

Entwicklung einer Methode zum Nachweis von Positronen aus der Kollision laserbeschleunigter Elektronen

Diplomarbeit

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT



seit 1558

eingereicht von Michael Behmke
geboren am 15. Februar 1980 in Putzig

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Sauerbrey
Forschungszentrum Dresden, Rossendorf

2. Gutachter: Prof. Dr. S. Nolte
Institut für angewandte Physik, Jena

Tag der Verleihung des Diploms:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Elektronenbeschleunigung mit Lasern	4
2.2	Paarerzeugung	9
2.2.1	Indirekte Paarerzeugung	9
2.2.2	Direkte Paarerzeugung	10
2.3	Reaktionsrate	15
2.3.1	Luminosität	15
2.3.2	Effektive Wirkungsquerschnitte	16
2.3.3	Abschätzung der Reaktionsrate	18
3	Versuchsaufbau	20
3.1	Lasersystem	20
3.2	Zweistrahlaufbau	23
3.3	Detektion der Positronen	25
3.3.1	Ablenkung der Positronen zum Detektor	27
3.3.2	Detektionssystem	35
3.3.3	Abschätzung der Detektionsrate	44
4	Experiment	45
4.1	Justierung des Messaufbaus	45
4.1.1	Erzeugung der Positronen	45
4.1.2	Positionierung der Mini-Orange	48
4.2	Nachweis von Vernichtungsstrahlung	49
4.2.1	Hintergrundstrahlung	49
4.2.2	Abschirmung	51
4.2.3	Messwerte	52
4.3	Auswertung	54

5	Aussicht	60
6	Zusammenfassung	64
A	Anhang	68
A.1	Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt, Luminosität und Reaktionsrate	68

1 Einleitung

Die Entwicklungen in der Lasertechnologie haben dazu geführt, dass man derzeit in der Lage ist im Labor Lichtintensitäten zu erzeugen, mit denen Materiezustände generiert werden können, die in der Natur innerhalb von Sternen auftreten [1]. Dies wird erreicht, indem man kurze Laserpulse mit möglichst viel Energie auf eine kleine Fläche fokussiert. Mit dem Jenaer Titan:Saphir Lasersystem (JETI) können Laserpulse mit einer Energie von 1 J und einer Pulsdauer von 80 fs erzeugt werden. Fokussiert man diese Pulse auf eine Fläche von $5 \mu\text{m}^2$, so entstehen im Fokus ultrahohe Lichtintensitäten, die größer als $I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ sind.

Materie wird bei der Wechselwirkung mit derart intensiven Laserpulsen ionisiert. Im resultierenden Plasma können vielfältige Prozesse beobachtet werden, die von der Erzeugung ultrakurzer Röntgenpulse bis hin zum Treiben von Kernreaktionen reichen [2, 3]. Es wird ebenfalls beobachtet, dass die Laserpulse im Plasma Elektronendichteschwankungen erzeugen können, die elektrische Felder mit Feldstärken von 100 GV/m zur Folge haben. Diese Feldstärken sind um das 1000-fache stärker als in konventionellen Teilchenbeschleunigern und können dazu benutzt werden, Elektronen auf relativistische Energien zu beschleunigen [4]. In einem Sekundärprozess können auch die Ionen des Plasmas auf einige MeV beschleunigt werden [5]. Es wurde aktuell gezeigt, dass Elektronen mit Lasern innerhalb von wenigen Zentimetern auf 1 GeV beschleunigt werden können [6]. Die auf Lasern basierende Beschleunigung stellt somit eine interessante Ergänzung zu konventionellen Beschleunigern dar und kann in Zukunft sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der Technik angewendet werden.

Der an den JETI angeschlossene Zweistrahl Aufbau ermöglicht die räumliche und zeitliche Überlagerung zweier gegenläufiger hochintensiver Laserpulse und bietet somit eine neuartige Möglichkeit zur Untersuchung der Eigenschaften von laserbeschleunigten Elektronen während der Beschleunigungsphase [7]. Mit ihm ist es bereits gelungen das Energiespektrum der Elektronen im Plasma zu messen. Dafür wird einer der beiden Laserpulse in einen Gasjet fokussiert; ein Plasma entsteht, in dem Elektronen in Ausbreitungsrichtung des Lasers beschleunigt werden. Bei der Wechselwirkung der Elektronen mit den Photonen des gegenläufigen Laser-

puls entsteht Röntgenstrahlung deren Energie von der Elektronenenergie abhängt (Thomson-Rückstreuung). Aus dem resultierenden Röntgenspektrum konnte erstmals die Energie der laserbeschleunigten Elektronen während der Beschleunigung bestimmt werden [8, 9].

Auf Basis des Zweistrahlaufbaus ist man zusätzlich in der Lage das Verhältnis zwischen Ladung und Radius der laserbeschleunigten Elektronenstrahlen im Plasma zu ermitteln. Dafür werden mit beiden gegenläufigen Laserpulsen Elektronen im Plasma beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Energie der laserbeschleunigten Elektronen ist um ein Vielfaches größer als ihre Ruheenergie, so dass bei der Kollision der Elektronenstrahlen im Plasma Elektron-Positron-Paare entstehen können. Die Anzahl der erzeugten Paare ist vom Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung und den Eigenschaften der kollidierenden Elektronenstrahlen abhängig. Für die Kollision von Elektronenstrahlen hängt die Paarerzeugungsrate quadratisch vom Verhältnis zwischen Ladung und Radius der Strahlen ab. Durch Messung der Erzeugungsrate ist die Bestimmung des Radius der Elektronenstrahlen im Plasma möglich, da der Wirkungsquerschnitt berechnet und die Ladung in einer separaten Messung bestimmt werden kann.

Die Ladung kann theoretisch auch mit derselben Anordnung am Zweistrahlaufbau gemessen werden, da auch bei der Kollision der laserbeschleunigten Elektronen mit den Ionen des Plasmas Paarerzeugung stattfindet, deren Erzeugungsrate proportional zur Ladung der Elektronenstrahlen ist. Dies ist allerdings mit zusätzlichem Aufwand verbunden, da die Anzahl der erzeugten Paare noch von der Ionendichte des Plasmas abhängt.

Das Ziel dieses Experimentes ist die erstmalige Realisierung der Kollision von laserbeschleunigten Elektronen im Plasma und die gleichzeitige Messung der Anzahl von Elektron-Positron-Paaren, die dabei erzeugt werden. Für die Messung der Erzeugungsrate wird der Zweistrahlaufbau durch einen Aufbau zur Detektion von Positronen erweitert. Die im Plasma erzeugten Positronen werden mit magnetischen Feldern aus der Experimentierkammer auf ein Aluminiumblech gelenkt. Im Blech vernichten sich die Positronen mit den Elektronen des Aluminiums; es entstehen zwei γ -Quanten, die sich mit einer Energie von 511 keV in entgegengesetzte Richtung bewegen. Die γ -Quanten werden anschließend mit zwei in Koinzidenz geschalteten Detektoren nachgewiesen. Die Paarerzeugungsrate lässt sich somit indirekt durch den Nachweis von Vernichtungsstrahlung bestimmen.

Das Experiment ist Gegenstand von zwei Diplomarbeiten. Während in der ersten Diplomarbeit von Kerstin Haupt [10] die Ablenkung der Positronen zu den Detektoren realisiert wurde, ist der Hauptbestandteil dieser Diplomarbeit die Detektion der Vernichtungsstrahlung und die Durchführung des Experiments. Die Arbeit liefert einen zusammenfassenden Überblick über das Experiment und zeigt die Grenzen des Verfahrens sowie Möglichkeiten, die sich in der Zukunft bieten, auf.

2 Theorie

Eine Möglichkeit zur Untersuchung von Teilchenstrahlen in Beschleunigern ist die Messung der Anzahl von Teilchen, die bei einer bekannten Reaktion entstehen. Diese Methode soll bei diesem Experiment mit Hilfe des Zweistrahlbaus auf die laserbeschleunigten Elektronen angewendet werden.

