I_G = N_e \cdot e / t_P \approx 400\text{ MA}$ stark kollimiert in den $100\mu\text{m}$ großen Kern gelangt.

Auswirkungen durch filamentierte Ringstrukturen

Mit den bisher erzielten experimentellen Ergebnissen (Kap.3) im Zusammenhang mit den veröffentlichten Simulationen (Kap.2.4), muß nun vor allem die Bildung von ringförmigen Elektronenstromverteilungen berücksichtigt werden, deren Durchmesser mehr als eine Größenordnung des Laserlichtbündels betragen. Selbst bei kleiner als $20\mu\text{m}$ Fokussdurchmesser würden diese Ströme den komprimierten Kern entlang eines Hohlzylindermantels passieren und kaum zur Heizung beitragen. Eventuell auftretende zentrale Elektronen-Peakströme übernehmen nur Teile der gesamten Elektronenenergie, und deren Divergenz ist auch wieder ausreichend, um nach ca. 1 mm Weglänge im Durchmesser größer als $100\mu\text{m}$ zu werden.

Läßt sich die Physik der Filamentierung, verursacht durch Weibel-Instabilitäten [4.38], und anschließender Koaleszenz mit einhergehendem *Anomalen Stoppen* auch auf heiße, verdichtete Plasmen übertragen, dann kann dies dazu führen, daß die gesamte Elektronenenergie bereits weit vor dem Pelletkern an das Hintergrundplasma abgegeben wird und deswegen keine Zündung erfolgt.

⁹optimale Absorption im dünnen Vorplasma, $t_P \sim 10\text{ ps}$, $d_F \sim 20\mu\text{m}$

¹⁰aus Gl.2.42: $0,8 \cdot 0,9 \cdot 20\text{ kJ} / 3\text{ MeV} = N_e$

Kapitel 5

Literaturverzeichnis

- [1.1] R. Sauerbrey
Hochintensitätslaser erzeugen neue, extreme Materiezustände
Physikalische Blätter 53, S. 535, 1997
- [1.2] G. A. Mourou, et al.
Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of the Extreme on a Tabletop
Physics Today 22, January 1998
- [1.3] M. Perry, et al.
Petawatt laser pulses
Optics Letters 24, p.160, 1999
- [1.4] J. D. Lindl, et al.
Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion
Physics Today 45, p. 32, September 1992
- [1.5] W. J. Hogan, et al.
Energy from inertial fusion
Physics Today p.42, September 1992
- [1.6] G. Taubes
Laser fusion catches fire
Science vol. 262, p.1504, December 1993
- [1.7] M. D. Perry, G. Mourou
Terawatt to petawatt subpicosecond lasers
Science 264, p.917, 1994
- [1.8] C. J. Joshi, P. B. Corkum
Interactions of Ultra-Intense Laser Light with Matter
Physics Today 36, January 1995
- [1.9] Th. Elsässer, I. V. Hertel, W. Sandner
Entwicklungsgeschichte, Potentiale, Perspektiven
in Dossier: Laser in neuen Anwendungen
Spektrum der Wissenschaft Dossier 2 / 1998

[1.10] A. Pukhov

Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser
Physical Review Letters 86, S.3562, 2001

[1.11] L. Gremillet, et al.

Filamented transport of laser-generated relativistic electrons penetrating a solid target
Physics of Plasmas 9, S. 941, 2002

[1.12] R. Jung, et al.

Study of electron beam propagation through dense plasma using the VULCAN Petawatt Laser
CCLRC Rutherford Appleton Laboratory, Central Laser Facility Annual Report p.31 , 2003-2004
bzw.

Study of Electron-Beam Propagation through Preionized Dense Foam Plasmas
Physical Review Letters 94, 195001, 2005

[1.13] D. Batani, et al.

Ultraintense Laser-Produced Fast-Electron Propagation in Gas Jets
Physical Review Letters 94, 055004, 2005

Diplom- und Doktorarbeiten und Habilitationen, die während der letzten Jahre mit ATLAS der Laser-Plasma-Gruppe am MPQ durchgeführt wurden bzw. damit in Verbindung stehen:

[1.14] R. E. Pfund

Inelastische Prozesse in ultra-kurzer Laser-Materie-Wechselwirkung
Dissertation, TU München 1999

[1.15] A. Saemann

Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150fs langen Laserpulsen
Dissertation, MPI f. Quantenoptik 1999

[1.16] C. Gahn

Erzeugung relativistischer Elektronen durch Propagation hochintensiver Laserpulse in einem Plasma
Dissertation, LMU München, 2000

[1.17] H. Ruhl

Collective Super-Intense Laser-Plasma Interaction
Habilitationsschrift, Darmstadt, May 2000

[1.18] U. Andiel

*Isochore Heizung von festem Aluminium mit Femtosekunden-Laserpulsen:
eine röntgenspektroskopische Untersuchung der K-Schalenemission*
Dissertation, TU München, 2001

[1.19] G. Pretzler

Generating High-Energy Particles and Photons with Femtosecond Lasers
Habilitationsschrift, LMU München, 2001

[1.20] F. Brandl

Cerenkov-Strahlung von relativistischen Elektronen durch Laser-Festkörper-Wechselwirkung
Diplomarbeit, MPQ Garching 2002

[1.21] M. Hegelich

Acceleration of heavy ions to MeV/nucleon Energies by Ultrahigh-Intensity Lasers
Dissertation der LMU, November 2002

[1.22] S. Karsch

*High-intensity laser generated neutrons:
A novel neutron source and new tool for plasma diagnostics*
Dissertation der LMU, November 2002

[1.23] M. Dreher

Superradiante Verstrkung ultrakurzer Laserpulse in Plasmen
Diplomarbeit, MPQ Februar 2000

[1.24] Christian Konz

Magnetische Filamente im interstellaren Medium
Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der LMU München, 10/1999

[1.25] Laszlo Veisz

Investigation of Parametric Instabilities in Femtosecond Laser-Produced Plasmas
Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena 2003

[1.26] Malte Kaluza

Characterisation of Laser-Accelerated Proton Beams
Dissertation MPQ, Technischen Universität München 2004

[2.1] E. Esarey, et al.

Overview of plasma-based accelerator concepts
IEEE Trans. Plasma Science 30, p.252, 1996

[2.2] P. Gibbon, E. Förster

Short-pulse laserplasma interactions
Plasma Phys. Control. Fusion 38, p.769, 1996

[2.3] D. Umstadter, et al.

Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons
Science 273, p.472, 1996

[2.4] S. Karsch, D. Habs, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov

Particle physics with petawatt class lasers
Laser Part. Beams 17, p.565, 1999

[2.5] D. Umstadter

Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers
Phys. Plasmas 8, 1774, 2001

[2.6] Donald Umstadter

TOPICAL REVIEW: Relativistic laserplasma interactions

J. Phys. D: Appl. Phys. 36, R151R165, 2003

[2.7] Stephen P. Hatchett, et al.

Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets

Phys. Plasmas 7, p.2076, 2000

[2.8] 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, p.3314, 1997

[2.9] B. Quesnel, P. Mora

Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum

Physical Review E 58, p.3719, 1998

[2.10] D. Batani et al (Ed.)

Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields

Kluwer Academic/Plenum Publisher, New York 2001

[2.11] A. Puhkov

Strong field interaction of laser radiation

Reports on Progress in Physics 66, p.47, 2003

[2.12] W. L. Kruer

The Physics of Laser Plasma Interactions

S. 117, Westview Press 2003

[2.13] H. Alfven

On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space

Physical Review 55, p.425, 1939

[2.14] H. Alfven

On the Sidereal Time Variation of Cosmic Radiation

Physical Review 56, p.1060, 1939

[2.15] S. Humphries, Jr.

Charged Particle Beams

John Wiley and Sons, Inc. New York 1990

[2.16] T. Tajima, J. M. Dawson

Laser electron accelerator

Phys. Rev. Lett. 43, p.67, 1979

[2.17] A. Modena, et al.

Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves

Nature 377, p.606, 1995

[2.18] R. Fedosejevs, X. F. Wang, and G. D. Tsakiris

Onset of relativistic self-focusing in high density gas jet targets

Phys. Rev. E 56, p.4615, 1997

[2.19] M. Borghesi, et al.

Relativistic channeling of a picosecond laser pulse in a near-critical preformed plasma

Phys. Rev. Lett. 78, p.879, 1997

[2.20] R. Wagner, et al.

Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel

Physical Review Letters 78, p.3125, 1997

[2.21] M. Borghesi, et al.

Large quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preionized plasma

Physical Review Letters 80, p.5137, 1998

[2.22] C.Gahn, G.D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, K.J. Witte

Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels

Phys. Rev. Lett. 83, p.4772, 1999

[2.23] M. Honda

On the maximum current for a self-focusing relativistic electron beam

Phys. Plasmas 7, p.1606, 2000

[2.24] J. Faure, et al.

Effects of pulse duration on self-focusing of ultra-short lasers in underdense plasmas

Physics of Plasmas 9, p.756, 2002

[2.25] C. Delfin, et al.

Influence of laser pulse duration on relativistic channels

Phys. of Plasmas 9, p.937, 2002

[2.26] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn

Laser wakefield acceleration: the highly non-linear broken-wave regime

Appl. Phys. B 74, 355, 2002

[2.27] V. Malka, et al.

Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse

SCIENCE 298, p. 1596, 2002 www.sciencemag.org

[2.28] S. P. D. Mangles, et al.

Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laserplasma interactions

Nature 431, p. 535, 2004

[2.29] C. G. R. Geddes, et al.

High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding

Nature 431, p. 538, 2004

[2.30] J. Faure, et al.

A laserplasma accelerator producing monoenergetic electron beams

Nature 431, p. 541, 2004

- [2.31] A. Bernardinello, et al.
Fast electron propagation and energy deposition in laser shock compressed plasmas
Laser and Particle Beams, vol. 17, no.3, p.519, 1999
- [2.32] E. E. Fill
Relativistic electron beams in conducting solids and dense plasmas: Approximate analytical theory
Physics of Plasmas vol. 8, no.4, p.1441, 2001
- [2.33] A. Saemann, et al.
Isochoric heating of solid aluminum by ultrashort laser pulses focused on a tamped target
Physical Review Letters 82 , p.4843, 1999
- [2.34] D. W. Forslund, J. M. Kindel and K. Lee
Theory of hot-electron spectra at high laser intensity
Phys. Rev. Lett. 39, p.284, 1977
- [2.35] F. Brunel
Not-so-resonant, resonant absorption
Phys. Rev. Lett. 59, p.52, 1987
- [2.36] H.-J. Kull
Plasmaphysik - Skriptum zur Vorlesung im SS 95
Fraunhofer Institut für Lasertechnik, Institut für Theoretische Physik A, RWTH Aachen, 1996
- [2.37] F. N. Beg, A. R. Bell, et al.
A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$
Phys. Plasmas, 4, p.447, 1997
- [2.38] A. R. Bell, et al.
Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser-solid experiments
Plasma Phys. Control. Fusion 39, p.653, 1997
- [2.39] J. R. Davies, et al.
Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets
Physical Review E 56, p.7193, 1997
- [2.40] 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, p.2686, 1997
- [2.41] D. Bauer, et al.
Relativistic ponderomotive force, uphill acceleration, and transition to chaos
Physical Review Letters 75, p.4622, 1995
- [2.42] W. Yu, et al.
Model for fast electrons in ultrashort-pulse laser interaction with solid targets
Physical Review E 82, p.2456, 1998

- [2.43] Y. Sentoku, et al.
Plasma jet formation and magnetic-field generation in the intense laser plasma under oblique incidence
Physics of Plasmas 6, p.2855, 1999
- [2.44] A. A. Andreev, A. Litvinenko and K. Yu. Platonov
Escape into vacuum of fast electrons generated by oblique incidence of an ultrashort, high-power laser pulse on a solid target
JETP 89, p.632, 1999
- [2.45] W. Yu, et al.
Electron Acceleration by a Short Relativistic Laser Pulse at the Front of Solid Targets
Physical Review Letters 85, p.570, 2000
- [2.46] K. Eidmann, et al.
Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter
Phys. Rev. E 62, p.1202, 2000
- [2.47] Q. L. Dong, J. Zhang
Electron acceleration by static and oscillating electric fields produced in the interaction between femtosecond Laser pulses and solid targets
Physics of Plasmas 8, p.1025, 2001
- [2.48] M. Zepf, et al.
Fast particle generation and energy transport in laser-solid interactions
Physics of Plasmas 8, p.2323, 2001
- [2.49] Th. Kunzl, R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn
Large-amplitude plasma waves and $2\omega_P$ emission driven by laser-generated electron jets in overdense plasma layers
Laser and Particle Beams 21, p.583, 2003
- [2.50] A. R. Bell and R. J. Kingham
Resistive Collimation of Electron Beams in Laser-Produced Plasmas
Phys. Rev. Lett. 91, p., 2003
- [2.51] G. Malka, et al.
Relativistic electron generation in interactions of a 30 TW laser pulse with a thin foil target
Physical Review E 66, 066402, 2002
- [2.52] V. Malka and S. Fritzler, et al.
Production of ultracollimated bunches of multi-MeV electrons by 35 fs laser pulses propagating in exploding-foil plasmas
Physics of Plasmas 9, p.3655, 2002
- [2.53] E. S. Weibel
Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma due to an Anisotropic Velocity Distribution
Phys. Rev. Lett. 2, p.83, 1959
- [2.54] G. Benford
Theory of Filamentation in Relativistic Electron Beams
Plasma Physics 15, p.483, 1973

- [2.55] R. Lee, M. Lampe
Electromagnetic instabilities, filamentation, and focusing of relativistic electron beams
Phys. Rev. Lett. 31, p.1390, 1973
- [2.56] R. B. Miller
An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams
Plenum Press, New York 1982
- [2.57] P. E. Young, et al.
Direct Evidence of Ponderomotive Filamentation in a Laser-Produced Plasma
Physical Review Letters 61, p.2336, 1988
- [2.58] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn
Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: three-dimensional particle-in-cell simulation
Phys. Rev. Lett. 76, p.3975, 1996
- [2.59] M. Borghesi, et al.
Observation of collimated ionization channels in aluminum-coated glass targets irradiated by ultraintense laser pulses
Physical Review Letters 83, p.4309, 1999
- [2.60] M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov
Collective Stopping and Ion Heating in Relativistic-Electron-Beam Transport for Fast Ignition
Physical Review Letters 85, p. 128, 2000
- [2.61] Y. Sentoku, et al.
Magnetic instability by the relativistic laser pulses in overdense plasmas
Physics of Plasmas 7, p. 689, 2000
- [2.62] M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov
Two-dimensional particle-in-cell simulation for magnetized transport of ultra-high relativistic currents in plasma
Physics of Plasmas 7, p.1302, 2000
- [2.63] H. Ruhl
Magnetic Filament Merging in Laser-irradiated Thin Foils
Annual Report 2000, GSI 10/2001, p.70
- [2.64] H. Ruhl
Laser Generated Charge Flows
Annual Report 2000, GSI 10/2001, p.71
- [2.65] Toshihiro Taguchi, et al.
Structure Formation and Tearing of an MeV Cylindrical Electron Beam in a Laser-Produced Plasma
Physical Review Letters 86, p.5055, 2001
- [2.66] L. Gremillet, et al.
Filamented transport of laser-generated relativistic electrons penetrating a solid target
Physics of Plasmas 9, p.941, 2002
- [2.67] L. O. Silva, et al.

On the role of the purely transverse Weibel instability in fast ignitor scenarios
Physics of Plasmas 9, p.2458, 2002

[2.68] M. Tatarakis, et al.

Propagation Instabilities of High-Intensity Laser-Produced Electron Beams
Physical Review Letters 90, No. 17, 2003

[2.69] F. N. Beg, et al.

High-Intensity-Laser-Driven Z Pinches
Physical Review Letters 92, 095001, 2004

[2.70] M. Honda

Eigenmodes and growth rates of relativistic current filamentation instability in a collisional plasma
Phys. Rev. E 69, 016401, 2004

[2.71] J. D. Jackson

Classical Electrodynamics
John Wiley & Sons, New York, 1975
2. Edition, S. 629

[2.72] Bergmann-Schäfer, Band 4

Experimentalphysik - Teilchen
S.538 f, Walter de Gruyter Berlin, New York 1992

[2.73] M. v. Ardenne, G. Musial, S. Reball

Effekte der Physik und ihre Anwendungen
S.225, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt 1990

[2.74] Y. Sentoku, K. Mima, P. Kaw, K. Nishikawa

Anomalous Resistivity Resulting from MeV-Electron Transport in Overdense Plasma
Physical Review Letters 90, 155001, 2003

[2.75] J. J. Honrubia, A. Antonicci, and D. Moreno

Hybrid simulations of fast electrons transport in conducting media
Laser and Particle Beams 22, p.129, 2004

[2.76] J. J. Honrubia, M. Kaluza, G. D. Tsakiris, J. Meyer-ter-Vehn

Fast electron propagation in non-uniform plasmas
to be submitted to Physical Review E 2004

[2.77] E. M. Epperlein

Kinetic Theory of Laser Filamentation in Plasmas
Physical Review Letters vol. 65, no 17, p. 2145, 1990

[2.78] L. Berge, et al.

Multiple Filamentation of Terawatt Laser Pulses in Air
Physical Review Letters 92, 225002, 2004

[2.79] Amita Das, et al.

Sausage instabilities in the electron current layer and its role in the concept of fast ignition
Nucl. Fusion 44, 98105, 2004

[2.80] J. J. Santos, et al.

Fast Electron Transport in Ultraintense Laser Pulse Interaction with Solid Targets by Rear-Side Self-Radiation Diagnostics
Physical Review Letters 89, 025001, 2002

[2.81] J. Zheng, et al.

Spectrum of transition radiation from hot electrons generated in ultra-intense laser plasma interaction
Physics of Plasmas 9, p.3610, 2002

[2.82] J. Zheng, et al.

Theoretical study of transition radiation from hot electrons generated in the lasersolid interaction
Physics of Plasmas 10, p.2994, 2003

[2.83] S. D. Baton, et al.

Evidence of Ultrashort Electron Bunches in Laser-Plasma Interactions at Relativistic Intensities
Phys. Rev. Lett. 91, 105001, 2003

[2.84] C. B. Schroeder, E. Esarey, J. van Tilborg, W. P. Leemans

Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface
Phys. Rev. E 69, 016501, 2004

[2.85] Jian Zheng, et al.

Study of Hot Electrons by Measurement of Optical Emission from the Rear Surface of a Metallic Foil Irradiated with Ultraintense Laser Pulse
Phys. Rev. Lett. 92, 165001, 2004

[2.86] Bergmann-Schäfer, W. Raith (Hrsg.)

Lehrbuch der Experimentalphysik - Vielteilchensysteme
Band 5, S. 97 ff, Walter de Gruyter, Berlin 1992

[2.87] M. Kaufmann

Plasmaphysik und Fusionsforschung
Teubner Verlag, Stuttgart 2003

[3.1] J. D. Jackson

Classical Electrodynamics
John Wiley & Sons, New York /2.

[3.2] S. Bastiani, et al.

Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths
Physical Review E vol.56, no.6, p.7179, 1997

[3.3] M. H. Key, et al.

Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research
Phys. Plasmas 5, p.1966, 1998

[3.4] S. Bastiani, et al.

Hot-electron distribution functions in a subpicosecond laser interaction with solid targets of varying initial gradient scale lengths

Physical Review E vol.60, no.3, p.3439, 1999

[3.5] J. A. Koch, M. H. Key, R. R. Freeman, et al

Experimental measurements of deep directional columnar heating by laser-generated relativistic electrons at near-solid density

Physical Review E vol.65, 016410, 2001

[3.6] J. Fuchs, et al.