Dafür werden zwei gegenläufige Laserpulse in einen He-Gasjet fokussiert (siehe Abb. 2.1). Im resultierenden Plasma werden die Elektronen in Ausbreitungsrichtung des Lasers beschleunigt. Die Elektronen kollidieren im Plasma und erzeugen dabei Elektron-Positron-Paare, deren Anzahl von den Eigenschaften der Elektronenstrahlen und dem Wirkungsquerschnitt abhängt. Grundsätzlich hat man es bei dem hier verwendeten Verfahren unvermeidlich mit zwei Prozessen zu tun, die zur Paarerzeugung führen können. Die laserbeschleunigten Elektronen kollidieren miteinander und zusätzlich, auf ihrem Weg durchs Plasma, mit Heliumionen. Bei beiden Stoßprozessen können Positronen entstehen.

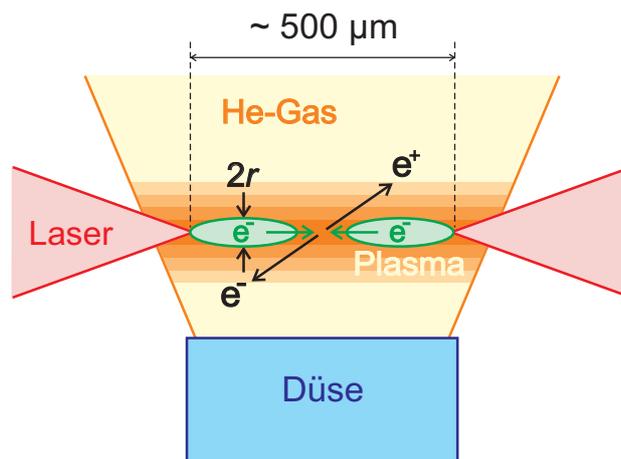


Abb. 2.1: Durch Kollision zweier laserbeschleunigter Elektronenstrahlen werden im Plasma Elektron-Positron-Paare erzeugt.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst beschrieben, wie und auf welche Energien die Elektronen beschleunigt werden. Anschließend werden die Prozesse, die zur Paarerzeugung führen erläutert und die dazugehörigen, von der Kollisionsenergie abhängigen Wirkungsquerschnitte angegeben. Es wird gezeigt, wie man aus der Reaktionsrate bzw. Positronenerzeugungsrate den Radius sowie die Ladung laserbeschleunigter Elektronenstrahlen berechnen kann. Eine abschließende Abschätzung liefert die Positronenerzeugungsraten mit denen bei diesem Experiment gerechnet werden kann.

2.1 Elektronenbeschleunigung mit Lasern

Aufbauend auf der Wirkung des elektromagnetischen Feldes eines Lasers auf ein freies Elektron, werden in diesem Abschnitt die Prozesse der auf Lasern basierenden Elektronenbeschleunigung im Plasma erläutert.

Im elektromagnetischen Feld wird die Bewegung eines Elektrons mit der Ladung $q = -e$ und der Ruhemasse m_e durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = -e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

beschrieben. Mit Hochintensitätslasern werden elektromagnetische Felder mit Feldstärken ($I = 10^{19} \text{ W/cm}^2 \hat{=} E = 10^{13} \text{ V/m}$) erzeugt, die ausreichen, um Elektronen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit c zu beschleunigen. Bei diesen Geschwindigkeiten müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden. Die Masse eines Teilchens ist dann durch $m = \gamma m_0$ gegeben und somit proportional zum relativistischen Faktor $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$. Außerdem ist die Wirkung des magnetischen Feldes nicht mehr vernachlässigbar und das Elektron bewegt sich, zusätzlich zur Schwingung in Richtung des elektrischen Feldes, in Ausbreitungsrichtung des Lasers.

Für den einfachen Fall einer ebenen linear polarisierten elektromagnetischen Welle ($\vec{E} = E\vec{e}_x; \vec{B} = B\vec{e}_y$), die sich im Vakuum mit der Phase $\phi = \omega t - kz$ in z -Richtung ausbreitet, kann die Bewegung der Elektronen analytisch berechnet werden [11]. Das Elektron beschreibt die in Abb. 2.2 blau dargestellte Bahn:

$$x = a_0 \frac{c}{\omega} (\cos \phi - 1) \sim a_0 \quad (2.2)$$

$$z = \frac{1}{4} a_0^2 \frac{c}{\omega} (\phi - \frac{1}{2} \sin 2\phi) \sim a_0^2. \quad (2.3)$$

Der relativistische Parameter

$$a_0 = \frac{E e}{\omega m_e c} \simeq \sqrt{\frac{I \lambda^2}{1,4 \cdot 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2}} \quad (2.4)$$

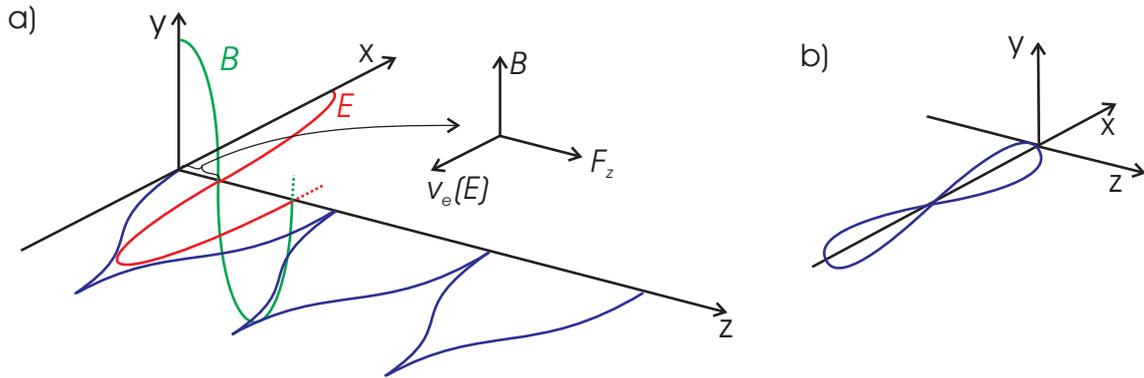


Abb. 2.2: Bewegung des Elektrons (blau) in einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle. a) Das Elektron bewegt sich im Laborsystem in Richtung der z -Achse. b) Im mitbewegten System des Elektrons vollführt es eine Figur-8 Bewegung.

hängt von der Wellenlänge λ sowie der Intensität I ab und ermöglicht die Einstufung der Geschwindigkeit der Elektronen im Laserfeld. Ist $a_0 \ll 1$, so lässt sich die Bewegung klassisch beschreiben. Ist $a_0 \geq 1$, so ist die Bewegung relativistisch. Bei diesem Experiment, mit $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und $\lambda = 795 \text{ nm}$, ist $a_0 \approx 2,1$. Die Betrachtung des in Abb. 2.2 dargestellten Falls liefert grundlegende Eigenschaften der Laserbeschleunigung. Die Elektronen bewegen sich mit relativistischen Geschwindigkeiten in Ausbreitungsrichtung des Lasers und vollführen im mitbewegten System des Elektrons eine Figur-8 Bewegung, wobei die Schwingung in z -Richtung die doppelte Frequenz der Laserfrequenz ω hat. Dies führt zu Abstrahlung der zweiten Harmonischen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers (nichtlineare Thomson-Streuung [12]).

Die Bewegung der Elektronen im elektromagnetischen Feld eines Laserpulses ist hingegen weitaus komplizierter und in der Regel nur numerisch berechenbar. Die Wirkung des Laserpulses auf ein Elektron lässt sich in der nichtrelativistischen Näherung mit der ponderomotiven Kraft

$$\vec{F}_P = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e \omega^2 c} \nabla [I(\vec{r}, t)] \quad (2.5)$$

beschreiben. Diese ist das zeitliche Mittel der Lorentzkraft und proportional zum negativen Gradienten der Lichtintensität I . Demnach werden Elektronen vom Laserpuls weggedrückt bzw. vor ihm hergeschoben.