Spatial Uniformity of Laser-Accelerated Ultrahigh-Current MeV Electron Propagation in Metals and Insulators

Phys. Rev. Lett. 91, 255002, 2003

[3.7] R. B. Stephens, et al.

K_{α} fluorescence measurement of relativistic electron transport in the context of fast ignition

Phys. Rev. E 69, 066414, 2004

[3.8] F. Brandl, G. Pretzler, D. Habs, E. Fill

Cerenkov radiation diagnostics of hot electrons generated by fs-laser interaction with solid targets

Europhysics Letters vol.61, no.5. p.632, 2003

[3.9] J. D. Jackson

Klassische Elektrodynamik

Walter dy Gruyter, Berlin, New York 2002, S.737

[3.10] J. V. Jelley

Cerenkov Radiation and its Application

Pergamon Press, London 1958

[3.11] K. Hagiwara et al.

Particle Data Group

REVIEW OF PARTICLE PHYSICS

Phys. Rev. D 66, 010001, S. 204-209, 2002

[3.12] Georg Pretzler, et al.

High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas

Applied Physics Lett. 82, S. 3623, 2003

[3.13] J. Stein, E. Fill, D. Habs, G. Pretzler, K. Witte

Hot electron diagnostics using X-rays and Cerenkov radiation

Laser and Particle Beams vol. 22, no.3 Juli 2004

[3.14] M. Zepf, et al.

Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets

Physical Review Letters 90, 064801, 2003

[3.15] M. Borghesi, et al.

Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions

Phys. Rev. Lett. 92, 055003, 2004

- [3.16] T. E. Cowan, et al.
Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator
Phys. Rev. Lett. 92, 204801, 2004
- [4.1] Stefano Atzeni, Jürgen Meyer-ter-Vehn
The physics of inertial fusion
Clarendon Press-Oxford, 2004
- [4.2] John D. Lindl, et al.
The Physics Basis for Ignition using Indirect Drive Targets on the NIF
Phys. Plasmas 11, p.339, 2004
- [4.3] M. Tabak, et al.
Ignition and high gain with ultrapowerful lasers
Phys. Plasmas 1, p.1626, 1994
- [4.4] B. J. MacGowan, et al.
Laser-plasma interactions in ignition-scale hohlraum plasmas
Phys. Plasmas 3, p.2029, 1996
- [4.5] J. C. Fernandez, et al.
Measurements of laser-plasma instability relevant to ignition hohlraums
Phys. Plasmas 4, p.1849, 1997
- [4.6] S. E. Bodner, et al.
Direct-drive laser fusion: Status and prospects
Phys. Plasmas 5, p.1901, 1998
- [4.7] M. H. Key, et al.
The Potential of Fast Ignition and Related Experiments with a Petawatt Laser Facility
Journal of Fusion Energy, vol.17, no.3, p.231, 1998
- [4.8] J. Meyer-ter-Vehn, et al.
Inertial confinement fusion
Europhys. News 29, p.202, 1998
- [4.9] J. Meyer-ter-Vehn, et al.
The fast ignitor
Europhys. News 29, p.219, 1998
- [4.10] H. Hora
Improved use of big laser systems for inertial fusion energy
Laser and Particle Beams, vol.17, no.2, p.209, 1999
- [4.11] S. H. Glenzer, et al.
Hohlraum energetics with smoothed laser beams
Phys. Plasmas 7, p.2585, 2000
- [4.12] M.C. Herrmann, M. Tabak, J.D. Lindl

A generalized scaling law for the ignition energy of inertial confinement fusion capsules
Nuclear Fusion, vol.41, no.1, p.99, 2001

[4.13] S. Atzeni, J. Meyer-ter-Vehn

Comments on the article: *A generalized scaling law for the ignition energy of inertial confinement fusion capsules* by M.C. Herrmann, M. Tabak, J.D. Lindl

Nuclear Fusion, vol.41, no.4, p.465, 2001

[4.14] H. Baumhacker, E. Fill, W. Schmid

Detection of Short CO₂ using the Optical Kerr Effect

Physics Letters, vol. 44a, no. 1, S.3, 1973

[4.15] H.-St. Albrecht et al

Measurement of Ultraviolet Femtosecond Pulses Using the Optical Kerr Effect

Applied Physics B 55, 1992, p. 362

[4.16] L. Gremillet et al

Time-Resolved Observation of Ultrahigh Intensity Laser-Produced Electron Jets Propagating through Transparent Solid Targets

Physical Review Letters, Vol. 83, p.5015, 1999

[4.17] T. Takahashi

Observation of coherent Cerenkov radiation from a solid dielectric with short bunches of electrons

Physical Review E 62, p.8606, 2000

[4.18] S. Hain, et al.

Hydrodynamic models and schemes for fast ignition

Laser and Particle Beams, vol. 17, no. 2, p.245, 1999

[4.19] K. A. Tanaka, et al.

Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition

Phys. Plasmas 7, p. 2014, 2000

[4.20] P. A. Norreys, et al.

Experimental studies of the advanced fast ignitor scheme

Phys. Plasmas 7, p.3721, 2000

[4.21] M. Borghesi, et al.

Short pulse interaction experiments for fast ignitor applications

Laser and Particle Beams, vol. 18, p.389, 2000

[4.22] M. Basko, A. Kemp, J. Meyer-ter-Vehn

Ignition Conditions for Magnetized Target Fusion in Cylindrical Geometry

Nuclear Fusion 40, S.59, 2000

[4.23] A. Djaoui

ICF target ignition studies in planar, cylindrical, and spherical geometries

Laser and Particle Beams 19, p.169, 2001

- [4.24] A. Kemp, M. Basko, J. Meyer-ter-Vehn
Ignition conditions for magnetically insulated tamped ICF targets in cylindrical geometry
Nuclear Fusion 41 (2), p. 235, 2001
- [4.25] A. Kemp, J. Meyer-ter-Vehn, S. Atzeni
Stagnation pressure of imploding shells and ignition energy scaling of ICF targets
Physical Review Letters 86 (15), p. 3336, 2001
- [4.26] A. A. Andreev, et al.
On the Possibility of Target Plasma Ignition under the Conditions of Inertial Nuclear Fusion
Journal of Experimental and Theoretical Physics vol. 92, no.1, p.69, 2001
- [4.27] R. Kodama, et al.
Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition
Nature vol.412, p.798, 2001
- [4.28] R. Kodama, et al.
Fast ignitor research at the Institute of Laser Engineering
Phys. Plasmas 8, p.2268, 2001
- [4.29] R. Kodama
Fast heating scalable to laser fusion ignition
Nature 418, p.933, 2002
- [4.30] R. B. Stephens, et al.
Implosion of Indirectly Driven Reentrant-Cone Shell Target
Phys. Rev. Lett. 91, 185001, 2003
- [4.31] K. A. Tanaka, et al.
Basic and integrated studies for fast ignition
Phys. Plasmas 10, p.1925, 2003
- [4.32] Y. Sentoku, et al.
Laser light and hot electron micro focusing using a conical target
Phys. Plasmas 11, p.3083, 2004
- [4.33] K. Adumi, et al.
Characterization of preplasma produced by an ultrahigh intensity laser system
Phys. Plasmas 11, p.3721, 2004
- [4.34] P. A. Norreys, et al.
Integrated implosion / heating studies for advanced fast ignition
Phys. Plasmas 11, p.2746, 2004
- [4.35] S. Hain, P. Mulser
Fast ignition without hole boring
Phys. Rev. Lett. 86, p.1015, 2001
- [4.36] P. Mulser, D. Bauer

Fast ignition of fusion pellets with superintense lasers: Concepts, problems, and prospectives
Laser and Particle Beams 22, p.5, 2004

[4.37] P. Mulser, R. Schneider
On the inefficiency of hole boring in fast ignition
Laser and Particle Beams 22, p.157, 2004

[4.38] M. A. True
Weibel instability in the spherical corona of a laser fusion target
Phys. Fluids 28, p.2597, 1985

[A.1] D. Strickland, G. Mourou
Compression of amplified chirped optical pulses
Opt. Commun 56, p.219, 1985

[A.2] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, F. Krausz
Kerr lens mode locking
Optics Letters 17, p.1292, 1992

[A.3] K. Yamakawa, et al.
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)

[A.4] H. Baumhacker, A. Böswald, H. Haas, K. J. Witte, U. Andiel,
J. Bayerl, X. Dong, M. Dreher, K. Eidmann, M. Fischer, M. Hegelich,
M. Kaluza, S. Karsch, G. Keller, G. Pretzler, H. Stehbeck, G. Tsakiris
Advanced Titanium Sapphire Laser ATLAS
MPQ 272, July 2002

[A.5] W. Koechner
Solid States Laser Engineering
Springer Verlag Berlin 1976/1996/4.

[A.6] D. Meschede
Optics, Light and Lasers
Wiley-VCH Weinheim 2004

[A.7] N. Hodgson, H. Weber
Optische Resonatoren
Springer-Verlag, Berlin 1992

[A.8] C. N. Danson, et al.
Well characterized 10^{19}W/cm^2 operation of VULCAN - an ultra-high power Nd:glass laser
J. Mod. Opt. 45, p.1653, 1998

[A.9] M. P. Kalachnikov, et al.
100-terawatt titanium-sapphire laser system
Laser Phys. 02, p.368, 2002

[A.10] M. Aoyama, et al.

0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser

Optics Letters 28, p.1594, 2003

[A.11] M. Pittman, et al.

Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system

Applied Physics B 74, p.529, 2003

[A.12] T. Fuji, A. Unterhuber, V. S. Yakovlev, G. Tempea, A. Stingl, F. Krausz, W. Drexler

Generation of smooth, ultra-broadband spectra directly from a prismless Ti:sapphire laser

Applied Physics B 77, p.125, 2003

[A.13] Y. Kitagawa, et al.

Prepulse-Free Petawatt Laser for a Fast Ignition

IEEE Journal of Quantum Electronics 40, p.281, 2004

[A.14] LaVision

Operation Manual - FlameStar 2F

1998, www.lavision.de

Anhang A

Anhang zum Experiment

A.1 Advanced Titanium Sapphire Laser - ATLAS

Die Laser-Plasma-Gruppe des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik hat seit 1995 das *Advanced Titanium:Sapphire Laser System - ATLAS* für Untersuchungen von Wechselwirkungen hoher Felder mit Materie in Betrieb¹ [A.4]. In Zusammenarbeit mit der Firma Continuum wurde ein Lasersystem zur Verfügung gestellt, welches mittels CPA-Technik (*chirped pulse amplification*) fs-Pulse im Terawatt-Bereich mit hoher Repititionsrate (10Hz) ermöglicht [A.1]. Dieser Leistungsbereich wird vor allem durch die Vorteile von Ti:Sa-Kristallen für die Verstärkung erreicht, die in der großen spektralen Bandbreite, der günstigen sättigbaren Energiedichte, einer hohen Zerstörschwelle und in einer geeigneten thermischen Leitfähigkeit bestehen. Mit dem Einsatz schneller Pockelszellen kann der ASE-Vorpuls (*amplified spontaneous emission*) deutlich reduziert werden und deformierbare (adaptive) Spiegel erlauben eine bessere Fokussierbarkeit, durch homogenere Profile der Laserlichtbündel und ebener Wellenfronten.

Das Gesamtsystem (Abb. 2.1) setzt sich im wesentlichen zusammen aus einem

- fs-Oszillator
- Puls-Strecker und Regenerativen Verstärker
- 1. Multipass-Verstärker (ATLAS-2)
- 2. Multipass-Verstärker (ATLAS-10)
- Puls-Kompressoren für ATLAS-2 und -10

Ultrakurze Laserpulse können ab Peak-Leistungen von einigen GW über den nichtlinearen Brechungsindex n_2

$$n(I_L) = n_0 + n_2 \cdot I_L \quad , \quad (\text{A.1})$$

schließlich die Selbstfokussierung (s.Abb.2.3, S.21) auslösen und dadurch die Laserlichtbündel-Geometrie im Resonator ändern [A.2].

Die weitere Verstärkung von kurzen Pulsen ist einerseits durch die Zerstörschwelle und vorher bereits durch die nichtlineare Selbstphasen-Modulation begrenzt. Mit zeitlich ansteigender Intensität nimmt der Brechungsindex zu, so daß die erste Hälfte des Laserpulses Rot-Verschoben und entgegengesetzt dazu der abnehmende Teil Blau-Verschoben wird. Ein Maß für diesen nichtlinearen "Phase Shift" ist durch das B -Integral gegeben

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 \cdot I(z) dz \quad , \quad (\text{A.2})$$

¹Überblick der Arbeiten s. Kap.1, S.11 [1.14 – 1.26]

und führt bei großen Werten zur Zerstörung der ebenen Wellenfront und damit zur Beeinträchtigung der Laserlichtbündel-Qualität und Pulsdauer. Bereits für kleine $B < 1$ wird die Intensität im Fokus wegen $I_P \sim 1 - B^2$ deutlich reduziert.

Um kurze Laserpulse nun weiter verstärken zu können, kann neben der Vergrößerung des Lichtbündel-Durchmessers, der Puls zeitlich gestreckt werden. Über diese CPA-Technik [A.3] werden bei Energien von nJ die Pulse von 100 fs auf ca. 150 ps verlängert und bei typischen Energie-Dichten von $F \approx 1 \text{ J/cm}^2$, können für Ti:Sa-Systeme nach der Rekomprimierung der Pulse Intensitäten von $\approx 100 \text{ TW/cm}^2$ erreicht werden [A.9 – A.12].

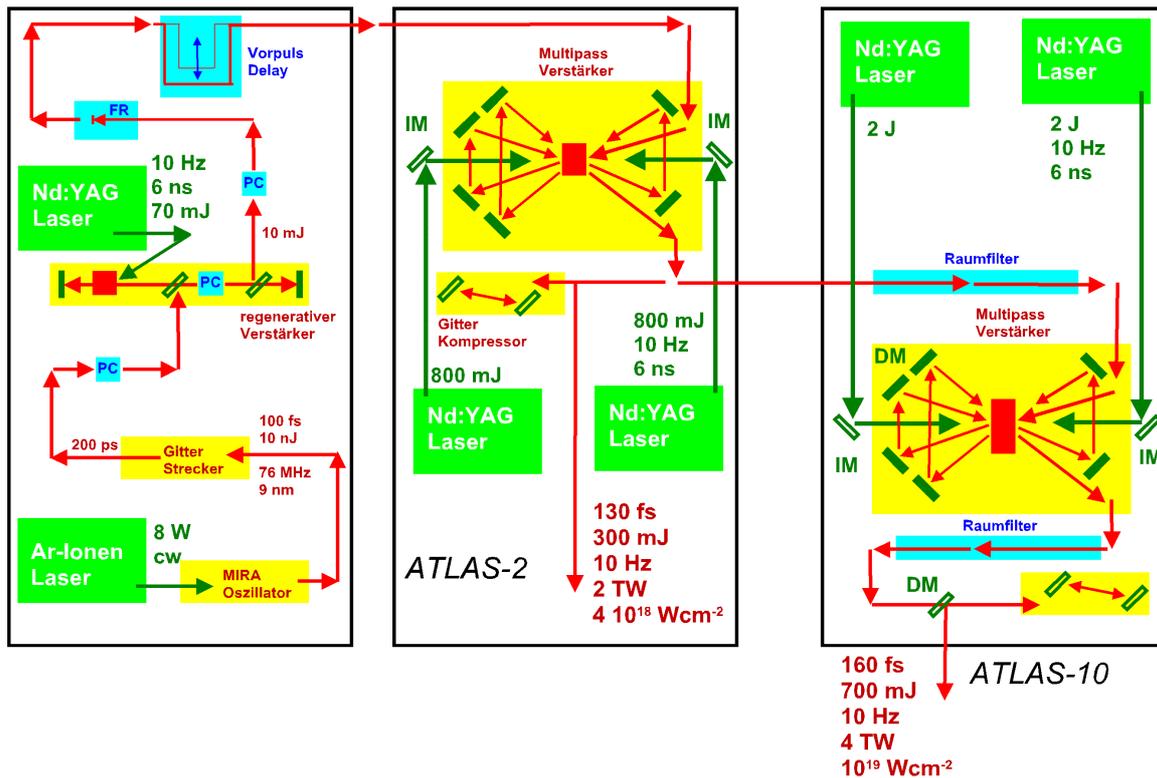


Abbildung A.1: Überblick - ATLAS-System: Links unten, Mira-Oszillator von Coherent, Puls-Streckung über ein Gitter-Paar. Puls-Selektion über Pockels-Zellen (PC) und erste Verstärkung im Regenerativen Verstärker. Mitte, ATLAS-2 Multipass-Verstärker und Gitter-Kompressor. Rechts, ATLAS-10 Multipass mit Adaptiven Spiegeln (DM) und Gitter-Kompressor.

Coherent - Oszillator

Der Mira Ti:Sa-Oszillator von Coherent wird durch einen cw Argon-Ionen-Laser (8-10 W) gepumpt und liefert Pulse mit 10 nJ Energie und einer Pulsdauer von 100 fs mit 76 MHz Wiederholrate. Die Wellenlänge ist auf 790 nm mit einer Bandbreite von 10 nm zentriert. Das Produkt der zeitlichen Bandbreite

$$\nu \cdot \tau = 0.47 \quad , \quad (\text{A.3})$$

ist geringfügig größer als für einen $sech^2$ - Puls von 0,32 . Das Kontrast-Verhältnis (Puls-Peak-Intensität dividiert durch Vorpuls-Intensität) ist über eine Dauer von 10 ps besser als 10^6 . Das Laserlichtbündel nach dem Oszillator wird durch eine Kombination von zwei Photodioden (unterteilt in vier Quadranten) und zwei Piezo gesteuerten Spiegel in seiner Strahlage (Pointing) stabilisiert, so daß die Strahldrift durch Temperaturschwankungen und minimale Erschütterungen kompensiert wird. Das Nachjustieren wird damit auf ein Minimum reduziert.

Puls-Strecker

Nach dem Mira-Oszillator wird das Laserlicht in einen Gitter-Strecker mit 4-fach Durchgang eingekoppelt. Durch die positive Dispersion wird der Laserpuls um einen Faktor $\simeq 1.500$ auf 150ps gestreckt.

Die ATLAS-2 VerstärkerDer regenerative Verstärker

Der gestreckte Laserpuls (Wiederholrate 76 MHz) wird mit einer ersten Pockelszelle (10 Hz) vor dem Regen in eine TEM_{00} - Kavität eingekoppelt und in einem weiteren Ti:Sa-Kristall (0,15wt%, 15 mm lang) verstärkt. Eine zweite Pockelszelle innerhalb des Resonators dreht die Polarisationsrichtung wodurch der Seed-Laser ein- und der verstärkte Puls ausgekoppelt wird. Durch die Verstärkung wird die Pulsenergie von 10 nJ in den Bereich von 10 mJ nach 13 Umläufen gesteigert. Die Absorptionseffizienz der Pumpenergie beträgt 90%, die Quanteneffizienz $532\text{nm}/790\text{nm} = 67\%$, der Überlapp-Faktor zwischen Pumplicht und Ti:Sa-Laserpuls von 90% ergibt eine Gesamteffizienz von 55%, somit sind rund 30 mJ Pumpenergie nötig. Der Continuum Surelite 1 Laser liefert maximal frequenzverdoppelte 100 mJ mit 5 ns Pulsdauer ($F = 1,5\text{J}/\text{cm}^2$), synchronisiert zum eingekoppelten Ti:Sa-Seed-Laserpuls.

und Multipass-Verstärker 1

Nach dem Regenerativen Verstärker (RA) wird der Laserpuls durch einen Multipass-Verstärker (4 Durchgänge) geführt. Der Ti:Sa-Verstärker-Kristall wird durch zwei synchronisierte 10-Hz Q-switched Nd:YAG Laser (Powerlite) mit $2 \times 0,85\text{J}$ und 6 ns gepumpt. Bei einer Gesamteffizienz der Verstärkung von $\simeq 20\%$ erreicht der 10 mJ-Laserpuls über 300 mJ. Dabei wird das Laserlichtbündel nach dem RA mit einem Galileo-Teleskop auf einen Durchmesser von 8 mm auf den Ti:Sa-Kristall (18 mm Durchmesser, 15 mm Länge, 0,1 wt %, $\alpha_{532} = 2\text{cm}^{-1}$) vergrößert. Für ATLAS-2 kann man einen TEM_{00} -Mode annehmen, der sich im Idealfall als Gauß-förmig beschreiben läßt.

Der ATLAS-10 Verstärker

Der Laserpuls nach dem ATLAS-2 Verstärker wird auf einen weiteren Labortisch gespiegelt und dort bei 4 Durchgängen durch einen großen Ti:Sa-Kristall (40 mm Durchmesser, 17 mm Länge, 0,08 wt%, $\alpha_{abs} = 1,58\text{cm}^{-1}$) verstärkt. Von einer 8 mm Blende wird der ATLAS-2 Puls (300 mJ, Durchmesser 13 mm) über ein Teleskop auf den Ti:Sa-Kristall abgebildet (190 mJ, 18 mm). Zwei Güte-geschaltete frequenzverdoppelte Nd-Glas-Laser liefern zusammen 4 J Pumpenergie. Bei einer absorbierten Pumpenergie von 3,7 J (Pumplicht-Durchmesser 19 mm, $\eta_{abs} = 0,93\%$, $F = 0,7\text{J}/\text{cm}^2$) erreicht ATLAS-10 vor dem Kompressor eine Pulsenergie von 1,1 J bis 1,3 J (Verstärkungseffizienz 30 %).

Intensitätsverteilung

Auf Grund der Ti:Sa-Kristallfehler und der inhomogenen Pumplichtverteilung ist das Strahlprofil nicht mehr Gauß-förmig. Ein erster adaptiver Spiegel gleicht die beiden Intensitätsspitzen aus und sorgt für eine homogenere Intensitätsverteilung durch den Kristall.

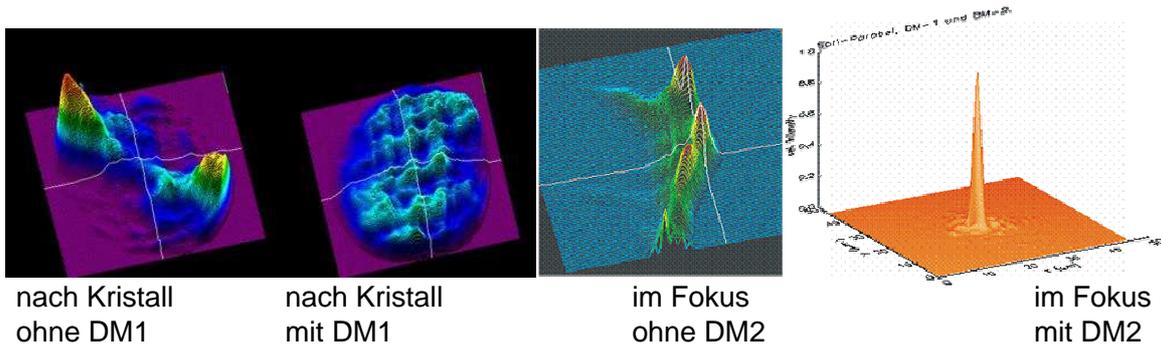


Abbildung A.2: Das Laserlichtbündel nach dem Ti:Sa-Kristall des 2. Multipass-Verstärkers (ATLAS-10 [A.4]) im Vergleich mit und ohne Korrektur der Intensitätsverteilung durch 1. adaptiven Spiegel (DM1). Die Intensitätsverteilung im Fokus mit und ohne 2. adaptiven Spiegel (DM2) zur Wellenfront-Korrektur

Kompressor

Ein Teleskop weitet den Laserpuls nach dem Ti:Sa-Kristall von 18 mm auf 63 mm und bildet diesen auf das Gitter-Paar (wie ATLAS-2, 1.800 1/mm , Fläche $140 \times 120 \text{ mm}^2$) ab. Die Zerstörschwellen (0.35 J/cm^2 bei 200 fs, 0.5 J/cm^2 bei 200 ps) erlauben eine maximale Energiedichte von $F = 0,12 \text{ J/cm}^2$.

Wellenfront-Korrektur

Ein Shack-Hartmann-Sensor vermisst die Wellenfront und steuert mit Hilfe einer Schleifenregelung den 2. adaptiven (deformable) Spiegel nach dem Kompressor und gleicht damit Wellenfront-Deformationen wieder aus. Damit kann ein minimaler Fokus von $6 \mu\text{m}$ Durchmesser erreicht werden, in dem 90 % der Pulsenergie enthalten sind.

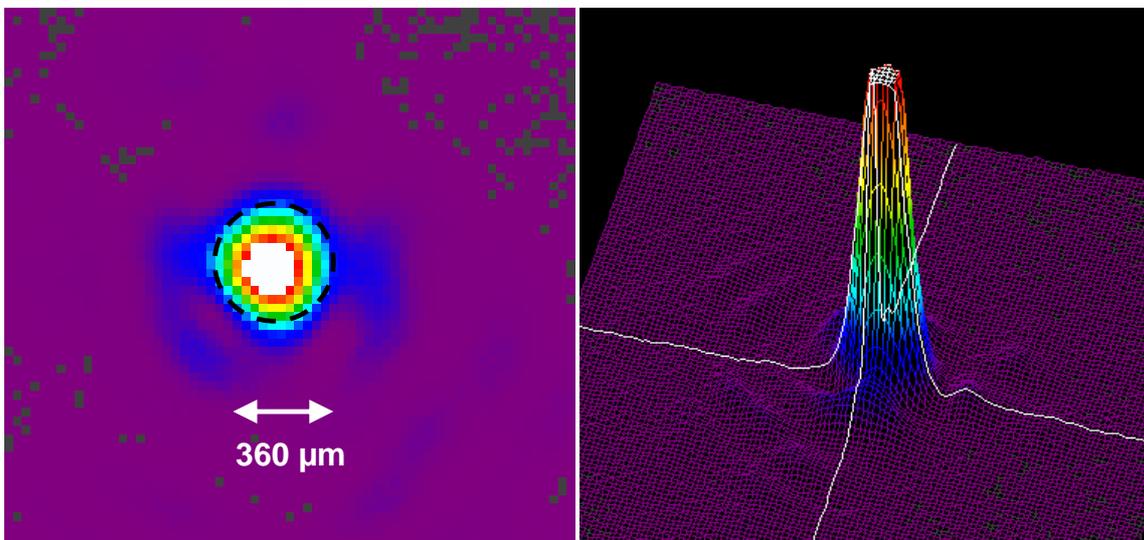


Abbildung A.3: Fokus-Eigenschaften nach der Offaxis-Parabel ($f\#2,5$) in der Targetkammer mit Filtern und einer 8-bit-CCD bei einer optischen Vergrößerung $M = 60$ durch eine $f\#2$ Linse. Bei höhere Filter-Transmission wird die CCD im Intensitäts-Peak übersteuert (weiß), wodurch die Lichtverteilung ausserhalb des Fokus deutlicher wird (links: 2D-Bild, rechts: 3D)

Mit den drei wesentlichen Größen für Experimente mit ATLAS-10 - der Pulsenergie von rund

700-800 mJ, bei einer mittleren Pulsdauer von 160 fs im minimalen Fokusbereich von $6\mu\text{m}$ - wird die Laserintensität von $1,5 \cdot 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ erreicht.

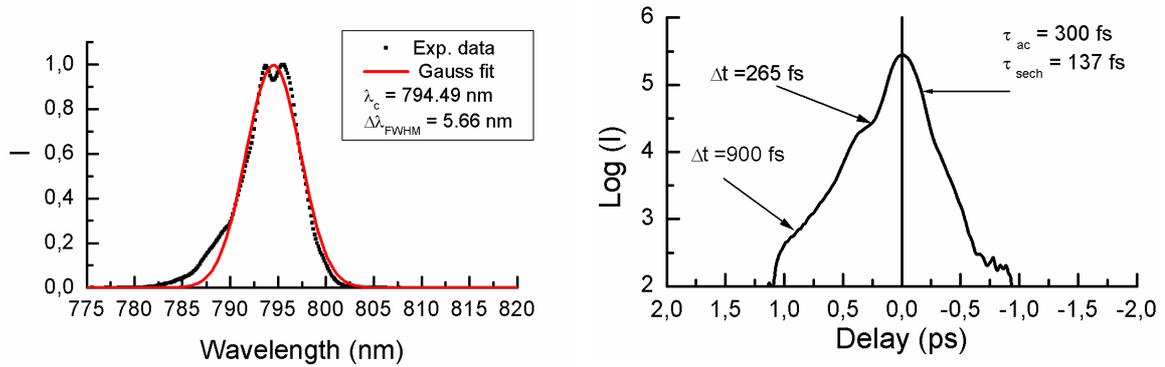


Abbildung A.4: ATLAS 10 - Spektrum und Pulscharakteristik [A.Marcinkevicius] gemessen mit Hilfe eines Autokorrektors 3. Ordnung

Fokus-Eigenschaften

Bei Experimenten mit schnellen Elektronen aus relativistischen Laser-Plasmen ist die Energieverteilung und deren Dichte (n_{REB} : relativistic electron beam density) empfindlich von der Laserintensität abhängig. Durch die starke Fokussierung mit einer $f^{\#}2.5$ Parabel wird eine ausgeprägte Strahltaile $w(z)$ eingestellt [A.7]

$$w(z) = w_T \cdot \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (\text{A.4})$$

die im Fokus einen minimalen Radius von $w_T = 2\mu\text{m}$ erreichen kann. Dies ist für den ATLAS-2 mit der Grundmode TEM_{00} nahezu der Fall, so daß der Strahlbreitungsparameter (Modenzahl) $M^2 = 1$ ist. In diesem Fall erhält man die Rayleigh-Länge z_0 für den beugungsbegrenzten Tailenradius $w_0 = w_T$

$$z_0 = w_0^2 \cdot \frac{\pi}{\lambda} = 16\mu\text{m}. \quad (\text{A.5})$$

Aus der Brennweite f und dem Lichtbündeldurchmesser D vor der Fokussierung läßt sich über das Strahlparameterprodukt die Fokus-Größe berechnen

$$\begin{aligned} \tan \theta &= \frac{D}{2 \cdot f}, \\ w_T \cdot \tan \theta &= M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Für die ATLAS-10 Fokussierung lassen sich mit einem $M^2 = 3$, einem Tailenradius $w_T = 3\mu\text{m}$ und einer entsprechenden Rayleighlänge von ca. $35\mu\text{m}$ die Strahltaile und die Laserintensitäten berechnen und graphisch darstellen.

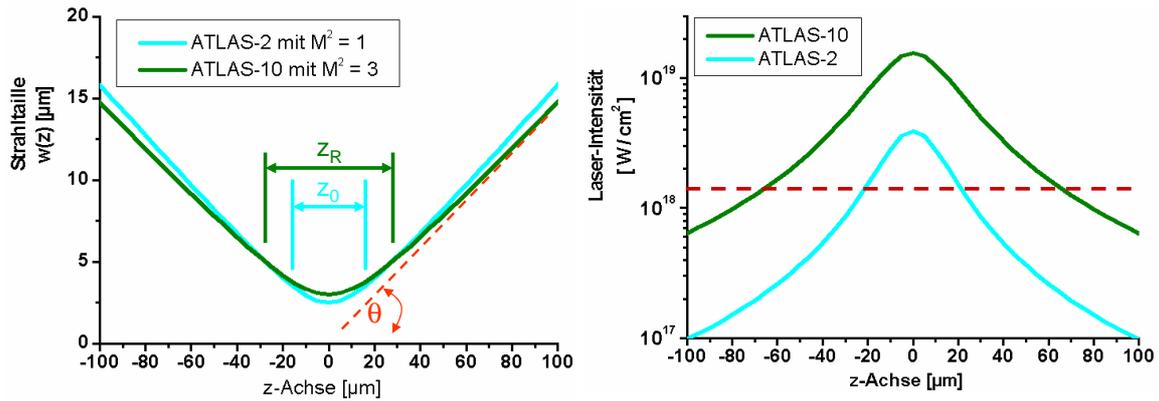


Abbildung A.5: Links: ATLAS-10 und ATLAS-2 Strahltaile durch $f^{\#}2,5$ -Parabel. Rechts: dazugehörige Intensitätsverläufe mit Schwelle für die relativistische Intensität.

Vom wesentlichen Interesse bei Experimenten mit hochintensiven, ultrakurzen Laserpulsen ist das Erreichen der relativistischen Schwelle für die Laser-Plasma-Wechselwirkung, bei der das ponderomotive Potential zur Beschleunigung der Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten dominiert (s. Kap.2.2.2). Da die effektiven Temperaturen der Elektronenspektren mit der Laserintensität skalieren, wird über die Energieerhaltung die Anzahl aller und damit auch der gemessenen Elektronen festgelegt. Durch Änderung der Target-Position (entlang z-Achse) kann daher der Einfluß auf filamentierte, relativistische Elektronenströme untersucht werden (s. Abb.3.29, S.78).

Diese Untersuchungen sind dann unter anderem Grundlage zur Weiterentwicklung der Konzepte zur *Fast Ignition Trägheitsfusion* (s. Kap.4.2) [A.8].

Vorpuls-Eigenschaften

Da der Ti:Sa-Kristall (Fluoreszenzlebensdauer $\tau_F = 3\mu s$) mit 5 ns gepumpt wird, können innerhalb dieser Zeit bis der Signalpuls die gespeicherte Energie aufnimmt, rund 0,2% der Pumpenergie spontan emittiert werden. Da das Kontrastverhältnis des Laserpulses zum ASE-Vorpuls (*amplified spontaneous emission*) aus dem Mira-Oszillator 10^6 beträgt, beginnt die Ausprägung des Vorpulses vor allem im Regenerativen Verstärker und wird in den nachfolgenden Kristallen ungesättigt und deswegen exponentiell verstärkt. Nach dem ersten Multipass-Verstärker ATLAS-2

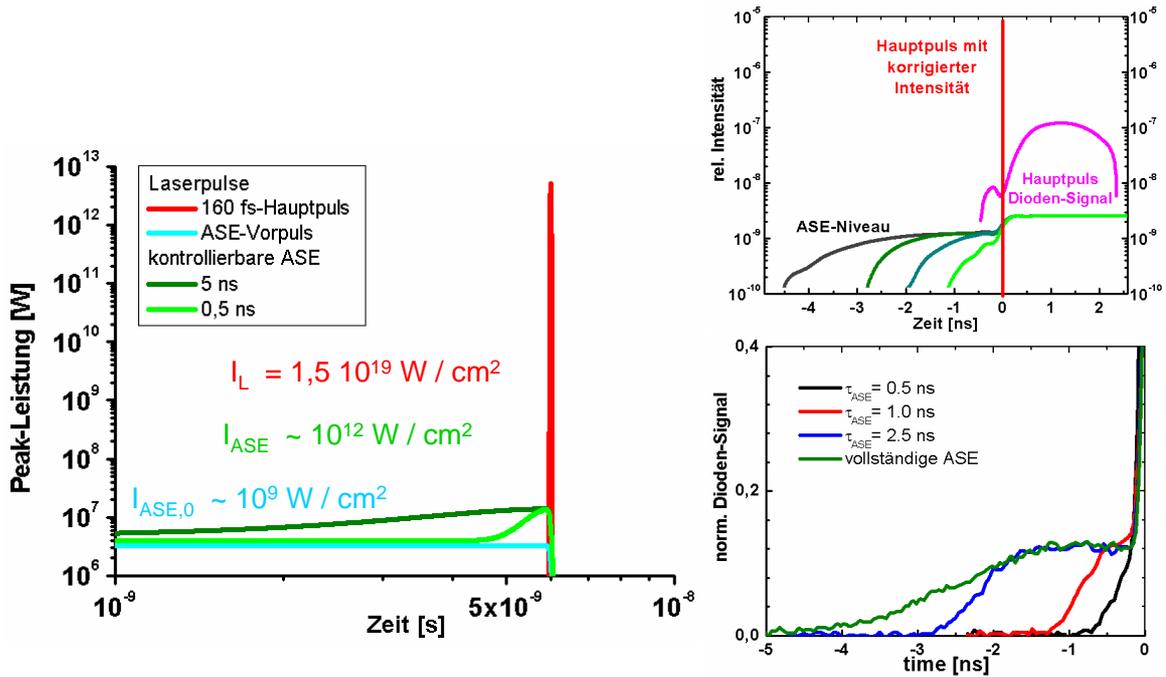


Abbildung A.6: ATLAS 10 - Schema der Laserpuls-Charakteristik. Links: Peak-Power über der Zeit für den Hauptpuls (rot), die nicht unterdrückbare ASE (hellblau) und die kontrollierbare ASE (grün). Rechts: Messung des ASE-Niveaus (im Vergleich zum Hauptpuls) und der ASE-Dauer (unten) [M.Kaluza].

hat der ASE-Vorpuls noch deutlich weniger als 1 mJ Energie, die dann im ATLAS-10 Multipass auf ca. 3 mJ verstärkt wird. Auch wenn die Fokussierbarkeit geringer ausfällt, wird doch eine Laserintensität von 10^{12} W/cm^2 überschritten. Dies reicht aus um ein ausgeprägtes Plasma vor einem Festkörpertarget zu erzeugen (s.Kap.2.1.1). Mit einer dritten Pockelszelle nach dem Regenerativen Verstärker, läßt sich dieser ASE-Vorpuls und damit die Ausdehnung des Vorplasmas im Zeitbereich zwischen 0,5 ns und 5 ns kontrollieren. Das optische Gate der Pockelszelle mit 5 ns Länge wird in erster Linie durch die Eigenschaltzeit der Zelle selbst und weniger durch die schnelle Elektronik begrenzt. Diese kann dann die Anstiegsflanke bis auf rund 300 ps an den Signalpuls heranschieben und damit den ASE-Vorpuls reduzieren. Bei den beschriebenen Experimenten werden die Meßwerte teilweise in 0,2 ns -Schrittweite aufgetragen.

Zu den wichtigsten Zielen zur Weiterentwicklung der CPA-Technologie, gehören neben der Verkürzung der Dauer des Hauptpulses auch die Reduktion des Vorpulses [A.13]. Gerade im Zusammenhang mit der *Fast Ignition Trägheitsfusion* erlaubt ein kürzerer Laserpuls das Erreichen der Zündschwelle bereits bei kleineren Laserenergien (s.Kap.4.2). Desweiteren soll der verringerte ASE-Vorpuls eine möglichst kleine Ausdehnung der kritischen Dichte vor dem komprimierten Brennstoff-Kern gewährleisten, so daß die Elektronen nahe am Fusions-Zentrum beschleunigt werden können und dort schließlich durch Energieabgabe die Fusion zünden (s.Abb.4.10, S.101).