Die beschriebene beschleunigende Wirkung des Laserpulses trifft nur für freie Elektronen, d. h. für Elektronen, deren Bindung an Atome, Moleküle oder Festkörper aufgehoben wurde, zu. Bei der Laserbeschleunigung im Gasjet wird die Bindung an die Heliumatome durch die ionisierende Wirkung ultrahoher Lichtintensitäten aufgelöst. Dabei setzen mit zunehmender

Intensität unterschiedliche Ionisationsprozesse ein. Ab einer Intensität von 10^{12} W/cm^2 kann das Elektron durch die gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen genug Energie aufnehmen, um die Bindung aufzuheben (Multiphotonenabsorption). Das elektrische Feld des Laserpulses erreicht mit steigender Intensität Größenordnungen, die im Bereich der atomaren Coulombfeldstärke liegen und das elektrische Feld des Atomkerns signifikant verformen können. Die Elektronen können dann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch die resultierende Potentialbarriere tunneln und sich vom Atom lösen (Tunnelionisation). Übersteigt die Intensität 10^{14} W/cm^2 , so ist die Verformung des Coulombfeldes derart ausgeprägt, dass die Potentialbarriere unter der Bindungsenergie des Elektrons liegt (Feldionisation). Folglich reicht schon die vordere Flanke eines Laserpulses mit einer Peakintensität von 10^{19} W/cm^2 aus, um im Gasjet ein Plasma zu erzeugen. Anschließend können die freien Elektronen des resultierenden Plasmas durch den folgenden Hauptpuls beschleunigt werden.

Beim Durchgang des Hauptpulses durch das Plasma treten unterschiedliche Effekte auf, die sich positiv auf die Ausbreitung des Laserpulses sowie auch auf die Beschleunigung der Elektronen auswirken. Bei Vernachlässigung der Stöße ist die Ausbreitung des Lichtes im Plasma durch dessen Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (2.6)$$

gegeben. Die einzige Variable, von der die Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \varepsilon_0 m_e}$ abhängt, ist die Elektronendichte n_e . Der Brechungsindex ist damit nach [11] durch

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.7)$$

gegeben. Ist die Elektronendichte des Plasmas n_e größer als die kritische Dichte $n_c = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$, so kann sich der Puls nicht mehr im Plasma ausbreiten (overdense plasma). Ist die Elektronendichte n_e kleiner, breitet sich der Laserpuls im Plasma aus (underdense plasma). Dies ist bei diesem Experiment der Fall, da die Elektronendichte $n_e \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ kleiner als die kritische Dichte $n_c \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ für $\lambda = 795 \text{ nm}$ ist.

Übersteigt die Leistung des Laserpulses die kritische Leistung von $P_c \geq 16.2 \text{ GW } n_c / n_e$, tritt bei der Ausbreitung im Plasma Selbstfokussierung auf [13]. Als Folge der ponderomotiven Kraft werden die Elektronen durch den Laserpuls radial nach außen beschleunigt. Auf der Ausbreitungsachse des Lasers sind daher weniger Elektronen als in der Umgebung. Nach Gleichung (2.7) ist der Brechungsindex im Zentrum größer, das Licht langsamer. Der Laserpuls wird zusätzlich fokussiert. Dem wirkt die Beugung entgegen. Es bildet sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Selbstfokussierung und Beugung, das zur Bildung eines relativistischen Kanals führt. Wenn der Laserpuls durch Absorption soviel Energie verloren hat, dass die Leistung nicht mehr zur Selbstfokussierung ausreicht, dominiert die Beugung und der

Laserpuls divergiert. In ihm kann die Laserintensität über die gesamte Länge von einigen hundert Mikrometern höher sein als im eigentlichen optischen Fokus. Damit ist er weitaus länger als die Rayleighlänge (hier $15\ \mu\text{m}$) des optische Fokus.

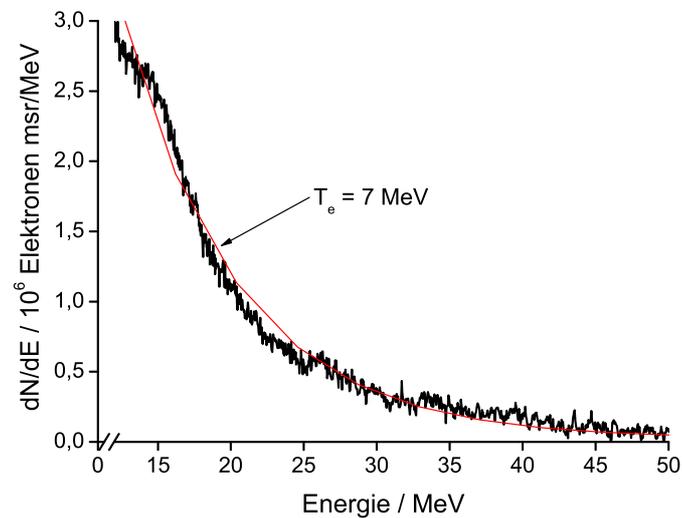
In diesem Kanal können Elektronen des Plasmas auf ein Vielfaches ihrer Ruheenergie beschleunigt werden. Dabei ist der Prozess der Beschleunigung nicht direkt mit der des freien Elektrons zu vergleichen, da der Einfluss der Ionen und anderen Elektronen nicht zu vernachlässigen ist. Jedoch lassen sich grundlegende Eigenschaften, wie die Abstrahlung der zweiten Harmonischen oder die ponderomotive Kraft übernehmen.

Durchläuft ein Laserpuls, dessen Pulsdauer optimalerweise die Hälfte der Plasmaperiodendauer ($T_p = 2\pi/\omega_p$) hat, das Plasma, so schiebt er aufgrund der ponderomotiven Kraft die Elektronen aus ihrer Gleichgewichtslage. Zwischen den Elektronen und den, aufgrund ihrer größeren Masse, unbeeinflussten Ionen entsteht ein Coulombfeld. Der Laserpuls lässt die Elektronen zurück und sie bewegen sich wieder in Richtung ihrer Ruhelage. Als Folge der Coulombkraft und der entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung treibenden ponderomotiven Kraft der hinteren Flanke des Laserpulses, schwingen sie über die Ruhelage hinaus. Sie oszillieren mit der Plasmafrequenz ω_p um ihre ursprüngliche Ruhelage. Somit wird durch den Laserpuls, longitudinal zu dessen Ausbreitungsrichtung, eine Plasmawelle induziert, die sich mit der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses ausbreitet. Die Elektronendichteschwankungen der Plasmawelle können elektrische Felder im Bereich von einigen hundert GV/m generieren. Diese elektrischen Felder sind um das 1000-fache stärker als die konventioneller Linearbeschleuniger.

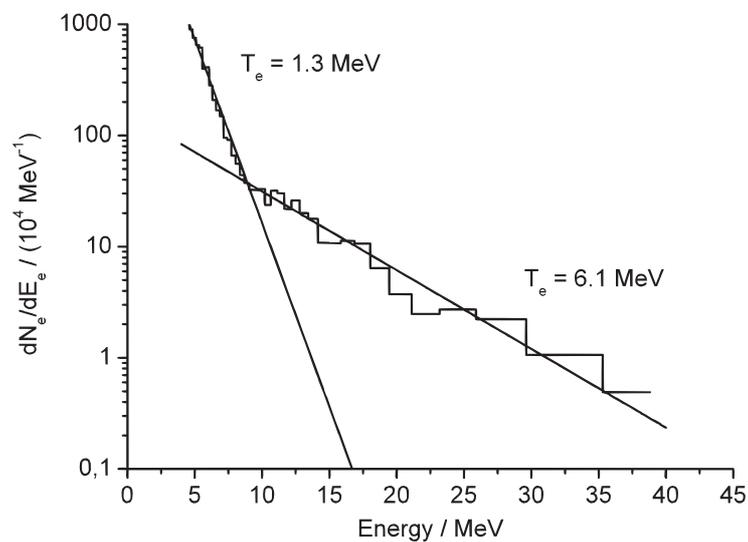
Die beschleunigende Wirkung des elektrischen Feldes kann nur optimal ausgenutzt werden, wenn die zu beschleunigenden Elektronen mit der richtigen Anfangsgeschwindigkeit und Phase in die Plasmawelle injiziert werden. Bei der Laserbeschleunigung im Gasjet sind die beschleunigten Elektronen die Elektronen des Plasmas, die diese Bedingungen erfüllen, und wie ein Surfer auf der Welle reiten.