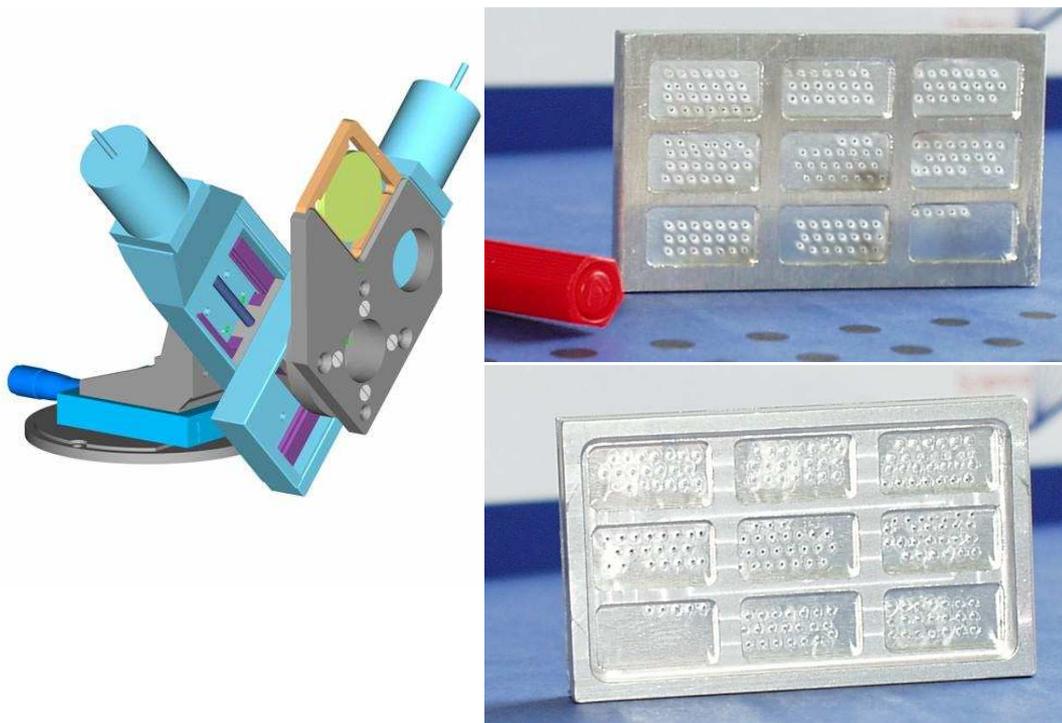
Target-Positionierung

Abbildung A.7: Links: Targethalter mit MicroMeter-Schrittmotoren zur exakten Positionierung der Targets im Laser-Fokus. Rechts: Vorder- und Rückseite eines typischen Targets aus $5\mu\text{m}$ Aluminium mit aufgeklebtem Tesa-Film als Cerenkov-Medium auf der Rückseite (jeweils ein Laser-Schuß hinterläßt ein durchgehendes Loch, Kantenlänge des Targets 3×5 cm).

A.2 Eichungen

Messung der Pulsenergie in der Target-Kammer (Vakuum)

Mit dem ATLAS-10 läßt sich eine maximale Intensität von $2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ fokussiert auf dem Target nur dann erreichen, wenn der Laserpuls optimal auf 700 bis 800 mJ verstärkt wird. Zur Kontrolle der Laserenergie wurde eine Photodiode hinter der Targetkammer und eine weitere im Multipass-Aufbau geeicht.

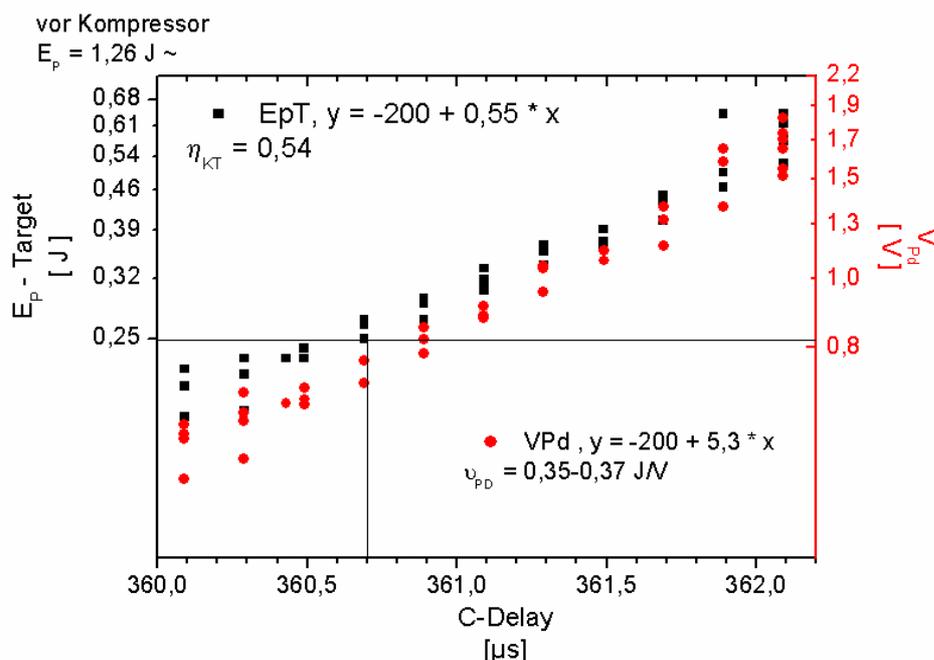


Abbildung A.8: Die Pulsenergie als Funktion des C-Delays aufgetragen. Dieser stellt die Zeitverzögerung zwischen Signalpuls und Pumpimpuls im Verstärkerkristall ein. Zusätzlich wurde zur Kontrolle der Laserpuls-Energie in der Target-Kammer eine Photodiode installiert und geeicht.

Allerdings ändert sich die Fokusposition und das Strahlprofil bei Verringerung der Laserenergie mit dem C-Delay, so daß die Messungen in Abhängigkeit von der Laser-Intensität nur mit der Target-Position bezüglich zur Strahlrichtung vor bzw. hinter dem Fokus durchgeführt wurden (s.Abb.3.29, S.78); immer mit maximaler Pulsenergie.

Vorplasma-Eigenschaften

Für den ATLAS-2 ASE-Vorpuls (A2) erreicht die Energie weniger als 0,3 mJ mit einer entsprechenden Intensität von $< 10^{11} \text{ W/cm}^2$, während beim ATLAS-10 (A10) dieser Vorpuls nochmal exponentiell auf mehr als 3 mJ verstärkt wird und damit deutlich über 10^{12} W/cm^2 liegt.

Die Vorpuls-Charakteristik bei den beiden Lasersystemen ist entscheidend für die Vorplasma-Bildung der jeweiligen Materialien und beeinflusst wesentlich die Elektronenbeschleunigung und damit auch die Filamentierung der Elektronenströme. Zur Berechnung der Elektronentemperatur T_{eff} kann näherungsweise auf die Skalierung für die Resonanz-Absorption (Gl.2.36, S.27) zurückgegriffen werden, wenn man davon ausgeht, daß 50 % der ASE-Energie absorbiert wird und auf Elektronenheizung übergeht. Mit der jeweiligen Gradientenlänge L_{VP} des Vorplasmas kann ungefähr auf die Dichteverteilung auf der Targetvorderseite geschlossen werden (s.Kap.2.1.1,

S.19) und zusammengefaßt ergeben sich folgende Werte:

phy. Größe	PP (C_3H_6)	Al	Cu
Z_K (mittlere)	2,67	13	29
A [g/mol] (mittlere)	4,67	27	63,6
ρ [gcm ⁻³]	0,9	2,7	8,93
n_e [10 ²³ cm ⁻³]	3	8	25
$U_{q=1}$ [eV]	≈ 12	6	7,7
$I_L(U_q)$ [10 ¹⁵ Wcm ⁻²]	≈ 0,1	0,005	0,01
T_{eff} [keV] A10 / A2	2 / 0,5		
c_S [10 ⁵ m/s] A10/ A2	2 / 1	0,8 / 0,4	0,5 / 0,3
$L_{VP}(t = 1ns)$ [μm] A10	200	80	50
$n_{VP,0}$ [10 ¹⁸ cm ⁻³] A10	0,2	3	12
$L_{VP}(t = 1ns)$ [μm] A2	100	40	
$n_{VP,0}$ [10 ¹⁸ cm ⁻³] A2	1,5	20	
ω_P [10 ¹³ s ⁻¹] A10/ A2	2,5 / 7	10 / 25	
λ_P [μm] A10/ A2	75 / 27	19 / 8	
n_c [10 ²¹ cm ⁻³]	1,8		
λ_D [μm] A10/ A2	74 / 13	19 / 4	

CCD-Abbildung, Vergrößerung

Über einen f^2 -Achromat wird das Bild der Cerenkov-Lichtverteilung von der Target-Rückseite vergrößert auf die schnell geschaltete CCD abgebildet. Zur scharfen Abbildung wird ein transparentes Pergamentpapier auf Tesafilm über eine Lochblende geklebt und die Vorderseite mit einem grünen HeNe-Laser beleuchtet (nach Zentrierung der Lochblende auf die Fokusposition und Justage der f^2 -Optik).

Aus der Abbildungsgleichung für die Brennweite f , der Gegenstandsweite g und der Bildweite b läßt sich die optische Vergrößerung M berechnen,

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} &= \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad , \\ M &= \frac{b}{g} \quad , \\ g &= f \cdot \left(1 + \frac{1}{M}\right) \quad , \end{aligned} \tag{A.7}$$

bzw. mit gegebenem M und einfach zu messendem b die Gegenstandsweite ohne Messung einjustieren. Der damit gemessene Cerenkov-Winkel, der die Energie der relativistischen Elektronen festlegt, wird nun von der Vergrößerung und der Apertur bestimmt

$$\begin{aligned} \tan \theta_C &= \frac{D}{2 \cdot g} \quad , \\ \tan \theta_C &= \frac{D}{2 \cdot f \cdot \left(1 + \frac{1}{M}\right)} \quad . \end{aligned} \tag{A.8}$$

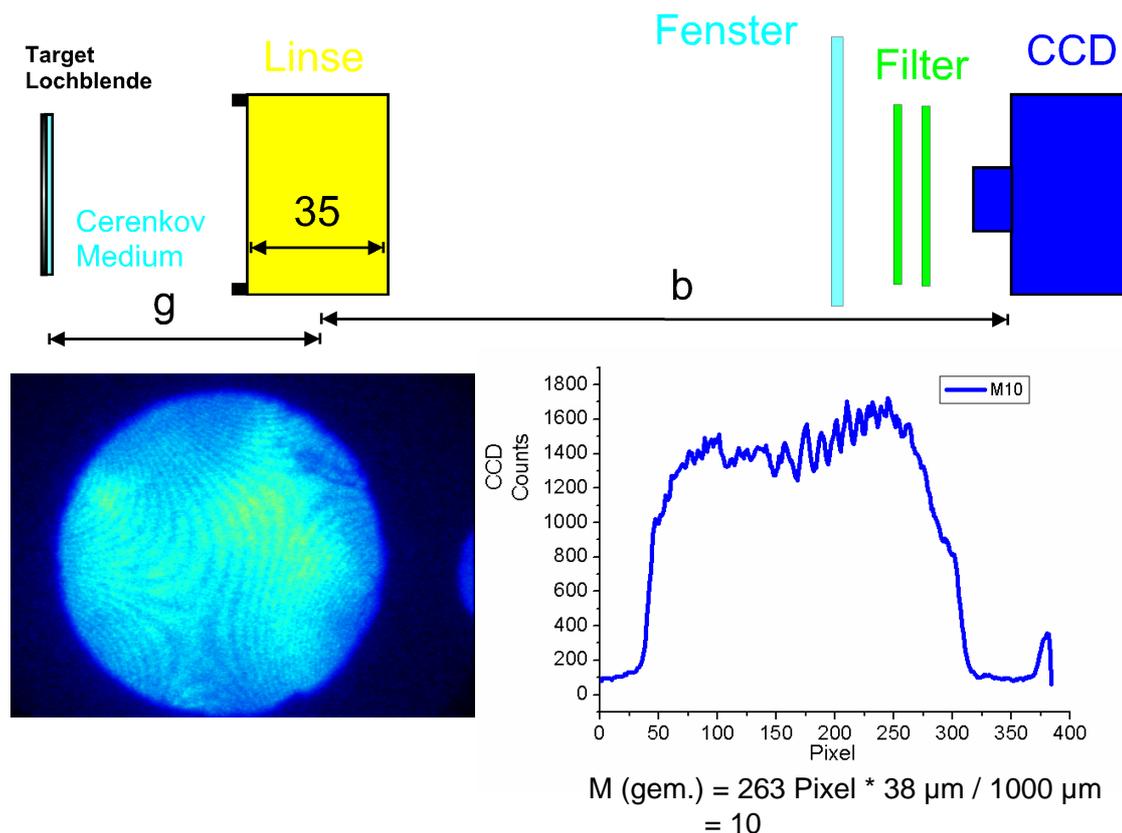


Abbildung A.9: Oben: der schematische Aufbau für die optische Abbildung des Cerenkov-Lichts vergrößert auf die CCD durch ein Quarz-Fenster der Targetkammer und geeigneter Filter-Kombination. Links unten: Abbildung einer Mattscheibe auf einer 1 mm - Lochblende bei einer Vergrößerung von $M = 10$. Rechts unten: das dazugehörige Profil, welches die Auswerte-Software der CCD anzeigt.

CCD-Signal-Verstärkung in Abhängigkeit vom Gain

Aus den gemessenen Counts läßt sich die Anzahl der Photonen bestimmen, die ein Photoelektron auf der CCD-Photokathode auslösen und dann über die eingestellte Spannung in ein Signal verstärken. Das Signal muß im wesentlichen mit der Verstärkung und den verschiedenen Effizienzen korrigiert werden [A.14]

Bezeichnung	Parameter	Wert
CCD-Format	Pixel	384 x 286
AD-Wandler		14 bit, 2 MHz, 5 ns gating
1 e^- erzeugt im P43 Photonen (grün)	$\rho \sim$	≈ 100
Taper-Verluste der Faserkopplung	$V_T =$	≈ 0.4
Einkoppelverlust in Faser	$V_{FO} =$	≈ 0.7
CCD-Quanteneff. für P43 Photonen	$q_{CCD} =$	≈ 0.4
Read Out Noise	RON	≈ 30
Quanteneff. der Photokathode	$q_{PHC}(\lambda)$	Abb.A.10, Gl.A.11
Verstärkung durch Photokathode	$G_{MCP}(gain)$	Abb.A.10, Gl.A.10
Einstellung am Potentiometer	gain	4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 8, 8.5, 9
Verstärkung	$G_{MCP}(gain)$	0.1, 0.3, 0.7, 1.5, 3, 6, 12, 40, 70, 120

Mit dem CCD-Signal $Sig[Counts]$ ergibt sich die Anzahl der gemessenen Cerenkov-Photonen nach allen Optiken und Filtern (die auch den mittleren Wert für die Wellenlängen-Abhängigkeit

der Quanteneffizienz festlegen)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_{CPh}(\lambda)}{dPx \cdot d\lambda} &= \frac{Sig \left[\frac{Counts}{Px \cdot \lambda} \right]}{G_{MCP}(gain)} \cdot \frac{RON}{\rho \cdot V_T \cdot V_{FO} \cdot q_{CCD} \cdot q_{PHC}(\lambda)} , \\ &= \frac{Sig \left[\frac{Counts}{Px \cdot \lambda} \right]}{G_{MCP}(gain)} \cdot \frac{w_{hSP} \cdot \sqrt{2\pi}}{\frac{38\mu m}{M_{opt}}} \cdot \frac{2.7}{q_{PHC}(\lambda)} , \end{aligned} \quad (A.9)$$

beim Gauß-Fit der horizontalen Summen-Profile (s.Kap.3.2.1, S.59) über der tatsächlichen Größe muß die Auflösung ($=$ Pixel-Größe / optische Vergrößerung) beachtet werden. Wird das Signal über alle Pixel addiert, gehen nur die Counts je Pixel ein. Die Signalverstärkung läßt sich aus dem eingestellten *gain* berechnen

$$G_{MCP}(gain) = -0,156 + 0,055 \cdot e^{\frac{gain-2,274}{1,103}} . \quad (A.10)$$

Die Empfindlichkeit (Quanteneffizienz) der CCD ist von der Wellenlänge abhängig mit

$$q_{PHC}(\lambda [nm]) = 0,06 + 13,6 \cdot e^{-\frac{(\lambda-368)^2}{2 \cdot 186^2}} \quad [\%]. \quad (A.11)$$

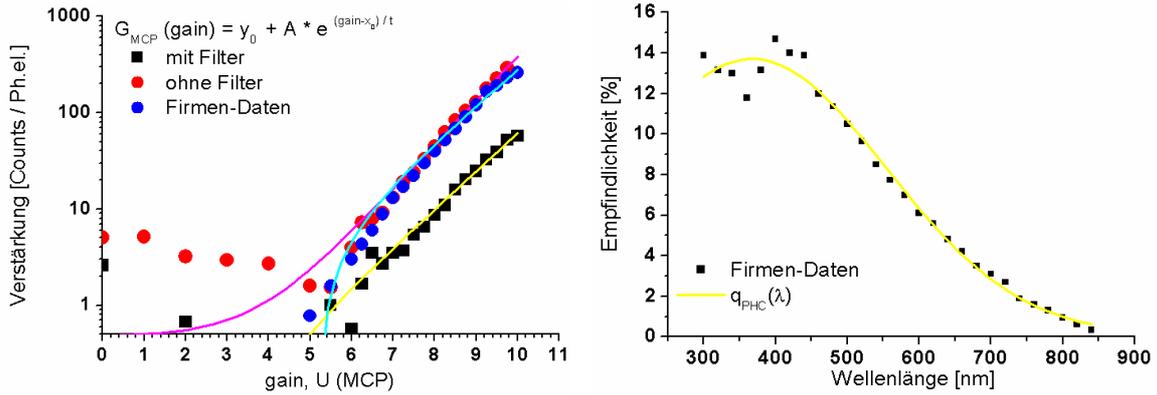


Abbildung A.10: Links: spezifizierte und gemessene CCD-Verstärkung. Rechts: Wellenlängenabhängigkeit der Sensitivität $q_{PHC}(\lambda)$

Die Transmissionseigenschaften der einzelnen optischen Komponenten setzen sich insgesamt zusammen aus (s.Abb.A.11)

$$\begin{aligned} T_G(\lambda) &= T_{CM} \cdot T_W \cdot T_{Op} \cdot T_F(\lambda) , \\ T_F(\lambda [nm]) &= 0.325 \cdot e^{-\frac{(\lambda-516)^2}{2 \cdot 30^2}} . \end{aligned} \quad (A.12)$$

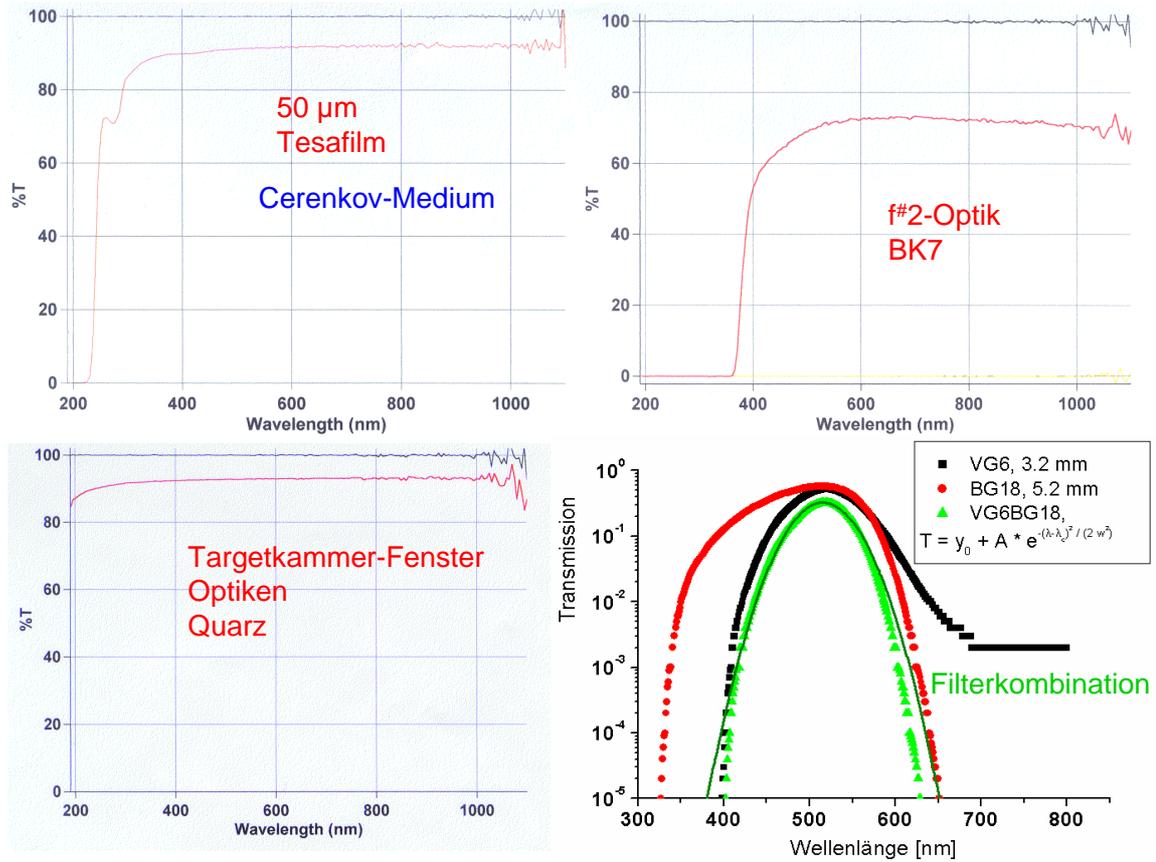


Abbildung A.11: Links oben: Die Transmission T_{CM} des Tesafilms als Cerenkov-Medium in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Rechts oben: Transmission T_{Op} der f_2 -Abbildungsoptik. Links unten: Transmission T_W des Quarz Targetkammer-Fensters. Rechts unten: Filter-Transmission T_F von VG6 und BG18.