Je nach Dauer und Amplitude des Laserpulses gibt es unterschiedliche Möglichkeiten zur Anregung von Plasmawellen und der damit verbundenen Beschleunigung von Elektronen [14]. Bei dem hier beschriebenen Verfahren handelt es sich um die, bereits 1979 von Tajima und Dawson vorgeschlagene Laser-Wakefield-Acceleration (LWFA) [4].

Die mit der LWFA beschleunigten Elektronen besitzen charakteristischerweise ein kontinuierliches Energiespektrum, da sie mit unterschiedlichen Anfangsgeschwindigkeiten und Phasen in der Plasmawelle beschleunigt werden. Am JETI wurden Elektronenspektren mit zwei verschiedenen Methoden gemessen. Das Ergebnis der Messung mit einem, in einer Entfernung von 50 cm zum relativistischen Kanal aufgestellten Magnetspektrometer ist in Abb. 2.3.a eingezeichnet. Das Elektronenspektrum hat für Energien, die größer als 15 MeV sind einen exponentiellen Verlauf mit einer Temperatur von $T = 7\ \text{MeV}$ [15]. Eine Aussage zur Ladung der



(a) Exponentielles Elektronenspektrum mit einer Temperatur, das außerhalb des Plasmas gemessen wurde [15]. Der Bereich unterhalb von 10 MeV liegt außerhalb des Messbereichs des Spektrometers.



(b) Exponentielles Elektronenspektrum mit zwei unterschiedlichen Temperaturen, das innerhalb des Plasmas gemessen wurde [9].

Abb. 2.3: Elektronenspektren, die am JETI beobachtet wurden.

Elektronenstrahlen war nicht möglich. Andere Gruppen haben unter vergleichbaren Bedingungen Ladungen von 0,5..8 nC gemessen [7]. Mit der Methode der Thomson-Rückstreuung wurde das Elektronenspektrum am Zweistrahlaufbau während der Beschleunigung gemessen [8]. Das gemessene Spektrum besteht aus zwei unterschiedlichen Temperaturen: $T = 1,3$ MeV für Elektronenenergien $E = 5..10$ keV und $T = 6,1$ MeV für $E = 10..40$ keV (siehe Abb. 2.3.b). Die Ladung eines solchen Elektronenstrahls liegt im Bereich von 0,07..18 nC [7]. Am JETI wurden auch monoenergetische Elektronenstrahlen beobachtet [15], die unter bestimmten Umständen generiert werden können [16]. Sie werden bei den folgenden Berechnungen nicht berücksichtigt, da sie instabil und vereinzelt auftreten.

2.2 Paarerzeugung

Der inelastische Stoß zweier elektrisch geladener Teilchen kann je nach Energie der stoßenden Teilchen die Erzeugung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares zur Folge haben [17]. Mit steigender Energie der kollidierenden Teilchen setzt die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren zuerst ein, da die Ruheenergie der Elektronen mit 511 keV vergleichsweise klein ist. Bei diesem Experiment kollidieren laserbeschleunigte Elektronenstrahlen mit relativistischen Energien und sind somit in der Lage Elektron-Positron-Paare zu erzeugen. Die theoretische Grundlage zur Beschreibung der Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen mit relativistischen Energien bildet die Quantenelektrodynamik (QED). Sie entsteht aus der Elektrodynamik durch Quantisierung der Maxwell'schen Gleichungen, und eignet sich seit ihrer Formulierung hervorragend zur Modellierung von Stoßprozessen elektrisch geladener Teilchen. Nach der QED sind für die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren zwei unterschiedliche Prozesse relevant: Die indirekte und direkte Paarerzeugung [18, 19].

2.2.1 Indirekte Paarerzeugung

Beim Stoß eines Elektrons mit einem Ion (Z_1) entsteht zuerst ein Bremsstrahlungsphoton (γ_{BS}). Trifft dieses Photon auf ein weiteres Ion (Z_2) so kann ein Elektron-Positron-Paar entstehen, falls die Energie des Photons größer als $2 m_e c^2$ ist. Die dazugehörigen Feynmandiagramme sind in Abb. 2.4 zu sehen. Darin werden Antiteilchen, die sich mit positiver Energie in der Zeit vorwärts bewegen als Teilchen dargestellt, die sich mit negativer Energie rückwärts in der Zeit bewegen [18, 20]. Das erzeugte Positron in Abb. 2.4.b wird demnach als Elektron abgebildet, das sich in der Zeit zurück bewegt.

Bei Festkörpertargets mit einer großen Kernladungszahl ist dieser Prozess von entscheidender Bedeutung und wird in Z-Konvertern für die Erzeugung von Positronen durch Elektronenstrahlen verwendet [19]. Berechnungen haben jedoch gezeigt, dass die indirekte Paarerzeugung für unterdichte Plasmen mit leichten Kernen bei diesem Experiment tausendmal

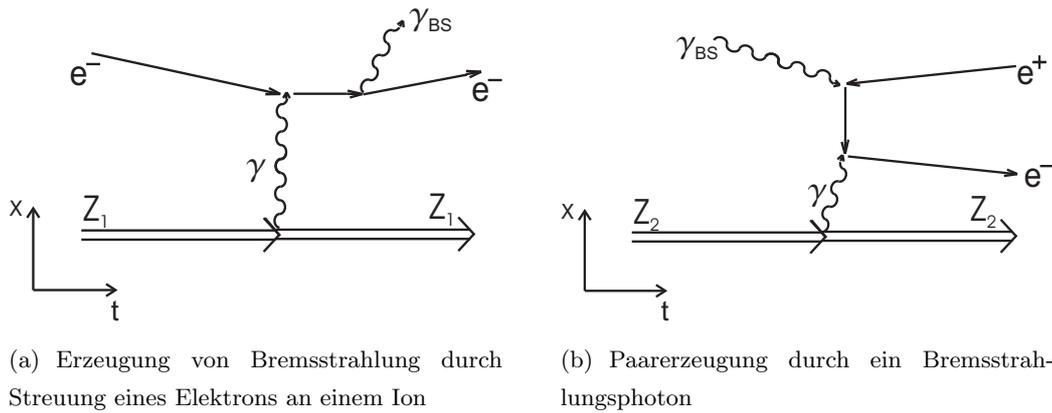


Abb. 2.4: Feynmangraphen zur indirekten Paarerzeugung durch Bremsstrahlung

unwahrscheinlicher als die im folgenden Abschnitt erläuterte direkte Paarerzeugung ist. Sie kann deshalb bei diesem Experiment vernachlässigt werden.