Zur Berechnung der Anzahl aller im Cerenkov-Medium erzeugten Photonen muß über den vollen Spektralbereich integriert werden, unter Berücksichtigung der Wellenlängen-Abhängigkeiten

$$N_{C,gem} = N_{CPh} \cdot \int_{\lambda_{min}=400nm}^{\lambda_{max} \rightarrow \infty} \frac{1}{\lambda} \cdot q_{PHC}(\lambda) \cdot T_G(\lambda) d\lambda \quad . \quad (A.13)$$

Die einzelnen Funktionen werden miteinander multipliziert und die Resultierende (Abb.A.12) wieder mit einer Gauß-Funktion gefittet, anschließend integriert

$$N_{CPh} = \frac{Sig \left[\frac{Counts}{Px\lambda} \right]}{G_{MCP}(gain)} \cdot \frac{w_{hSP} \cdot \sqrt{2\pi}}{\frac{38\mu m}{M_{opt}}} \cdot \frac{2.7}{5 \cdot 10^{-5} \frac{1}{nm} \cdot 30nm \cdot \sqrt{2\pi}} \quad , \quad (A.14)$$

ergibt die Gesamtzahl N_{CPh} der Cerenkov-Photonen, die im Medium erzeugt werden.

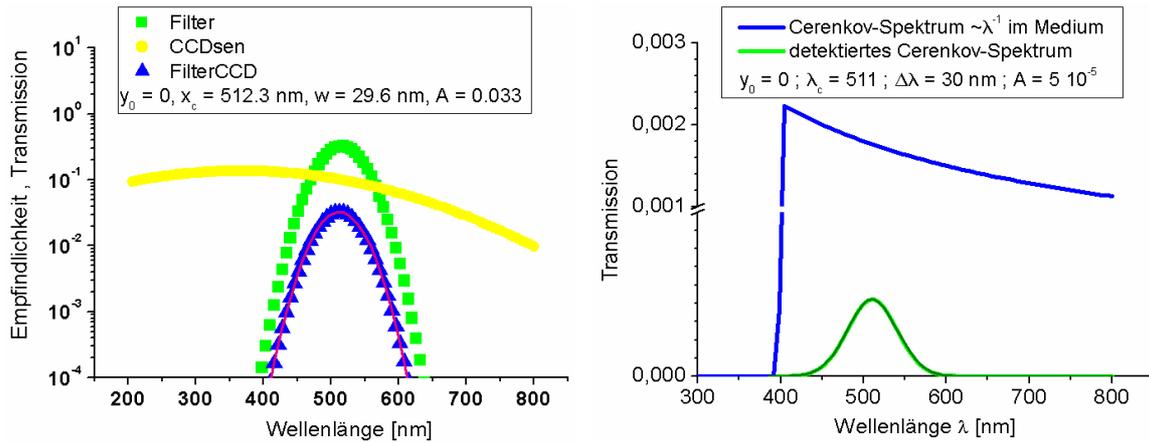


Abbildung A.12: Links: Filter-Transmission T_F (grün) multipliziert mit der CCD- Empfindlichkeit der Verstärkung $q_{PHC}(\lambda)$ (gelb) in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Der resultierende Graph (blau) wiederum mit einer Gauß-Funktion gefittet. Rechts: Diese Fit-Funktion wird dann mit dem emittierten Cerenkov-Spektrum (blau) multipliziert. Damit erhält man eine Gauß-Funktion (grün) über die integriert werden kann und das der gemessenen Lichtmenge entspricht.

Die Filter-Kombination begrenzt den gemessenen spektralen Bereich für das Cerenkov-Licht mit den Werten:

Bezeichnung	Parameter	Wert
Filter		BG18, VG6
zentral Wellenlänge	λ	0,51 μm
Filter-Transmissionsbreite	$\Delta\lambda$	0,03 μm
Dicke des Cerenkov-Mediums	d_{CM}	10 - 100 μm
Feinstrukturkonstante	α	$\approx 1/137$
rel. Geschwindigkeit	β	0,7
Brechungsindex des C-Mediums	n	1,5
Konstante $const$	$2\pi\alpha \left[1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right]$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
Integrationsbereich	$\lambda_{min}, \lambda_{max}$	für BK7: 400 nm, $\rightarrow \infty$

Die Anzahl der gemessenen Elektronen mit der Geschwindigkeit β und dem entsprechenden Energiebereich erhält man nun aus Gl.3.17 (S.55)

$$N_e = N_{CPh} \cdot \frac{1}{const \cdot d_{CM}} \quad (\text{A.15})$$

Spektrometer-Eichung

Bei der Abbildung des experimentellen Aufbaus (Abb.A.9) wird der f2-Achromat (BK7) durch einen Quarz-Achromat ersetzt und durch zwei zylindrische Linsen (Brennweiten 300 mm, 25 mm) ergänzt. Diese bilden das Cerenkov-Licht verkleinert auf den horizontalen Spektrographen-Spalt ($35\mu\text{m} \simeq$ Pixel-Größe) ab. Die Messung des Spektrums erfolgt dann wieder mit der LaVision-CCD.

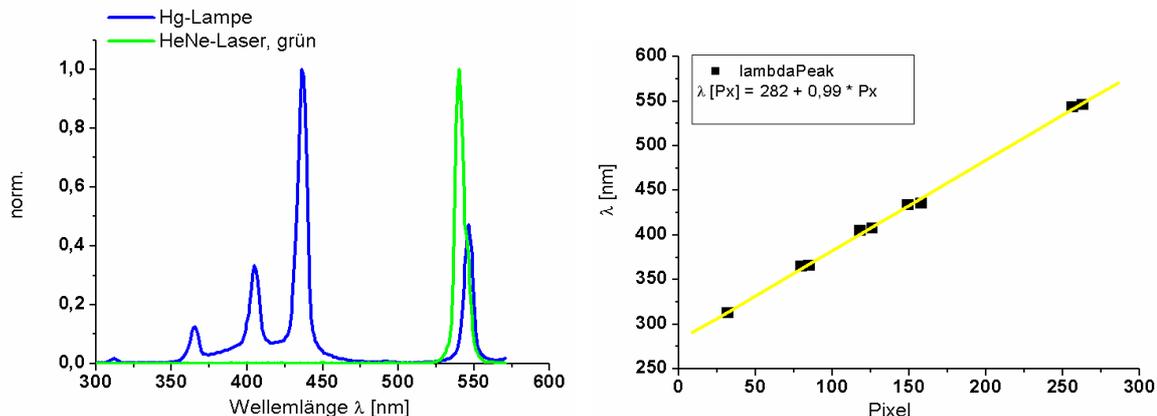


Abbildung A.13: Links: Linien der Hg-Lampe und des grünen HeNe-Lasers; Rechts: Eichung der detektierten Wellenlänge über der CCD-Pixel Zahl, 1 Pixel $\simeq 1\text{nm}$.

Da der Tesafilm als Cerenkov-Medium erst ab einer Wellenlänge von 350 nm transmittiert (s.Abb.A.11) wird am Spektrographen der Wellenlängenbereich 320 nm bis 600 nm eingestellt.

Gauß-Funktionen

folgende Gauß-Funktion wird für

- Auswertung der Cerenkov-Licht - Verteilung
- Laser-Intensitätsprofile und Laserpuls-Dauer

verwendet

$$g(x) = e^{-\frac{x^2}{2 \cdot w^2}} \quad , \quad (\text{A.16})$$

für die Integration über die Gauß-Funktion gilt

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2 \cdot w^2}} dx = w \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad , \quad (\text{A.17})$$

entsprechend läßt sich das Integral auf 1 normieren.

$$\frac{1}{w \cdot \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2 \cdot w^2}} dx = 1 \quad , \quad (\text{A.18})$$

für den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses gilt

$$\frac{1}{w_t \cdot \sqrt{2\pi}} \int_{-w_t}^{w_t} e^{-\frac{t^2}{2 \cdot w_t^2}} dt = 0,87 \cdot \frac{1}{2 \cdot w_t} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-w_t}^{w_t} e^{-\frac{t^2}{2 \cdot w_t^2}} dt = 1 \quad . \quad (\text{A.19})$$

A.3 Fehlerabschätzung

für die Laserintensität

$$I_L = \frac{E_L}{t_P \cdot A_F}$$

$$\frac{\Delta I_L}{I_L} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_L}{E_L}\right)^2 + \left(-1 \cdot \frac{\Delta t_P}{t_P}\right)^2 + \left(-2 \cdot \frac{\Delta d_F}{d_F}\right)^2} . \quad (\text{A.20})$$

Parameter	Werte für ATLAS10
Pulsenergie $\Delta E_L/E_L$	$\pm 10 \%$
Pulsdauer t_P	$160 \pm 40 \text{ fs}$
Fokusbereich d_F	$6 \pm 2 \mu\text{m}$
Intensität $\Delta I_L/I_L$	$\approx \pm 70 \%$

für die Anzahl der detektierten Elektronen

Zur Berechnung der Elektronen-Anzahl aus der gemessenen Zahl der Cerenkov-Photonen (Gl.A.15) läßt sich ein Fehler abschätzen, der im wesentlichen von den CCD- und von der Laserintensitäts-Ungenauigkeit bestimmt wird. Die Schwankungen bei der Laserintensität geht in die effektive Temperatur und damit in die Energieerhaltung (Gl.2.42, S.29) für die Elektronenbeschleunigung ein.

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta d_{CM}}{d_{CM}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_C}{N_C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_L}{E_L}\right)^2 + \left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta I_L}{I_L}\right)^2} . \quad (\text{A.21})$$

Dabei werden die relativ kleinen Fehler für die Transmissionen der Optiken und Filter, wie für den Brechungsindex des Cerenkov-Mediums und der dazugehörigen Elektronengeschwindigkeiten vernachlässigt.

Zusammenfassung aller CCD-Parameter in einen Fehler

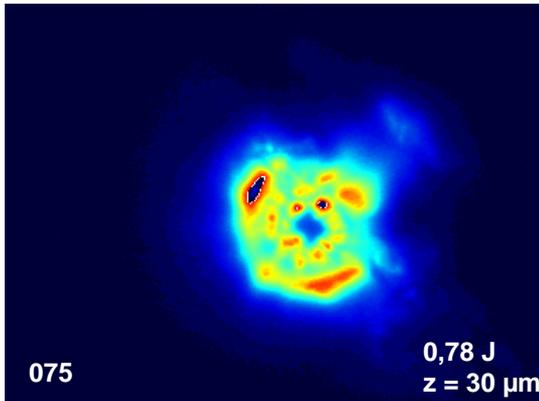
Parameter	Werte
Dicke des Cerenkov-Mediums d_{CM}	$\pm 20 \%$
CCD-Fehler (<i>Sig</i> bzw N_C)	$\pm 50 \%$
$\Delta N_e/N_e$	$\pm 65 \%$

Die Fehler der Kopplungseffizienzen der CCD-Verstärkereinheit sind laut Hersteller-Angaben deutlich kleiner als die Schwankungen beim elektronischen Auslesen (*RON*, read out noise) von Bild zu Bild. Der oben angegebene Wert für die *RON* ist ein Mittelwert über den Bereich von 10 bis 60.

Durch die scharfe Abbildung des f2-Achromats bei einer Vergrößerung von $M = 10$ ist eine Auflösung von $4\mu\text{m}$ gegeben, deren Fehler kleiner als 10 % ist und bei der Bestimmung der Elektronen-Zahl vernachlässigt werden kann.

A.4 Cerenkov-Verteilungen

In Ergänzung zu den gezeigten Meßergebnissen in Kapitel 3 werden weitere typische CCD-Bilder (Falschfarben-Aufnahmen) gezeigt, die vor allem die filamentierten Ringstrukturen zeigen und wie diese für größere Target-Dicken in die Doppel-Peak-Verteilungen übergehen, wenn der ATLAS-10 Laserpuls unter 45 Grad auf die Targetoberfläche fokussiert wird.



die 1. beobachtet Filamentstruktur mit 10 µm Al und 50 µm Tesa als Cerenkov-Medium und $M_{opt} = 12$ am 30.01.2004 (Logo auf Titelblatt)

Abbildung A.14: Die erste Aufnahme einer filamentierten Ringstruktur mit einem Aluminium-Target bei der angegebenen Laser-Energie und der optischen Vergrößerung.

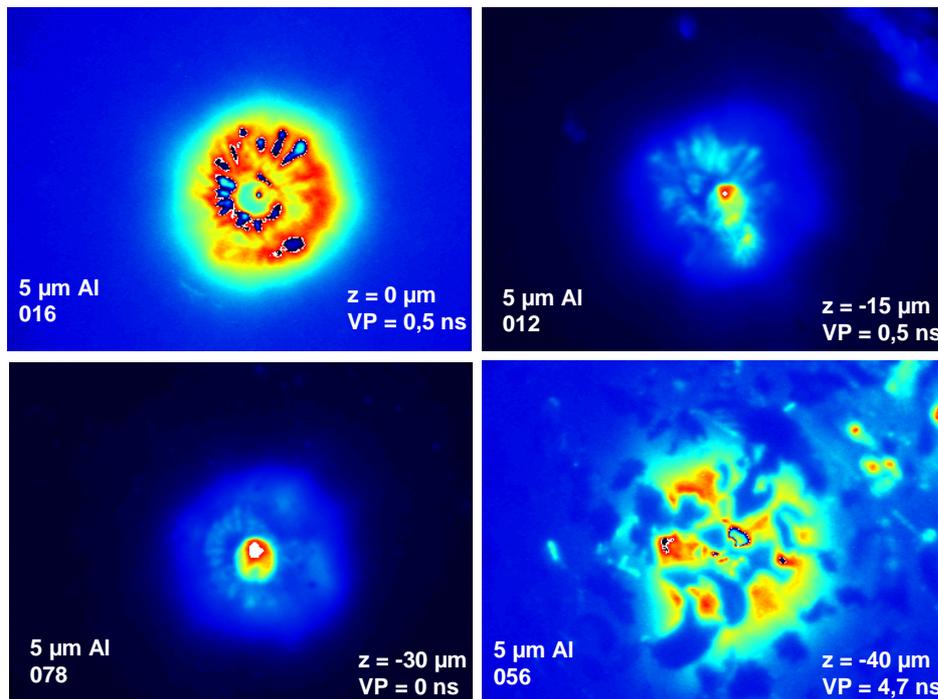


Abbildung A.15: Mit einer 5 µm Aluminium-Folie gelangen die ersten systematischen und reproduzierbaren Messungen filamentierter Ringstrukturen, bei unterschiedlichen Targetpositionen (=Laser-Intensitäten) und Vorpuls-Längen im Bereich von 0,5 ns bis zu 5 ns (rechts unten), die entsprechend größere Vorplasmen erzeugen. Hier bei einer optischen Vergrößerung $M_{opt} = 10$. (Links oben: 2-Farbenskalisierung der CCD) Im Abstand um die Rayleigh-Länge vor oder hinter dem Fokus, dominiert der zentrale Filament-Peak (rechts oben, links unten, weiß=CCD übersteuert).

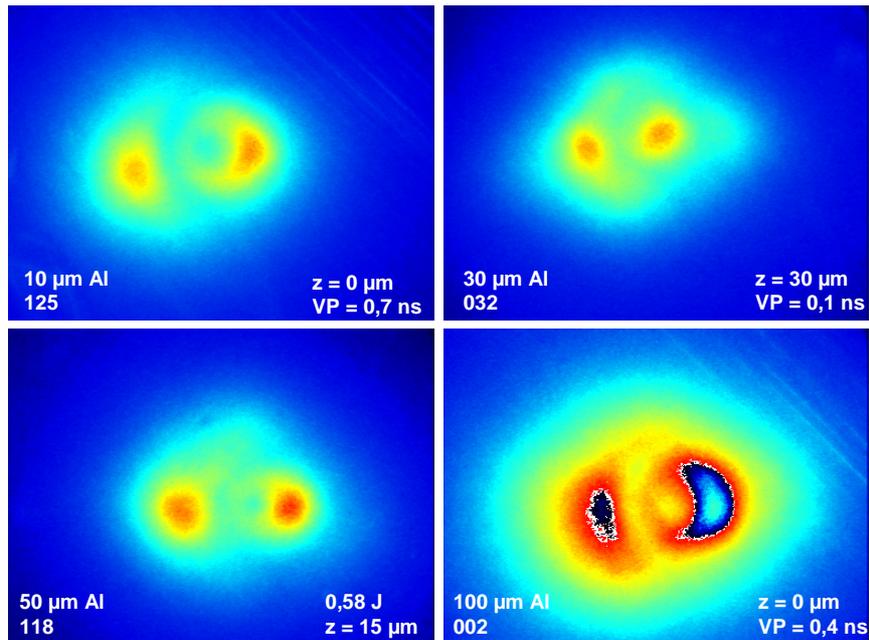


Abbildung A.16: Ab einer Aluminium-Targetdicke von größer $10 \mu\text{m}$ sind keine Filamente mehr zu beobachten und bei einem Winkel von 45° zwischen einfallendem Laserpuls und Targetoberfläche treten zwei Elektronen-Ströme auf. Der linke wird der Resonanz-Absorption zugerechnet und der rechte der ponderomotiven Beschleunigung.

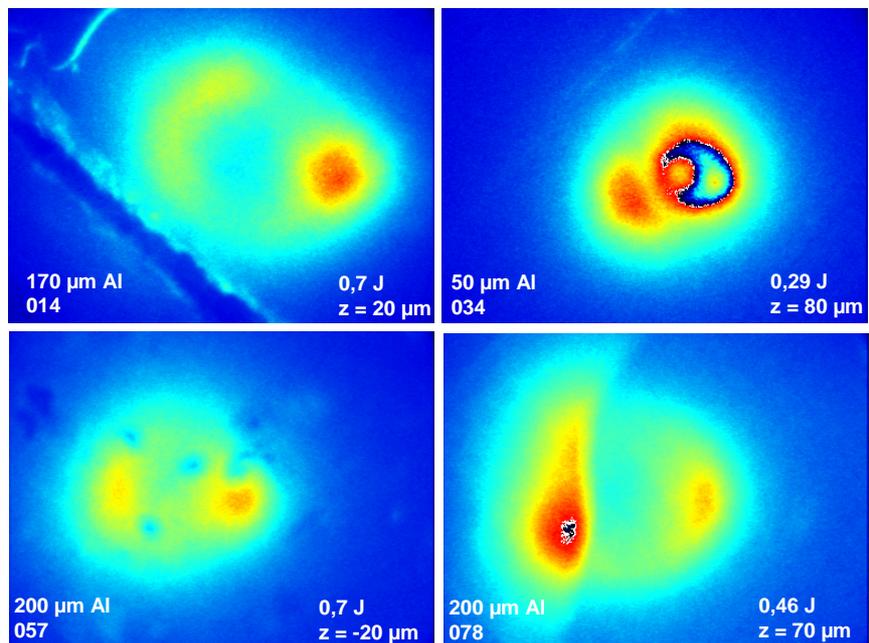


Abbildung A.17: Links oben ist ein Beispiel gezeigt, wo zwei benachbarte Tesafilm-Lagen nicht ganz auf Stoß aufgeklebt sind und einen ca. $100 \mu\text{m}$ breiten Spalt übrig lassen, von dem kein Cerenkov-Licht ausgeht. Mit zunehmender Aluminium-Dicke vergrößern sich die Strukturen deutlich. Auch bei kleineren Laserenergien mit Intensitäten unter 10^{19} W/cm^2 bleiben die Doppel-Peaks erhalten. Allerdings ändern sich mit der Pulsenergie-Einstellung über den C-Delay sowohl die Fokusposition, als auch die Vorpuls- und damit die Vorplasma-Eigenschaften.

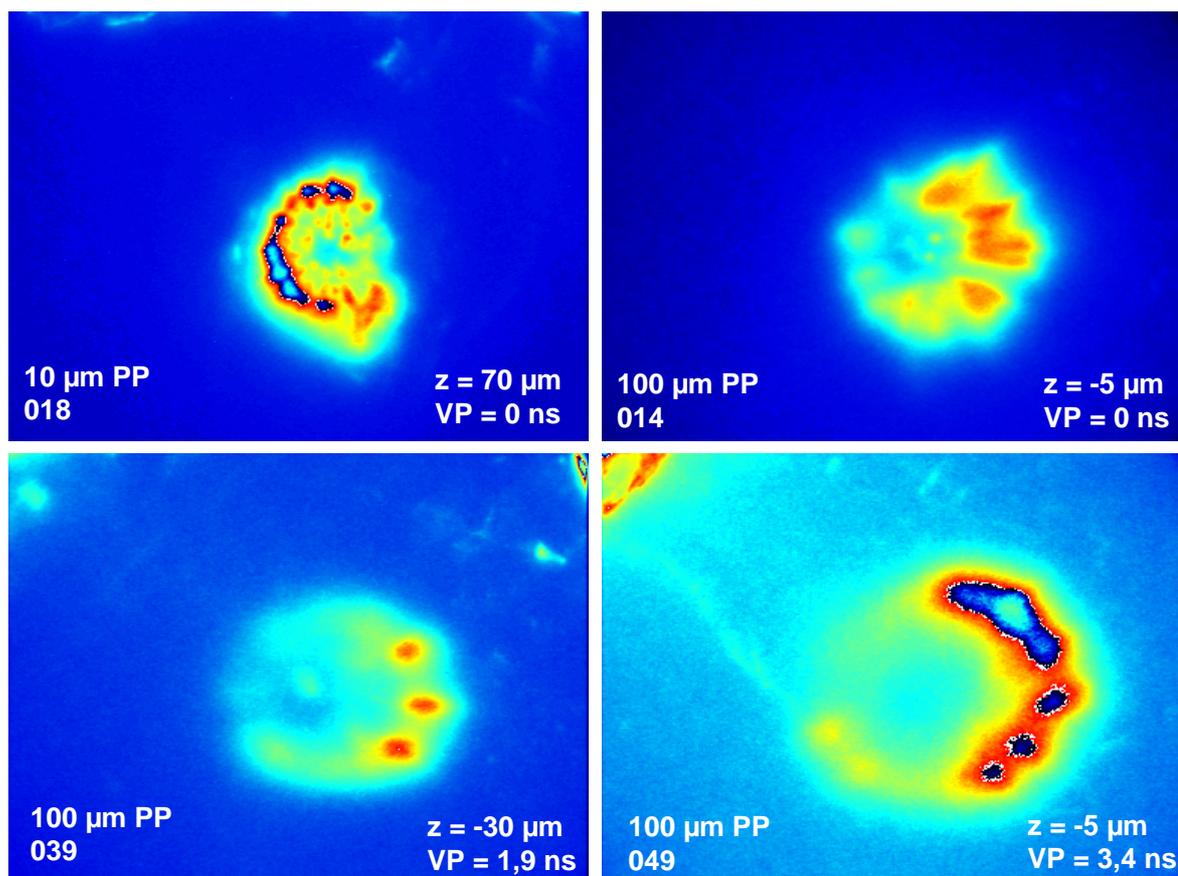


Abbildung A.18: Polypropylen hat gegenüber Aluminium eine dreifach geringere Dichte und somit sind auch noch filamentierte Ringstrukturen bis zu $100\mu\text{m}$ Dicke zu beobachten. Das CH-Vorplasma weist bei längeren ASE-Vorpulsen eine deutlich größere Ausdehnung auf, so daß die Elektronenströme sich stärker verbreitern.

Anhang B

Publikationen

J. Stein, E. Fill, D. Habs, G. Pretzler, K. Witte
Hot electron diagnostics using X-rays and Cerenkov radiation
Laser and Particle Beams 22, p.315, 2004

J. Stein, E. Fill, D. Habs, U. Schramm, K. Witte
Observation of relativistic electron beam filamentation by means of Cerenkov radiation
Applied Physics B, accepted 2005

Anhang C

Anhang - Danksagung, Lebenslauf

Dank an alle, die mich unterstützt haben:

- Meinem Doktorvater Prof. Dr. Habs, der mir die Arbeit an einem hoch interessanten Forschungsthema und einer einmaligen wissenschaftlichen Weiterbildung ermöglichte, auch für sein energisches Eintreten mich die Filamentierung erforschen zu lassen.
Und dem Leiter der Laser-Plasma-Gruppe Prof. Dr. Witte, mich geduldig und ausdauernd zu unterstützen und für seinen entscheidenden Tipp beide Targetfolien möglichst dünn zu wählen.
- Bei meinen Betreuern Dr. Fill, für die Vermittlung theoretischer Grundlagen und die Einweisung eines Schülers, der völlig unbedarft über Laser-Plasma-Physik in der Gruppe aufgenommen wurde und mich stets mit neuen Fragen konfrontierte, die es zu lösen galt.
Und Dr. Schramm für die gesamte organisatorische Unterstützung im Zusammenspiel mit Prof. Habs das TransRegio-Projekt zu beantragen und umzusetzen, auch für die zahlreichen notwendigen Diskussionen zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse.
- Hr. Fölsner für die fleißige und geduldige Herstellung von Targets, Hr. Böswald und Hr. Haas für die ausdauernde Betreuung der Laseranlage und Meßgerätschaften, Hr. Fischer für sein Verständnis gegenüber meinen intuitiven technischen Zeichnungen und zusammen mit Hr. Keller für die tatkräftige technische Unterstützung.
- Bei Prof. Meyer-ter-Vehn für seine umfangreiche Hilfe zum Verständnis theoretischer Modelle zur Filamentierung und Kernfusion und seinem wichtigen Wegweiser zu Beginn meiner Arbeit, daß das *anomale Stoppen* erst einmal weniger wichtig sei. Hr. Javier Honrubia und Michael Geissler für die Ergebnisse aus umfangreichen Computer-Simulationen.
- Ulrich Andiel, der mich zu Beginn in seinem Büro aufgenommen hat, bis er seine Karriere bei Carl Zeiss antrat, und seinem Nachfolger Jörg Schreiber, für seine fast täglichen hilfreichen Diskussionen und sein Engagement mir das Programmieren mit MatLab mühsam beizubringen. Andrius Marcinkevicius für seine zahlreichen Hilfestellungen beim Umgang mit den Nichtlinearitäten von Laser-Systemen.
- der alteingesessenen Clique um Malte Kaluza, Matthias Dreher, Stefan Karsch und Manuel Hegelich, die sich mittlerweile in alle Windrichtungen verstreut hat.
- Hr. Volk und Hr. Grote für die Unterstützung in allen Rechnerangelegenheiten und bei der Werkstatt für die zügige Herstellung experimenteller Hardware.

- bei meinen Eltern, daß sie die Strapazen mit dem ersten Akademiker in der familiären Ahnenreihe mitmachten.

F. Dürrenmatts Komödie
Die Physiker

...

16. Der Inhalt der Physik geht die Physiker an,
die Auswirkung alle Menschen.

17. Was alle angeht, können nur alle lösen.

18. Jeder Versuch eines Einzelnen, für sich zu lösen,
was alle angeht, muß scheitern.

...

Lebenslauf



Abbildung C.1: Jürgen Stein

Ich wurde am 22. September 1969 als Sohn des Beamten Hans Stein und dessen Ehefrau Dorit, geb. Rechl, in Garmisch-Partenkirchen geboren;

Ich habe bis 1973 in Mittenwald gewohnt und bin dann mit meinen Eltern nach Tutzing/Starnberger See umgezogen und habe dort von 1976 bis 1977 die Grundschule besucht; Nach unserem Umzug nach Mühldorf am Inn, besuchte ich dort die Grundschule Mühldorf/Möbling, um dann im September 1980 an das Ruperti-Gymnasium Mühldorf/Inn zu wechseln.

Im Mai 1989 absolvierte ich sodann das Abitur, und wurde am 5. Juni 1989 als Wehrpflichtiger in die Bundeswehr nach Mittenwald einberufen.

Nach Beendigung meiner Dienstzeit im August 1990, begann am 2. November 1990 mein Studium der technischen Physik an der TU München, welches ich Ende Januar 1997 mit der Abgabe der Diplomarbeit *Untersuchungen an einem Neodym-Faserverstärker zur Satellitenkommunikation* beendete. Vor und während des Studiums setzte ich meine Ausbildung und Tätigkeit als Surflehrer und Jugendbetreuer beim Technischen Hilfswerk fort.

Anfang Mai 1997 begann ich als Diplom Physiker bei der Firma Advanced Photonic Systems in Berlin meine Arbeit. Der Aufgabenbereich bestand vor allem in der Entwicklung von Faserlaser-Systemen für medizinische Anwendung und für den Einsatz in der Druckindustrie.

Nachdem ich Mitte 1998 von Berlin wieder nach Mühldorf gezogen bin, habe ich mich einige Monate darum bemüht wieder auf dem Gebiet Faserlaser, -Verstärker arbeiten zu können und habe dann ab August 1999 vorübergehend bei Infineon gearbeitet, um ab Dezember 1999 bis Mitte 2000 bei der Firma High Q Laser Prod. an der Herstellung und Weiterentwicklung von Pikosekunden Festkörperlasern zu arbeiten.

Bis Ende 2001 befaßte ich mich bei der Firma Wacker Siltronic AG mit der Weiterentwicklung der Epitaxie von Silizium-Wafer und entsprechender Meßmethoden, um anschließend im April 2002 die Doktorarbeit in der Laser-Plasma-Gruppe am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Kernphysik von Prof. Habs an der Ludwig-Maximilians

Universität in München zu beginnen.

- Berufserfahrung
 Mai 1997 - Mai 1998 Advanced Photonic Systems (APhS) Berlin
 August 1999 - November 1999 Infineon München
 Dezember 1999 - Juli 2000 High Q Laser Production GmbH in Hohenems, Österreich
 Mai 2001 - November 2001 Wacker Siltronic AG in Wasserburg
- Arbeitsgebiete als Diplom-Physiker
 Entwicklung eines 10 W Neodym-Faserlasers für Anwendungen in der Medizin und Druckindustrie; Entwicklung eines gepulsten Er/Yb-Faserverstärkers ; Aussteller-Tätigkeit auf Laser-Messe 97 in München und Photonics West 2000 in San Francisco; Zusammenarbeit mit: Laserzentrum Hannover (LZH) und Institut für Physikalische Hochtechnologie Jena (IPHT) im Rahmen eines VDI-Verbundprojekts, Herstellung und Weiterentwicklung von Pikosekunden Festkörperlasern; Datenverarbeitung unter PC und Unix-Workstations; Epitaxie von Silizium-Wafer für die Chip-Herstellung und Weiterentwicklung dazugehöriger Meßmethoden
- 1993 - 1994 Praktikas in München als Student
 Industrieanlagen-Betriebsgesellschaft (IABG)
 Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
- Surflehrer
 Surfschule 'Surf-Eck' am Waginger -See 1986-1990
 C-Lizenzlehrgang beim Verband Deutscher Windsurfing Schulen (VDWS) 1989
 Sport-Scheck-Schule auf Kos (Griechenland) 1990
 Surfschule 'Wiedemann' am Simsee 1991-1995
 Hochschul-Sport der TU-München 1996
- Ausbildungen
 November 1990 - Januar 1997 Technischen Universität München, Studium der technischen Physik
 Diplomarbeit bei der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Oberpfaffenhofen, Institut für Nachrichtentechnik von Januar 1996 bis Januar 1997 *Untersuchungen an einem Neodym dotierten Faserverstärker zur Satellitenkommunikation*
- 1980-1989 Ruperti-Gymnasium Mühldorf/Inn
 Abitur (Leistungskurse Mathematik und Physik)
- sportliche Interessen:
 Surfen, Skifahren, Bergsteigen, Kraft- und Konditionstraining, Hochseesegeln
- 1980-1995 aktives Mitglied beim Technischen Hilfswerk (THW)
 Jugendgruppe und Ausbildung als Gruppenführer im Bergungsdienst und Jugendbetreuer, versch. Sonderlehrgänge

Zusammenfassung

Am Max-Planck-Institut für Quantenoptik steht das 10 Hz Lasersystem ATLAS zur Verfügung, dessen Pulse bei einer Dauer von 160 fs Energien bis zu 800 mJ erreichen und auf Intensitäten bis zu 10^{19}W/cm^2 fokussiert werden können. Bei Bestrahlung dünner Festkörper-Folien (Targets) mit solchen Intensitäten werden zuerst Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten $\beta \rightarrow 1$ beschleunigt. Diese Elektronen durchdringen das Target und verlassen es rückseitig in Richtung des Laserstrahles bei ponderomotiver Beschleunigung oder entlang der Targetnormalen bei Beschleunigung durch Resonanz-Absorption. Mit konventionellen Magnetfeld-Spektrometern kann nur die Energieverteilung derartiger Elektronenströme bis in den MeV-Bereich bestimmt werden. Da die Elektronen nach dem Target im Vakuum eine Wegstrecke von einigen cm zurücklegen müssen, unterliegen diese Ströme allerdings der Alfvén-Grenze $I_A = 17,5 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot \text{kA}$. Ab dieser Stromstärke werden die Elektronen von ihrem eigenen Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen, so daß der Teilchenfluß zusammenbricht bis der Alfvén-Wert unterschritten ist. Bei Laser-Plasma-Experimenten können nun Stromstärken deutlich größer als 1 MegaAmpere auftreten, so daß man gezwungen ist, die Elektronen-Diagnostik unmittelbar mit dem Beschleunigungsbereich des Laser-Targets zu verbinden, wie dies bei der Messung von Röntgenstrahlung oder der Übergangsstrahlung möglich ist. Da der Energiebereich der Röntgendiagnostik um die 10 keV und optische Abbildungen wegen der kleinen Wellenlänge auf wenige Möglichkeiten eingeschränkt sind, können nur begrenzt Aussagen über die Auswirkungen von relativistischen Elektronen bei der Wechselwirkung mit Plasmen gemacht werden. Die Übergangsstrahlung ist sensitiv für den gesamten Energiebereich und deswegen eine Unterscheidung der Elektronen in Energie und dazugehöriger räumlicher Verteilung schwierig.

Mit dem *Cerenkov-Effekt* steht in dieser Arbeit eine Diagnostik zur Verfügung, die auf Elektronenströme aus der Laser-Plasma-Wechselwirkung bei relativistischen Intensitäten $> 10^{18} \text{W/cm}^2$ anwendbar ist. Der Brechungsindex eines optisch transparenten Cerenkov-Mediums legt zusammen mit der optischen Abbildung des Cerenkov-Lichts (im sichtbaren Spektralbereich) den Energiebereich zwischen 180 keV und 230 keV - bei Trajektorien parallel zur Targetnormalen - fest. Mit sehr dünnen Cerenkov-Medien (z.B. $50 \mu\text{m}$ Tesafilm, direkt auf die Targetrückseite aufgeklebt) und einer schnell geschalteten CCD kann eine örtliche Auflösung bis zu $4 \mu\text{m}$ genutzt werden, um die Stromprofile und die Anzahl der Elektronen zu messen.

Bei Aluminium- und Polypropylen-Targets mit einer Dicke bis zu $10 \mu\text{m}$ werden *filamentierte Elektronenströme* großer Dichte gemessen, die von dem Laserpuls in einem ausgedehnten Vorplasma beschleunigt werden. Mit zunehmender Targetdicke verschwindet die *Filamentierung* und geht in zwei breite Gauß-förmige Lichtverteilungen über. Entsprechend den experimentellen Verhältnissen werden diese beiden Elektronenströme den Beschleunigungsmechanismen der Resonanz-Absorption und der ponderomotiven Kraft zugeordnet. Auch im Fall der Filamentierung wird nachgewiesen, daß die Elektronen ponderomotiv beschleunigt werden. Dazu läßt sich die Anzahl der gemessenen Elektronen (proportional zur Anzahl der Cerenkov Photonen und zur Dicke des Cerenkov Mediums) als Funktion der Laser-Intensität auswerten.

Darüber hinaus zeigen Experimente unter Einsatz einer weiteren Pockelszelle nach dem Regenerativen Verstärker, mit dem sich der ASE-Vorpuls¹ mit einer Dauer zwischen 0,5 und 5 ns kontrollieren läßt, daß das Vorplasma einen wesentlichen Einfluß auf die Elektronenbeschleunigung hat. Die ASE-Intensität und -Energie ist groß genug (10^{12}W/cm^2), um ein Vorplasma mit unterkritischer Dichte² zu zünden, in dem die Länge des Dichtegradienten von der Größenordnung ($\simeq 100 \mu\text{m}$) der Ringdurchmesser der filamentierten Strukturen ist. Der Durchmesser eines einzelnen Stromfilaments von mehr als $10 \mu\text{m}$ wird vor allem durch die Hintergrundplasmadichte

¹amplified spontaneous emission

² $n_{VP} \simeq 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $n_c \simeq 10^{21} \text{cm}^{-3}$

eingestellt, in dem durch die Ladungstrennung starke Rückströme aufgebaut werden. In dieser Situation der sich begegnenden Ströme können die Magnetfelder zumindest teilweise kompensiert werden, so daß die Vorwärtsströme die Alfvén-Grenze für die Stromstärke um viele Größenordnungen übersteigen können.