2.2.2 Direkte Paarerzeugung

Die Beschreibung der direkten Paarerzeugung durch Kollision elektrisch geladener Teilchen basiert auf der von Weizsäcker und Williams vorgeschlagenen *equivalent photon approximation* (EPA) [17, 21, 22]. Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen mit relativistischer Geschwindigkeit, so ist dessen elektromagnetisches Feld für den Beobachter im Laborsystem rein transversal. Die vorbeifliegende Ladung kann nicht mehr von einer freien elektromagnetischen Welle unterschieden werden. Das Feld einer schnell bewegten Ladung kann daher durch einen Schwarm von *Äquivalentphotonen* ersetzt werden. Die Äquivalentphotonen γ zweier kollidierender Ladungen können durch den, zur Paarvernichtung inversen, Prozess: $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ Elektron-Positron-Paare erzeugen. Die direkte Paarerzeugung ist in diesem Experiment do-

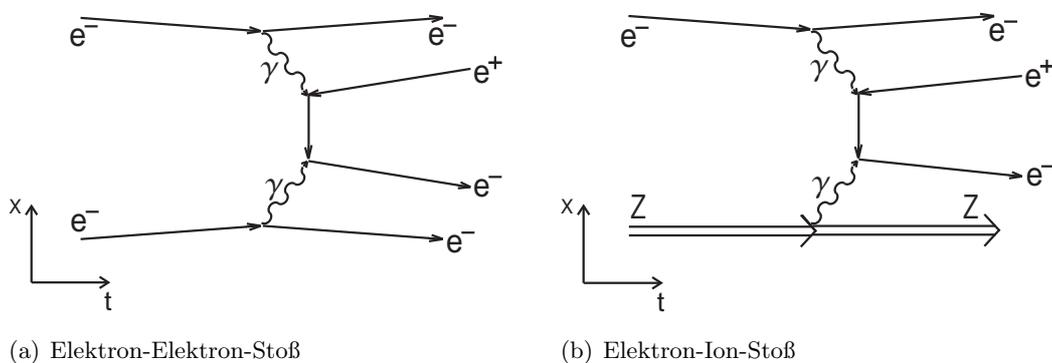


Abb. 2.5: Feynmangraphen zur direkten Paarerzeugung

minant, da kein zweiter Stoß stattfinden muss, der in unterdichten Plasmen unwahrscheinlich ist.

Bei diesem Experiment kollidieren die laserbeschleunigten Elektronenstrahlen im Plasma (siehe Abb. 2.1). Somit kann Paarerzeugung sowohl beim Stoß zweier Elektronen als auch beim Stoß von Elektronen mit den Heliumionen des Plasmas stattfinden. Die dazugehörigen Feynmangraphen sind in Abb. 2.5 dargestellt.

Elektron-Elektron-Stöße

Damit beim Stoß zweier elektrisch geladener Teilchen ein Elektron-Positron-Paar entstehen kann, muss die Stoßenergie

$$E_{\text{col}} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - c^2(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (2.8)$$

größer sein als die Summe der Ruheenergien nach dem Stoß. Hierbei ist $E_i = E_{\text{kin } i} + m_i c^2 = \gamma m_i c^2$ die Gesamtenergie und $\vec{p}_i = \gamma m_i \vec{v}_i$ der Dreierimpuls eines der stoßenden Teilchen ($i = 1$ oder 2). Der relativistische Faktor γ ist das Verhältnis zwischen Ruhe- und Gesamtenergie eines Teilchens. Unter Verwendung der Energie-Impuls-Beziehung $E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4$ lässt sich Gleichung (2.8) für die Kollision ($\vec{p}_1 \parallel -\vec{p}_2$) zweier Elektronen umschreiben. Die Kollisionsenergie ist dann durch

$$E_{\text{col}} = \sqrt{2m_e^2 c^4 + 2(E_1 E_2 + [(E_1^2 - m_e^2 c^4)(E_2^2 - m_e^2 c^4)]^{\frac{1}{2}})} \quad (2.9)$$

gegeben. Die Paarerzeugung durch $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+ + e^-$ ist grundsätzlich möglich, falls die Kollisionsenergie $E_{\text{col}} > 4 m_e c^2$ ist.

Damit kann man allerdings noch keine Aussage darüber machen, wie wahrscheinlich die Erzeugung eines Positrons bei der Kollision ist. Wie in Anhang A gezeigt wird, ist die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Teilchens durch den Wirkungsquerschnitt gegeben. Dieser repräsentiert den Bereich, bei dem es zu einer Wechselwirkung kommt, wenn ein einfallendes Teilchen ein Streuzentrum passiert. Der Wirkungsquerschnitt wird üblicherweise in barn ($1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$) angegeben.

Für die Paarerzeugung durch die Kollision hochenergetischer Elektronen lässt sich der Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der EPA berechnen. Für $E_{\text{col}} > 20 m_e c^2$ ist der Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma_{e^-e^-}(E_{\text{col}}) = \frac{28}{27\pi} \alpha^2 r_e^2 (l^3 - Al^2 + Bl + C) \quad \text{mit } l = 2 \ln \left(\frac{E_{\text{col}}}{m_e c^2} \right) \quad (2.10)$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha = 1/137$, dem klassischen Elektronenradius $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ und den Konstanten $A = 6,36$; $B = -11$ und $C = 100$ gegeben [17].

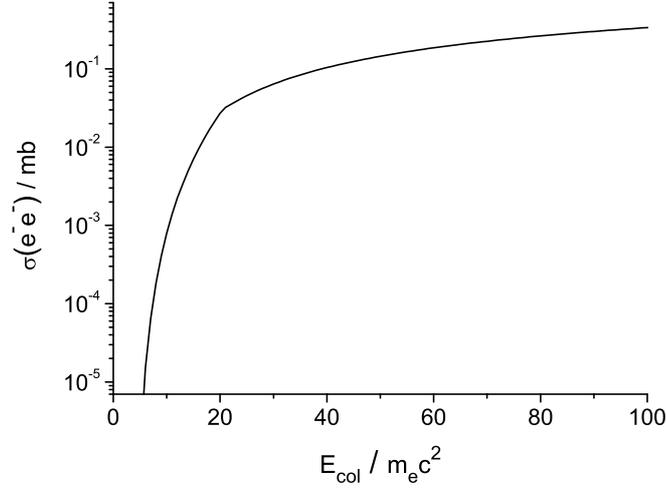


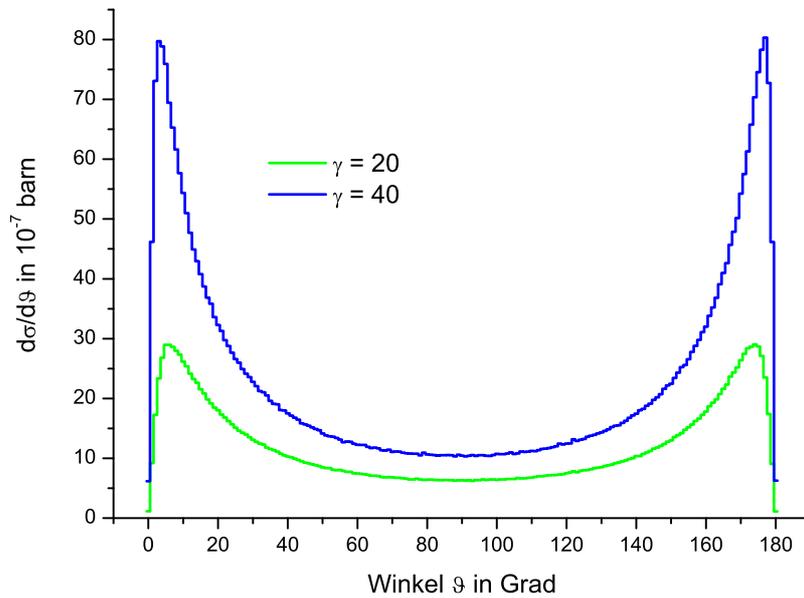
Abb. 2.6: Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Positronen durch Elektron-Elektron-Stöße

In der Nähe der Energieschwelle gilt dieser Zusammenhang nicht mehr, der Querschnitt wächst hier exponentiell mit der Kollisionsenergie. Der Exponent ist für Elektron-Ion Stöße nach [23] bekannt. Diesen Wert kann man auch näherungsweise für die Elektron-Elektron-Stöße verwenden. Die Erfüllung der Übergangsbedingungen bei $E_{\text{col}} = 20 m_e c^2$ führt zum folgenden Ergebnis:

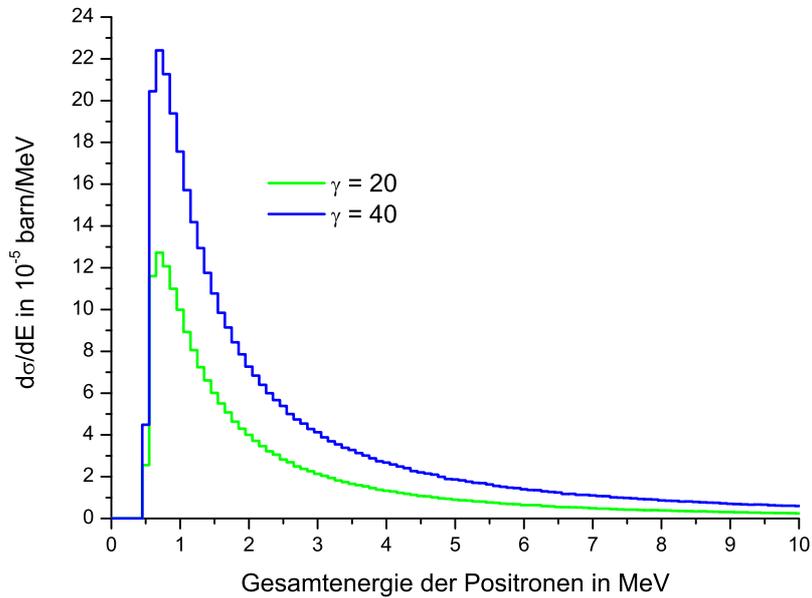
$$\sigma_{e^-e^-}(E_{\text{col}}) \approx 3 \cdot 10^{-4} \alpha^2 r_e^2 \left(\frac{E_{\text{col}}}{m_e c^2} - 4 \right)^{3,6}. \quad (2.11)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist für Energien von $0 < E_{\text{col}} < 10,22 \text{ MeV}$ durch Gleichung (2.11) und für größere Energien bis hin zu mehreren GeV durch Gleichung (2.10) gegeben. Er ist als Funktion der Kollisionsenergie E_{col} in Abb. 2.6 dargestellt. Mit ihm wird in Abschnitt 2.3 die Anzahl der bei diesem Experiment erzeugten Positronen berechnet.

Zusätzlich ist die Kenntnis der Energie und Winkelverteilung der emittierten Positronen für die Planung des Aufbaus zur Detektion der Positronen von entscheidender Bedeutung. Deshalb wurde im Rahmen dieses Projektes der differentielle Wirkungsquerschnitt von Kai Hencken (Universität Basel) und Dieter Habs (LMU München) numerisch berechnet. Die Berechnungen wurden für die Elektronenenergie $E_1 = E_2 = 20 m_e c^2$ und $E_1 = E_2 = 40 m_e c^2$ durchgeführt. Die meisten Positronen werden mit einem Emissionswinkel ϑ zur z-Achse von 0° - 10° und 170° - 180° , also in Laserrichtung, emittiert (siehe Abb. 2.7.a). Das Maximum der kinetischen Energie liegt zwischen 100-500 keV (siehe Abb. 2.7.b).



(a) Winkelverteilung der emittierten Positronen. Die Verteilung ist rotationssymmetrisch um die Laserachse; der Winkel ϑ gibt die Abweichung von dieser Achse an.



(b) Energieverteilung der emittierten Positronen

Abb. 2.7: Verteilung der durch Elektron-Elektron-Stöße erzeugten Positronen. Dabei ist σ der Wirkungsquerschnitt, gemessen in barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Die Elektronen kollidieren mit Energien, die durch den relativistischen γ -Faktor angegeben sind.

Elektron-Ion-Stöße

Bei der Kollision der Elektronen mit den Ionen des Plasmas kann man davon ausgehen, dass die Ionen sich nicht bewegen. Somit ist $E_2 = m_{\text{He}}c^2$ und $\vec{p}_2 = 0$. Die vorhandene Kollisionsenergie ist dann durch

$$E_{\text{col}} = \sqrt{m_e^2c^4 + m_{\text{He}}^2c^4 + 2m_{\text{He}}c^4E_1} \quad (2.12)$$

gegeben. Ist $E_{\text{col}} > 3m_e c^2 + m_{\text{He}}c^2$, besteht die Möglichkeit der Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares nach $e^- + \text{He}^{++} \rightarrow e^- + \text{He}^{++} + e^+ + e^-$, wenn: $E_e = E_1 > 3m_e c^2 + 4\frac{m_e^2}{m_{\text{He}}}c^2 \approx 3m_e c^2$ ist.

Wie bei den Elektron-Elektron Stößen ist auch hier die Kenntnis des Wirkungsquerschnittes nötig, um berechnen zu können, wie viele Positronen entstehen. An der Energieschwelle ist der Wirkungsquerschnitt nach [23] durch

$$\sigma_{e^-\text{He}^{++}}(E_e) = 9,6 \cdot 10^{-4} Z^2 \alpha^2 r_e^2 \left(\frac{E_e}{m_e c^2} - 3 \right)^{3,6} = 4 \cdot 10^{-6} Z^2 \left(\frac{E_e}{m_e c^2} - 3 \right)^{3,6} \text{ mb} \quad (2.13)$$

gegeben. Für den Energiebereich, der bei diesem Experiment interessant ist, wurde in [24] eine Näherungsformel für den Wirkungsquerschnitt berechnet:

$$\sigma_{e^-\text{He}^{++}}(E_{e, \text{kin}}) = 5,22 \cdot 10^{-3} Z^2 \left[\ln \left(\frac{2,3 + E_{e, \text{kin}}[\text{MeV}]}{3,52} \right) \right]^3 \text{ mb}. \quad (2.14)$$

Der letztlich verwendete Querschnitt setzt sich aus beiden zusammen. An der Energieschwelle

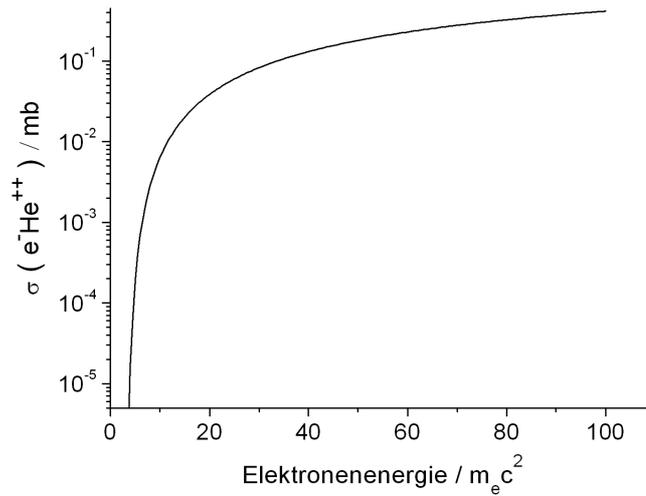


Abb. 2.8: Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Positronen durch Elektron-Ion-Stöße

$3m_e c^2 < E_e < 5m_e c^2$ wird Gleichung 2.13 verwendet, für die größeren Energien wird Gleichung 2.14 benutzt. Der Wirkungsquerschnitt ist als Funktion der Elektronenenergie E_e in Abb. 2.9 zu sehen.

Die mit dem JETI beschleunigten Elektronen erreichen ein Vielfaches ihrer Ruheenergie und überschreiten somit die Energieschwelle für die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren. Im nächsten Abschnitt wird abgeschätzt, wie viele Positronen bei diesem Experiment entstehen.

2.3 Reaktionsrate

Die Anzahl der Reaktionen pro Zeit ist bei Streu- bzw. Stoßexperimenten durch die Reaktionsrate

$$\dot{N} = \sigma L \quad (2.15)$$

gegeben. Der Wirkungsquerschnitt σ ist von der Natur der Wechselwirkung bei der jeweiligen Reaktion vorgegeben. Die Luminosität L ist von den Eigenschaften der stoßenden Teilchenstrahlen abhängig. Der Zusammenhang zwischen diesen Größen wird im Anhang A erklärt.

2.3.1 Luminosität

In der Kernphysik werden mit der Luminosität Eigenschaften von Teilchenstrahlen in Beschleunigern charakterisiert. Falls die Luminosität eines Beschleunigers bekannt ist, lässt sich der Wirkungsquerschnitt einer unbekanntenen Reaktion bestimmen, indem man ihre Reaktionsrate misst. Anders herum können mit Hilfe einer Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt Eigenschaften von Teilchenstrahlen durch Messung der Reaktionsrate bestimmt werden. Letzteres soll bei diesem Experiment auf die lasererzeugten Elektronen angewendet werden. Dabei kommen im Plasma zwangsläufig Elektron-Elektron- und Elektron-Ion-Stöße in Frage. Für beide gelten unterschiedliche Bedingungen, die bei der Berechnung der Luminosität beachten werden müssen.

Die Kollision der gegenläufigen laserbeschleunigten Elektronen entspricht der Kollision zweier kurzer Teilchenstrahlen mit einer gaußförmigen Dichteverteilung in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Dafür ist die Luminosität nach Gleichung (A.6) durch:

$$L_{e^-e^-} = f_{\text{rep}} \frac{N_1 N_2}{4\pi r^2} = \frac{f_{\text{rep}}}{4\pi} \left(\frac{Q}{e r} \right)^2 \quad (2.16)$$

gegeben. Hierbei ist $f_{\text{rep}} = 10 \text{ s}^{-1}$ die Repetitionsrate des Lasersystems, $N_{1/2}$ die Anzahl der Elektronen pro Strahl und r der Gauß'sche Radius der Strahlen im Bereich der Wechselwirkung. Da die beiden gegenläufigen Elektronenstrahlen auf dieselbe Art und Weise beschleunigt werden, kann man davon ausgehen, dass die Anzahl der Elektronen pro Strahl

gleich ist ($N_1 = N_2 = N$). Außerdem wird die Anzahl der Elektronen pro Strahl oft mit der Gesamtladung $Q = N e$ angegeben.

Die Kollision der laserbeschleunigten Elektronen mit den ruhenden Ionen des Plasmas entspricht der Kollision eines kurzen Teilchenstrahls mit einem festen Target. Unter Verwendung von Gleichung (A.4) ist die Luminosität hierfür:

$$L_{e^- \text{He}^{++}} = 2 f_{\text{rep}} n_{\text{ion}} l N = 2 f_{\text{rep}} n_{\text{ion}} l \frac{Q}{e}. \quad (2.17)$$

Dabei ist N die Anzahl der Elektronen im Strahl, n_{ion} die Dichte der Ionen im Plasma und l die Länge, auf der die Elektronen mit den Ionen wechselwirken. Der Faktor 2 berücksichtigt, dass beide der gegenläufigen Elektronenstrahlen auf die gleiche Anzahl von Heliumionen treffen und Paare erzeugen können.

Dadurch ist man prinzipiell in der Lage Ladung und Radius eines Elektronenstrahls mit derselben experimentellen Anordnung zu messen. Indem man aus einer Richtung ins Gas schießt, lässt sich die Ladung Q der Elektronenstrahlen durch Messung der Positronenerzeugungsrates nach Gleichung (2.17) bestimmen. Für die Bestimmung des Radius r wird aus beiden Richtungen ins Plasma geschossen; es entstehen zusätzlich Positronen durch Kollision von Elektronenstrahlen. Die Erzeugungsrates durch die Elektron-Elektron-Stöße erhält man, indem man den Hintergrund, der bei der Messung der Ladung bestimmt wurde, doppelt abzieht. Mit dieser Erzeugungsrates lässt sich dann der Radius r nach Gleichung (2.16) berechnen.

2.3.2 Effektive Wirkungsquerschnitte

Die Kenntnis des Wirkungsquerschnittes ist für die Bestimmung der Luminosität nach Gleichung (2.15) von entscheidender Bedeutung. Haben alle Teilchen eines Strahles die gleiche Energie E' , so ist die Angabe des Wirkungsquerschnittes $\sigma(E')$ ausreichend. Bei diesem Experiment muss man davon ausgehen, dass die Elektronen eine kontinuierliche Energieverteilung besitzen (siehe Abb. 2.3). Durch die Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnittes $\bar{\sigma}$ wird dies berücksichtigt, indem man das Integral über das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und der auf Eins normierten Energieverteilung berechnet. Wie in Abb. 2.3 kommen bei diesem Experiment zwei unterschiedliche Verteilungen in Frage: Die Ein-Temperaturverteilung mit $T = 7$ MeV aus [15] und die Zwei-Temperaturverteilung mit $T = 1,3$ MeV für $0 < E \leq 10,22$ MeV und $T = 6,1$ MeV für $10,22$ MeV $< E$ aus [9]. Für diese Verteilungen wird im Folgenden der effektive Wirkungsquerschnitt für die beide oben beschriebenen Reaktionen berechnet.

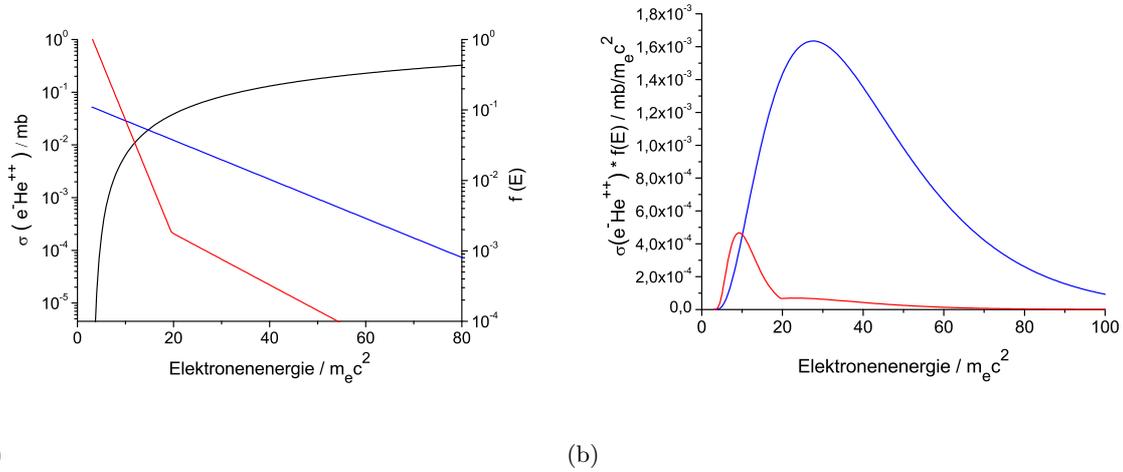


Abb. 2.9: Zur Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnittes bei der Kollision von Elektronen mit Heliumionen:

- Der Wirkungsquerschnitt σ und die beiden Verteilungsfunktionen $f(E_e) = dN_e/dE_e$ (blau $\hat{=}$ Ein-Temperaturverteilung; rot $\hat{=}$ Zwei-Temperaturverteilung)
- Der Integrand aus Gleichung (2.18) für beide Verteilungsfunktionen

Elektron-Ion-Stöße

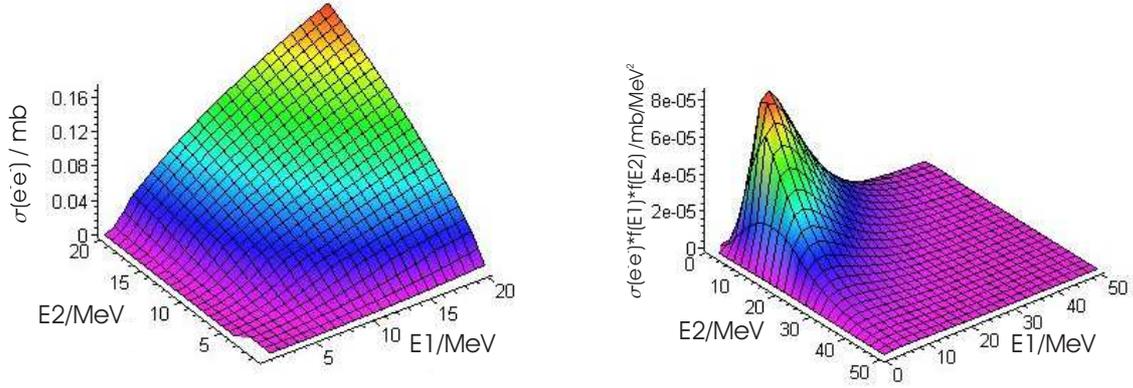
Die Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Positronen durch Elektron-Ion-Stöße $\bar{\sigma}_{e-\text{He}^{++}}$ wird vorgezogen, da sie einfacher und anschaulicher ist. Dabei kann man davon ausgehen, dass die Heliumionen beim Stoß ruhen. Deshalb ist nur die Energie der Elektronen E_e zu berücksichtigen. Der effektive Querschnitt wird dann mit

$$\bar{\sigma}_{e-\text{He}^{++}} = \int \sigma_{e-\text{He}^{++}}(E_e) f(E_e) dE_e \quad (2.18)$$

berechnet. Dabei ist $\sigma_{e-\text{He}^{++}}(E_e)$ der in Abb. 2.9.a dargestellte Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Positronen durch Elektron-Ion-Stöße. Die Verteilungsfunktionen $f(E_e)$ sind in derselben Abbildung zu sehen (Ein-Temperaturverteilung: blau; Zwei-Temperaturverteilung: rot). Die Produkte beider Verteilungsfunktionen mit dem Wirkungsquerschnitt sind in Abb. 2.9.b zu sehen.