Bei diesen Verhältnissen bilden sich über die Weibel-Instabilität die filamentierten Ringstrukturen, die bereits in entsprechenden 2D- und 3D-PIC-Simulationen (Particle-In-Cell) untersucht wurden. In diesem Zusammenhang wurde auch das sog. *Anomale Stoppen* vorhergesagt, das zu einem Energieübertrag der Elektronen an das Hintergrundplasma führt, der deutlich größer ist als bei klassischen Coulomb-Stößen. Das Anomale Stoppen geht zurück auf die Koaleszenz ("merging") benachbarter Filamente, die jeweils ein Vielfaches der Alfvén-Stromstärke transportieren können. Die dabei aufgebauten starken elektrischen und magnetischen Felder (10^{10}V/cm , Mega-Gauss) beziehen ihren Energieinhalt aus der kinetischen Energie der Elektronen und übertragen diesen in einer lokalen, räumlichen Expansion an die Plasma-Ionen. Durch Messung der Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Target-Dicke kann die deutliche Abnahme der Stromstärke nach wenigen μm Festkörperdicke nachgewiesen werden. Anhand eines einfachen Modells wird der Energieübertrag numerisch simuliert und mit klassischen Verlustmechanismen verglichen.

Abstract

The ATLAS laser system at the Max-Planck-Institute of Quantumoptics delivers pulses with energies of up to 800 mJ at a pulse duration of 160 fs and a repetition rate of 10 Hz. These pulses can be focussed to intensities of up to $10^{19}W/cm^2$. When thin foils (targets) with such intensities are irradiated electrons are generated and accelerated to relativistic velocities $\beta \rightarrow 1$. These electrons penetrate the target and escape from it in laser direction in case of ponderomotiv acceleration or along the target normal when the acceleration is due to resonance absorption. By means of conventional magnetic field spectrometer it is possible to measure the energy distribution of laser accelerated electron currents up to the MeV range. Since the electrons leaving the target then have to pass several cm in the vacuum, the associated current is affected by the Alfvén-limit $I_A = 17,5 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot kA$. Beyond the Alfvén-current, the electrons are forced by the self-generated magnetic field to more ring orbits. This leads to a breakdown of the particle flow that falls below the Alfvén-limit. In laser plasma experiments, currents significantly higher than 1 MegaAmpere can appear, therefore a suitable electron diagnostic has to be connected directly with the region of the laser accelerated electrons. The targets themselves are used for measuring X-Rays or transition radiation. The X-rays diagnostics can be diagnosed to electron energy range of around 10 keV. Additionally, due to the problems of optical imaging only restricted conclusions about the interaction of relativistic electrons with plasmas can be done. Using the transition radiation, the detection of all electrons in the entire energy range is possible, but for this reason the splitting in energy and spatial distribution is difficult.

In this thesis the well known *Cerenkov effect* is adapted to laser-plasma interaction exceeding the threshold of relativistic intensities $10^{18}W/cm^2$. By means of a fast-gated CCD, the Cerenkov diagnostic allows the detection of electrons between 180 keV and 230 keV - for trajectories parallel to target normal - if the index of refraction and the optical imaging system is choosen properly. For Cerenkov media (e.g. scotch tape with $n=1.5$) with $50\mu m$ thickness the space-resolved measurement of the visible Cerenkov light emitted by the transparent dielectric backing target, is leading to spatial resolution of $4\mu m$. Therefore the profile of the relativistic electron current and the number of electrons can be detected.

For aluminium and polypropylene targets up to $10\mu m$ thick, *filamentation* of the high-density relativistic electron current generated by the laser pulse in a sizable preplasma has been demonstrated. Using thicker targets (to $10-200\mu m$), the filamentation phenomenon disappears. Instead two relatively broad spots occur, reflecting the acceleration mechanisms of resonance absorption and the ponderomotive force. In the case of filamentation it is proven that the electrons are ponderomotivly accelerated by counting the numbers of detected electrons (proportional to the number of Cerenkov photons and the thickness of the Cerenkov medium) as a function of the laser intensity.

Further experiments take advantage of an additional Pockels cell after the regenerative amplifier of the ATLAS laser system, controlling the ASE-prepulse³ in the range of 0.5 to 5 ns. The ASE-intensity (about $10^{12}W/cm^2$) and -energy generates an undercritical preplasma⁴ in which the scale length of the density is close to the size of the filamented ring structure with diameters of several $\simeq 100\mu m$. The diameter of a single electron beamlet (filament) of more than $10\mu m$ is a consequence fo the low electron density in the preplasma, wherein strong return currents originate forced by the residual ion charge separation. The counter propagating electron currents are large enough to compensate the average magnetic fields, enabling a single filament to transport currents exceeding the Alfvén limit by about one order of magnitude.

³amplified spontaneous emission

⁴ $n_{VP} \simeq 10^{19}cm^{-3}$, $n_c \simeq 10^{21}cm^{-3}$

Under these conditions, filamented ring structures are formed as a result of the Weibel-instability, as seen in 2D- and 3D-PIC-Simulations (Particle-In-Cell). Within this context, the so called *Anomalous Stopping* was observed, leading to an energy transfer from the electrons to the background plasma significantly greater than for classical Coulomb scattering. This anomalous stopping is caused by the coalescence ("merging") of neighbouring filaments each carrying a multiple of the Alfvén-current. The arising strong electric and magnetic fields ($10^{10} V/cm$, Mega-Gauss) draw their energy from the kinetic energy of the electrons and partially transfer it on the plasma ions by a local spatial expansion. By measuring the number of electrons as a function of the target thickness, the significant decrease of the current after several μm of propagation can be verified. On the basis of a simple model, the energy transfer can be calculated and compared with resulting from classical stopping mechanisms.

Observation of relativistic electron beam filamentation by means of Čerenkov radiation

J. Stein^{1,2}, E. Fill¹, U. Schramm², D. Habs², K. Witte¹

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

+49 +89 32905-331, Fax -200, Email: Juergen.Stein@mpq.mpg.de

²*Ludwig-Maximilians-Universität München, D-85748 Garching, Germany*

Abstract

Femtosecond titanium-sapphire laser pulses are used to irradiate aluminium foils at intensities of up to 10^{19} W/cm², generating electrons with temperatures in the MeV range. After propagation through the target, the electrons are detected by means of visible Čerenkov radiation generated in a dielectric backing thin foil. Space-resolved diagnostics allows recording the structure of the electron beam with the resolution of 4 μ m. We observe filamented ring-like structures for electron beams in the energy range between 180 keV and 230 keV within 5 μ m of propagation. Classical Coulomb stopping predicts that these relativistic electron beams are passing almost collisionless thin solid-state foils under negligible energy loss. In contrast to this, we observe a conspicuous change of the beam profile after only a few micrometer further propagation accompanied by a significant reduction in the detected number of electrons. Two typical electron beams due to resonance absorption and ponderomotive acceleration are visible. Experimental results are discussed together with recent 2D and 3D PIC-simulations. These considerations reveal important aspects relevant to fast ignition of fusion targets and understanding relativistic astrophysical plasma phenomena.

PACS: 52.35.Qz – 52.38.Kd

1 Introduction

Interaction of an intense laser pulse with a solid target generates hot electrons [1-4] propagating into the material and emerging on the target rear side. Growing interest in this effect derives from applications of these electron beams in a variety of experiments and proposals, such as the fast igniter [5], generation of high-energy protons and ions [6], ultrashort X-ray pulses and X-ray lasers [7, 8]. In particular, the fast-igniter application requires a deep understanding of propagation and energy deposition experienced by relativistic electrons in dense material [9].

Recently a new method has been used to investigate features of the electron beams, generated at the front side of a thin metal foil, by recording the visible Čerenkov radiation created by the electrons in a suitable medium backing the foil [10]. In this paper, we demonstrate the application of this method to investigate conditions for the filamentation of electron beams propagating through a thin metal-foil target. In the fast-igniter scenario, the electron beam is projected to propagate through strongly overdense plasma to the precompressed core where it deposits its energy. We conjecture that propagation through a metal solid with similar density and conductivity exhibits key features of propagation in plasma, such as generation of return currents, instabilities and dissipation.

Čerenkov radiation is generated by particles exceeding the velocity of light in a dielectric. The classical theory of Čerenkov radiation [11] shows that the radiation is emitted in a cone of apex half-angle $\phi = \arccos(1/\beta n)$, where β is the particle velocity divided by the vacuum light velocity and n is the refractive index of the medium. If the medium is thin enough, β is unaltered along the particle path and the emission is proportional to the length of the medium and the number of electrons. Only electrons above $\beta_{\min} = 1/n$ (emission on axis) are diagnosed. Using the cold refractive index to evaluate the Čerenkov patterns is well justified by the fact that only a small degree of ionization is induced in the dielectric [12]. In contrast to x-ray imaging techniques [1, 13, 14] which are predominantly sensitive to electrons in the region of some tens of keV, the Čerenkov method detects electrons above 180 keV for $n = 1.5$ and up to 230 keV energy corresponding to the optical imaging. Therefore approximately 5-10 % of all electrons distributed in a thermal-like energy spectrum can be measured. In agreement to ion diagnostics by studying the properties of multi-MeV protons, the transverse size of the emission region is of the order of 100-200 μm with low emittance of the proton beams [15-17]. The same way, x-ray- and optical transition radiation diagnostics of fast electrons in a gas (undercritical densities) show structures up to several hundreds of μm [18], much larger as the focal diameter.

2 Experimental Setup

The setup of the experiment is shown in figure 1. Titanium-sapphire laser pulses from the MPQ ATLAS laser are focused with an off-axis parabola to a spot $<10 \mu\text{m}$ in diameter. The pulses ($\lambda = 790 \text{ nm}$) with the energy $\leq 800 \text{ mJ}$ and duration of 160 fs were incident p-polarized under 45° to the target at a maximum intensity of 10^{19} W/cm^2 . Aluminium foils 5 to 50 μm thick were used as the targets. The Čerenkov media used in the present study were 50- μm thin foils of tape ("scotch tape") glued to the rear side of the foil. Due to its refractive index of 1.5 and an insignificant fluorescence yield, this material is well suited as a Čerenkov medium. The low-energy limit of detected electrons is 180 keV. A 50- μm path length of this low-Z substance negligibly effects energy and directivity of the electrons, allowing high-resolution imaging of the beam pattern. The radiation emerging from the target rear side was collected by means of an f/2 objective and imaged onto an intensified gated CCD with an effective gate duration of 1 ns. To block any scattered light from the laser pulse and its harmonic, a 6-mm Schott BG18 filter and a 5-mm VG6 filter were inserted into the beam path. Applying a magnification of 10, a pixel size of 38 μm results in a spatial resolution of 4 μm . Further experiments made use of Čerenkov media 10 μm and 100 μm thick proving that the amount of Čerenkov light increases linearly with the thickness of the Čerenkov medium and the characteristic spectrum scales inversely with the wavelength of the emitted visible light.

3 Electron acceleration and Filamentation

The preplasma gradient length of about 3 Rayleigh-lengths of the focused laser pulse enables efficient and dominating ponderomotive acceleration of relativistic electrons [19] due to weak self-focussing. Even the Gaussian profile of the laser beam induces a ring structure in underdense plasma, but channel formation due to direct laser acceleration (DLA) leading to strong collimated electron beams in the MeV range [21] is suppressed because the interaction length is too short. (In gas jets, where these DLA electron beams are observed, the interaction length amounts to $> 100 \mu\text{m}$).

Typically the laser generates $\geq 10^{12}$ electrons with a temperature of about 700 keV, corresponding to a current of $\approx 1 \text{ MA}$. Such currents significantly exceed the Alven limit $I_A = \beta \gamma 17 \text{ kA}$ and can only propagate if strong magnetic field neutralizing return currents are induced [20]. In principle in dense matter, the return current can be shown to compensate almost completely the magnetic field of the beam current. However, the situation of beam-counterstreaming plasma electrons is unstable with respect to the longitudinal two-stream

and the transverse Weibel instabilities [22] and thus the physical situation is much more complicated.

In the experiments indeed strong filamentation of the beam is observed. Fig. 2 shows a sequence of beam patterns recorded at constant intensity varying the foil thickness. For foil thicknesses <30 μm , the pattern is seen to consist of small spots which are arranged in a double-ring structure. The diameter of the inner ring is about 140 μm , whereas the outer ring has a diameter of 240 μm . The size of the spots varies between 15 and 60 μm . In some cases a strong central spot appears but for most shots the beam appears to be hollow.

4 “Coalescence Instability” and Anomalous Stopping

As the foil thickness is increased up to 10 μm , the diameter of the outer ring as well as the size of the pertaining filaments is getting larger, whereas the diameter of the inner ring and the size of the filaments is shrinking. This behavior of the transverse electron beam distribution is characteristic of the so-called “coalescence instability” (merging) and is maintained for foils up to 10 μm thicknesses. After a few micrometer further propagation the filamentation phenomenon disappears and the number of detected electrons in the energy range of 180 keV up to 230 keV is strongly reduced almost by an order of magnitude.

Then a pattern shows up containing only two relatively broad spots separated by a distance of around 300 μm . Their diameter increase monotonically when the aluminium foils becomes thicker up to 200 μm under a divergence angle of 60° much larger than the focusing angle, obviously. This large sizes of the electron distributions in the filamented case and after forming both separated currents, we announce the importance of the relevant preplasma conditions.

This final stage reflects two mechanisms generating the hot electrons, viz. resonance absorption and ponderomotive acceleration. The electron population due to resonance absorption propagates perpendicularly to the target surface, whereas the ponderomotively accelerated electrons are approximately in line with the laser radiation.

The coalescence instability is reflected in a strong reduction of the electron beam intensity along the propagation direction. This observation is consistent with simulation results predicting strong conversion of beam energy into transverse electron temperature [23]. Fig. 3 shows the number of detected electrons recorded in total by the CCD camera. The figure also presents simulation results using the TIGER Monte Carlo code. These calculations contain no collective stopping effects and therefore yield an insignificant reduction of the number of electrons for 50 μm of propagation. We note that the classical electron energy loss by collisions and Bremsstrahlung emission would imply a range of ≈ 600 μm for 400 keV electrons. The drawn curve fits the data in form of an exponentially decaying function $n_0 + n_1 \exp[-(d-5)/1.9]$, with $n_0 = 4.7 \times 10^{10}$, $n_1 = 1.1 \times 10^{11}$ and the foil thickness, d , is in μm . The data published by Honrubia et al. [29] qualitatively agree with the calculations of Honda et al. [23] for the forward directed beam power as a function of time. These results show a reduction in beam power by more than a factor of 2 after 200 plasma periods, corresponding to a beam propagation distance of ≈ 10 μm .

5 Simulations and influence of the Čerenkov media

The linear theory of a cold relativistic beam yields for the non-resistive Weibel

instability growth rate, $\gamma_w = \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{k^2 c^2}{k^2 c^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma}} \right)^{1/2} \omega_p$ [24]. Here γ is the relativistic

mass factor, k is the transverse wavenumber of the perturbation, $\omega_b = \left(4 \pi e^2 n_b / m \right)^{1/2}$ is the beam plasma frequency, ω_p is the plasma frequency, n_b is the beam electron density and n_p is the background plasma density ($n_b / n_p \ll 1$). The equation predicts saturation of the

growth rate for perturbation scale lengths, $1/k$, of order c/ω_p which in case of a solid is about $0.1 \mu\text{m}$. When taking beam temperature and collisions into account, the growth rate is found to be maximized for scale lengths, $1/k$, again around c/ω_p [27]. For our experimental parameters the beam density is $n_b \approx 10^{18}\text{-}10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for the observed electrons and about 10 times more for the totale electron beam ($n_{b,tot} \approx 10^{19}\text{-}10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $\gamma=1.3$), $1/k$ is $\sim 1 \mu\text{m}$.

A $5 \mu\text{m}$ thick plasma layer contains already 5 e-folding lengths for transverse filamentation. 3-D simulations [26] show that after the linear growth period the beamlets attract each other and eventually coalesce into a single filament which dissipates the main part of its energy into magnetic field energy and transverse electron heating.

The ring structure seen in all experiments is reminiscent of the annular structure observed in the simulations of Taguchi et al. [25] in which an initially smooth beam evolves into a hollow, annular structure that later breaks up into filaments. The total size of the simulation box in these simulations is only $3.4 \times 3.4 \mu\text{m}^2$ due to the background plasma density 10 times the critical density (10^{21} cm^{-3}).

Similar results have been achieved with 3D hybrid PIC simulation [29] in solid density (10^{23} cm^{-3}) without preplasma assuming a homogenous electron current equivalent to the ATLAS-10 values reduced to a beam diameter of about $5 \mu\text{m}$. After propagation through a $5\text{-}\mu\text{m}$ aluminum foil and a nearly $20\text{-}\mu\text{m}$ thick Čerenkov medium, the initial electron beam [29] opens up into a hollow distribution due to the return current, causing the Weibel instabilities. This results again in small-scale structures in form of filaments with diameters less then $1 \mu\text{m}$ sustaining current densities of about 10^{12} A/cm^2 building magnetic fields of several 100 Tesla.

The diameters of the concentric ring of $10 \mu\text{m}$ and the filaments differ by a factor of 20 to 30 from those experimentally observed. Note, however, that this factor depends on the plasma

density with $\sqrt{\frac{n_p}{n_{b,tot}}}$ in relation of the preplasma ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $n_{b,tot} \approx 10^{19}\text{-}10^{20} \text{ cm}^{-3}$) to the solid density (10^{23} cm^{-3}). This is in agreement with the simulation results and thus the structure observed in our experiments has dimensions of about a factor of < 100 larger.

6 Preplasma conditions

To prove the dependency on preplasma, we also studied filamentation as a function of the ASE-prepulse on target (fig. 4). A fast Pockels cell after the regenerative amplifier of the ATLAS laser allows to control the time duration of the ASE at an approximately constant intensity level of 10^{12} W/cm^2 [30]. When the ASE energy reaches 3 mJ corresponding to a duration of $\tau_{\text{ASE}} = 2.5 \text{ ns}$ a sizeable preplasma is generated. We note that the ASE prepulse cannot be completely suppressed due to the limited rise time of the Pockels cell; the minimal duration is 0.5 ns .

Computer simulations using the MULTI hydro code [31] under different prepulse conditions show that the position of the critical density (10^{21} cm^{-3}) is about $10\text{-}20 \mu\text{m}$ away from the target surface.

Experimental setup under 45° focusing allows to make use of the scaling law due to resonance absorption [19] for calculating the effective electron temperature yielding $\sim 1 \text{ keV}$. Therefore the typical gradient length of the preplasma [32] reaches $80 \mu\text{m}$ after a rise time of about 1 ns including the ion mass of aluminum (fig.5). By the number of heated electrons due to the absorbed prepulse energy (50 %), the preplasma density increases exponentially over the gradient length up to 10^{19} cm^{-3} , then steepening to the critical density occurs.

The characteristic transverse scale length of filamented relativistic electron beams, $l_s \approx c/v_p$ is related to the plasma frequency and hence to the preplasma density yielding filament diameters $> 10 \mu\text{m}$ [33]. For longer rise times of up to 5 ns more prepulse energy is deposited in the existing preplasma leading to larger gradient lengths and therefore larger filament sizes.