Es wird deutlich, dass der Hauptbeitrag zur Erzeugung von Positronen bei der Ein-Temperatur Verteilung von Elektronen mit einer Energie von $E_e \approx 12$ MeV und bei der Zwei-Temperaturverteilung von Elektronen mit $E_e \approx 5$ MeV erbracht wird. Für den effektiven Querschnitt ergeben sich damit auch unterschiedliche Werte:

$$\bar{\sigma}_{e-\text{He}^{++}}(1 \text{ Temp.}) = 36,4 \mu\text{b} \text{ und } \bar{\sigma}_{e-\text{He}^{++}}(2 \text{ Temp.}) = 3,1 \mu\text{b}.$$



(a) Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch Elektron-Elektron-Stöße

(b) Integrand der Gleichung 2.19 für die Ein-Temperaturverteilung

Abb. 2.10: Zur Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnittes bei der Kollision von Elektronenstrahlen mit einer kontinuierlichen Energieverteilung.

Elektron-Elektron-Stöße

Die Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Positronen durch die Kollision von Elektronen $\bar{\sigma}_{e-e^-}$ wird mit derselben Methode durchgeführt. Es muss jedoch beachtet werden, dass die Elektronen mit unterschiedlichen Energien kollidieren können. Daher müssen zusätzlich die Verteilungsfunktionen der gegenläufigen Elektronenstrahlen miteinander multipliziert und dann über beide Elektronenenergien (E_1, E_2) integriert werden. Der effektive Querschnitt wird dann mit

$$\bar{\sigma}_{e-e^-} = \int \int \sigma_{e-e^-}(E_{\text{col}}) f(E_1) f(E_2) dE_1 dE_2 \quad (2.19)$$

berechnet. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e-e^-}(E_{\text{col}}) = \sigma_{e-e^-}(E_1, E_2)$ ist in Abb. 2.10.a dargestellt. In Abb. 2.10.b sieht man das Produkt der Ein-Temperaturverteilung mit dem Wirkungsquerschnitt. Die meisten Positronen entstehen, wenn beide Elektronen mit einer Energie von $E_1 = E_2 \approx 10$ MeV kollidieren. Die numerische Berechnung der Integrale für beide Verteilungen führt zu den folgenden effektiven Wirkungsquerschnitten :

$$\bar{\sigma}_{e-e^-}(\text{1. Temp.}) = 25,3 \mu\text{b} \text{ und } \bar{\sigma}_{e-e^-}(\text{2. Temp.}) = 2,4 \mu\text{b}.$$

2.3.3 Abschätzung der Reaktionsrate

Mit den effektiven Wirkungsquerschnitten ist man in der Lage, die Reaktionsrate für die Erzeugung von Positronen im Rahmen dieses Experimentes abzuschätzen. Dafür ersetzt man den Wirkungsquerschnitt σ in Gleichung (2.15) durch die im vorigen Abschnitt berechneten effektiven Wirkungsquerschnitte $\bar{\sigma}$.

Reaktionsrate \dot{N}_0 / s^{-1}	e ⁻ e ⁻ -Stöße		e ⁻ He ⁺⁺ -Stöße
	$r = 0,5 \mu\text{m}$	$r = 1 \mu\text{m}$	$l = 500 \mu\text{m}$
$Q = 500 \text{ pC}$	0,08	0,02	1,22
$Q = 1 \text{ nC}$	0,31	0,08	2,25
$Q = 2 \text{ nC}$	1,25	0,31	4,49

Tab. 2.1: Die Positronenerzeugungsrate bei der Kollision von Elektronenstrahlen im Plasma. Die Strahlen haben die Gesamtladung Q , den Radius r und stoßen auf dem Weg der Länge l auf Heliumionen.

Für die Luminositäten der einzelnen Reaktionen werden realistische Bedingungen angenommen. Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt wurde, kann man bei der Ein-Temperaturverteilung davon ausgehen, dass die Ladung der Elektronenstrahlen im Bereich von 100 pC bis 2 nC liegt. Des Weiteren ist der Radius der Elektronenstrahlen r wahrscheinlich etwas kleiner als der des Fokus ($r_F \approx 1,6 \mu\text{m}$). Außerdem legen die Elektronen etwa eine Strecke von $l = 500 \mu\text{m}$ im Plasma zurück (siehe Abb. 2.1). Bei der verwendeten Gasdüse kann die Gasdichte in Ausbreitungsrichtung des Lasers durch ein Gauß-Profil angenähert werden. In Strömungsrichtung nimmt sie exponentiell ab. Für die Berechnung wird eine mittlere Ionendichte von $n_{\text{ion}} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ angenommen. Mit diesen Annahmen lassen sich die zu erwartenden Luminositäten nach Gleichung (2.16) für die Elektron-Elektron-Stöße und nach Gleichung (2.17) für die Elektron-Ion-Stöße berechnen. Damit erhält man mit den effektiven Wirkungsquerschnitten die voraussichtlichen Reaktionsraten bei diesem Experiment. In Tab. 2.1 sieht man die Abschätzungen für die Ein-Temperaturverteilung. Es zeigt sich, dass durch die Kollision der Elektronenstrahlen etwa eine Größenordnung weniger Positronen als bei der Wechselwirkung der Elektronenstrahlen mit den Ionen des Plasmas entstehen. Die Bestimmung des Radius ist deswegen mit einem längeren Messzeiten verbunden. Man kann jedoch ausnutzen, dass der Effekt wegen der Abhängigkeiten ($L_{e^-e^-} \sim Q^2$ und $L_{e^-He^{++}} \sim Q$) mit steigender Ladung der Elektronenstrahlen abnimmt.

Für die Zwei-Temperaturverteilung sind die effektiven Wirkungsquerschnitte und bei gleicher Ladung auch die Reaktionsraten um etwa eine Größenordnung kleiner. Für weitere Berechnungen werden im Folgenden die Reaktionsraten der Ein-Temperaturverteilung verwendet. Dies liegt daran, dass die beiden Verteilungen für Energien über 10 MeV vergleichbare Temperaturen besitzen. Die Ladung der Ein-Temperaturverteilung wurde jedoch in mehreren vergleichbaren Messungen genauer bestimmt, als bei der Zwei-Temperaturverteilung.

3 Versuchsaufbau

Im Jenaer Titan:Saphir Lasersystem (JETI) werden Laserpulse erzeugt, die im Fokus Intensitäten erreichen, mit denen Elektronen eines Plasmas auf relativistische Energien beschleunigt werden können. Im angeschlossenen Zweistrahl Aufbau werden diese Laserpulse in zwei gegenläufige Pulse aufgeteilt und fokussiert. Die gegenläufigen Pulse lassen sich zeitlich und räumlich in einem Gasjet überlagern und ermöglichen somit die Kollision von zwei laserbeschleunigten Elektronenstrahlen im Plasma. Die bei der Kollision erzeugten Positronen werden von einer Anordnung von Permanentmagneten zu zwei in Koinzidenz geschalteten