The comparison of the filament structures observed for long and short prepulses shows essentially a similar ring structure (fig. 4). However, the small-scale filaments are much less

pronounced in case of the short prepulse, and the number of electrons is about a factor of 3 compared to the long-prepulse case.

7 Conclusion

In conclusion, filamentation of a fs-laser generated relativistic electron beam after propagation through an aluminium foil has been observed for the first time. The filamented structure appears only for foils whose thickness stays below 10 μm . Above this value, the beam pattern becomes smooth and exhibits only the typical two-peak structure resulting from the two mechanisms of hot electron generation. From the measured characteristics of the Čerenkov light we conclude that electron filamentation and ring formation is a result of the laser-pulse interaction with the preplasma generated by the ASE prepulse. This interpretation is substantiated by the observation that with a long ASE prepulse level, the filaments found to be enlarged. Simulations also show the occurrence of filamentation and anomalous stopping at different plasma conditions.

The observed reduction of the number of beam electrons, in the energy range of 180 keV up to 230 keV for the Čerenkov detection, upon propagation through the aluminium foil exceeds almost by an order of magnitude the one calculated by classical Coulomb stopping. This energy loss and the filamentation have important implications for the fast-ignitor concept. Understanding the physics of these phenomena is important for correctly modelling relativistic electron transport through strongly overdense plasmas and for highly relativistic particle beams in astrophysical plasmas with several orders of magnitude smaller densities [34, 35].

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank A. Böswald and H. Haas for ensuring reliable operation of the ATLAS laser facility and W. Fölsner for fabricating the targets. This work was supported in part by the Commission of the Euratom/Max-Planck-Institute for Plasmaphysics Association.

REFERENCES

- [1] K. B. Wharton, et al., Phys. Rev. Lett. 81, 822 (1998).
- [2] M. Tatarakis, et al., Phys. Rev. Lett. 81, 999 (1998).
- [3] M. Borghesi, et al., Phys. Rev. Lett. 83, 4309 (1999).
- [4] L. Gremillet, et al., Phys. Rev. Lett. 83, 5015 (1999).
- [5] M. Tabak, et al., Phys. Plasmas 1, 1626 (1994).
- [6] M. Hegelich, et al., Phys. Rev. Lett. 89, 085002 (2002).
- [7] C. Rose-Petrucci, et al., Nature 398, 310 (1999).
- [8] E. Fill, Phys. Plasmas 8, 1441 (2001).
- [9] L. O. Silva, et al., Phys. Plasmas 9, 2458 (2002).
- [10] F. Brandl, et al., Europhys. Lett. 61, 632 (2003).
- [11] J. V. Jelley, Čerenkov Radiation and its Applications (Pergamon Press, London, 1958).
- [12] V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas 9, 1416 (2002).
- [13] G. Pretzler, et al., Phys. Rev. E 62, 5618 (2000).
- [14] J. A. Koch, et al., Phys. Rev. E 65, 164101 (2001).
- [15] M. Zepf, et al., Physical Review Letters 90, 064801 (2003).
- [16] M. Borghesi, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 055003 (2004).
- [17] T. E. Cowan, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 204801 (2004).
- [18] D. Batani, et al., PRL 94, 055004 (2005).
- [19] F. N. Beg, et al., Phys. Plasmas 4, 447 (1997).
- [20] M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, Phys. Plasmas 7, 1302 (2000).
- [21] C. Gahn, et al., Phys. Rev. Lett. 83, 4772 (1999).
- [22] E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959).
- [23] M. Honda, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, Phys. Rev. Lett. 85, 2128 (2000).
- [24] R. B. Miller, Plenum Press, New York (1982)

- [25] T. Taguchi, et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5055 (2001).
- [26] L. Gremillet, et al., Phys. Plasmas 9, 941 (2002).
- [27] Y. Sentoku, et al., Phys. Rev. Lett. 90, 155001 (2003).
- [28] A. Puhkov, Prog. on Phys. 66, 47 (2003).
- [29] J.J. Honrubia, et al., Phys. Plasmas 12, 052708 (2005).
- [30] M. Kaluza, et al., Phys. Rev. Lett. 93, 045003 (2004).
- [31] K. Eidmann, et al., Phys. Rev. E 62, 1202 (2000).
- [32] W. L. Kruer , Addison-Wesley Pub. Comp. New York 1988.
- [33] R. Jung, et al., Phys. Rev. Lett. 94, 195001 (2005).
- [34] B. A. Remington, et al., Science 284, 1488 (1999).
- [35] R. A. Fonseca, et al. , Phys. of Plasmas 10, 1979, (2003).

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1: Experimental arrangement used for Čerenkov diagnostics of hot electrons. An f#2 optics images the beam pattern on a CCD. The acceptance angle of the optics limits the detectable electron energy range to 180 - 230 keV.

Fig. 2: Spatially resolved Čerenkov radiation for aluminium foil thicknesses of 5, 8, 10 and 30 μm . The data are obtained with low prepulse level. Actual sizes of the patterns on the target are indicated.

Fig. 3: Total number of electrons as a function of Al foil thickness. The data are averaged over 2 - 5 shots. Drawn curve is an exponential fit to the data. Dotted curve is the result of a Monte Carlo calculation using an exponential electron energy distribution with a temperature of 400 keV.

Fig. 4: Left: Filamented beam pattern for two prepulse levels.
Right: Horizontal through the central maximum peak.
Top: 0.7 ns Pockels cell delay; **Bottom:** 4.3 ns Pockels cell delay.

Fig. 5: Top: Schematic drawing of the experimental laser plasma interaction resulting in the large scaling of the filamented ring structure (j_R : return current).
Bottom: Plasma density profile after prepulse heating (n_P : underdense plasma, n_C : critical density). Preplasma gradient length of about 80 μm corresponding to the ATLAS prepulse energy and intensity.

Fig. 1: Experimental arrangement used for Čerenkov diagnostics of hot electrons. An #2 optics images the beam pattern on a CCD. The acceptance angle of the optics limits the detectable electron energy range to 180 - 230 keV.

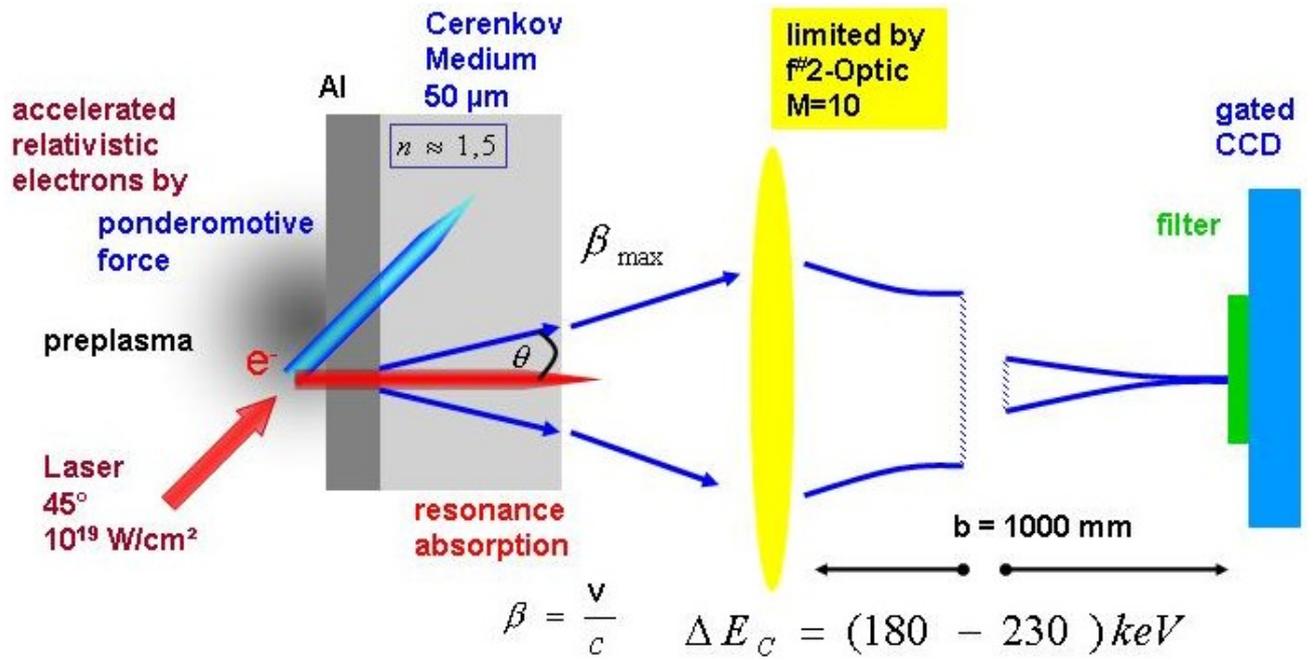


Fig. 2: Spatially resolved Čerenkov radiation for aluminium foil thicknesses of 5, 8, 10 and 30 μm . The data are obtained with low prepulse level. Actual sizes of the patterns on the target are indicated.

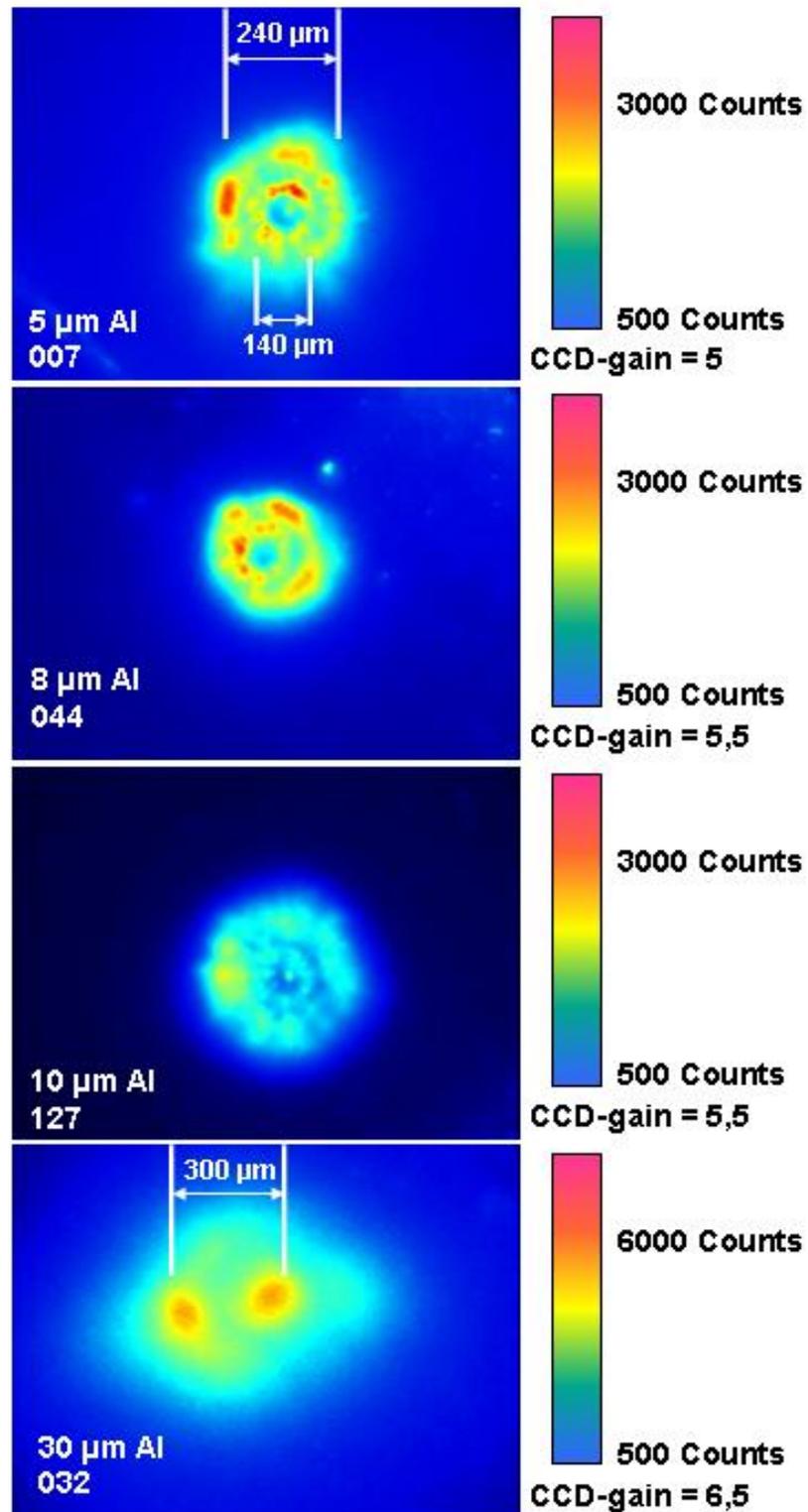


Fig. 3: Total number of electrons as a function of Al foil thickness. The data are averaged over 2 - 5 shots. Drawn curve is an exponential fit to the data. Dotted curve is the result of a Monte Carlo calculation using an exponential electron energy distribution with a temperature of 400 keV.

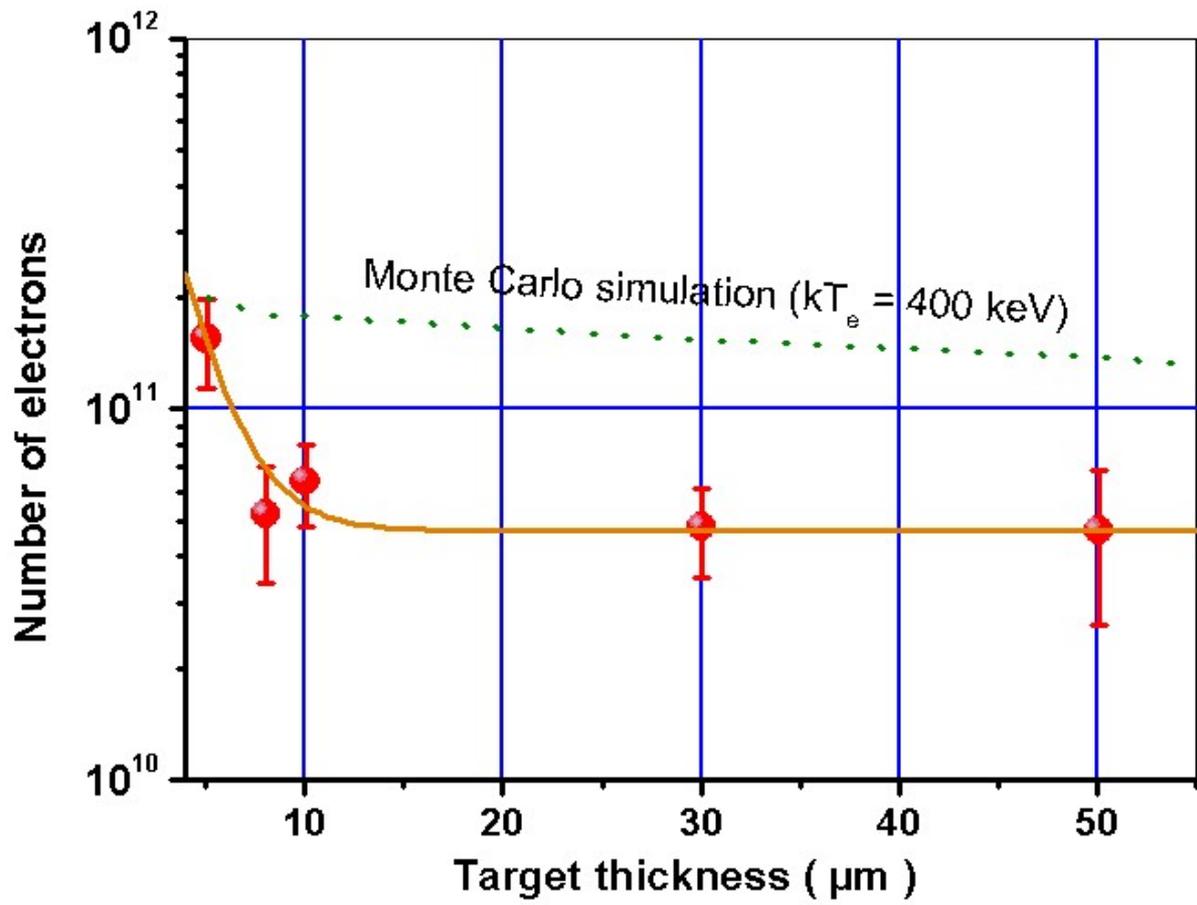


Fig. 4: **Left:** Filamented beam pattern for two prepulse levels.
Right: Horizontal through the central maximum peak.
Top: 0.7 ns Pockels cell delay; **Bottom:** 4.3 ns Pockels cell delay.

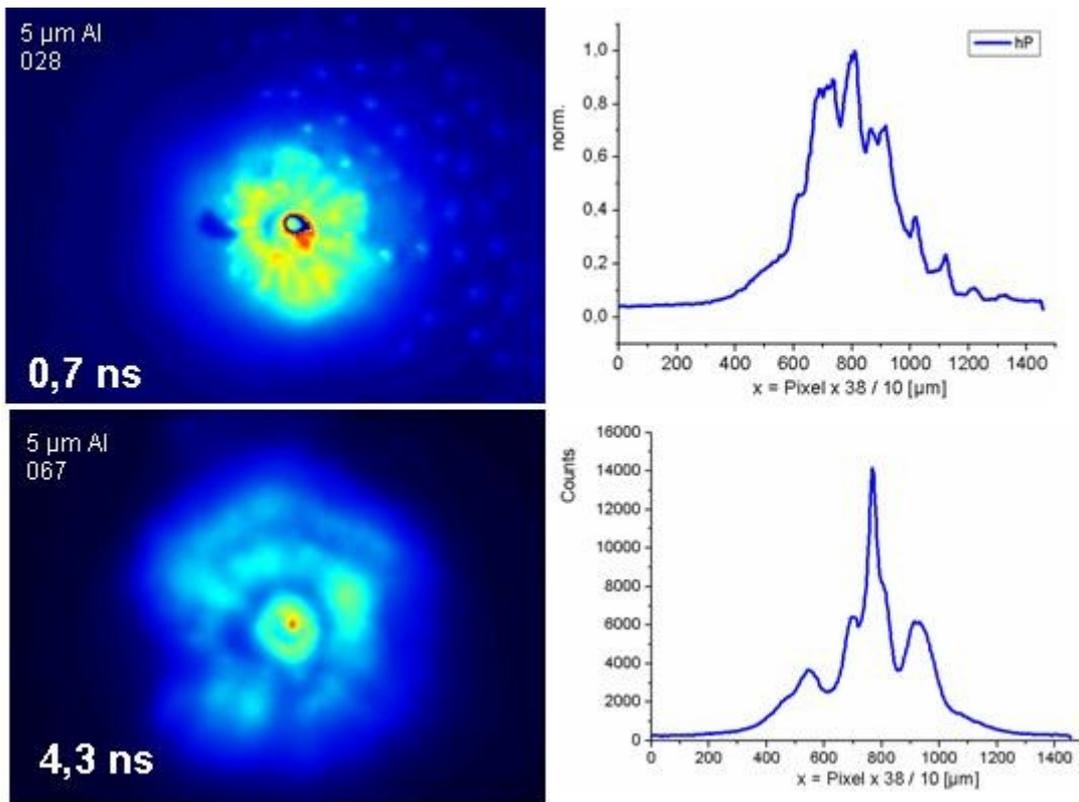


Fig. 5: Top: Schematic drawing of the experimental laser plasma interaction resulting in the large scaling of the filamented ring structure (j_R : return current).
Bottom: Plasma density profile after prepulse heating (n_P : underdense plasma, n_C : critical density). Preplasma gradient length of about 80 μm corresponding to the ATLAS prepulse energy and intensity.

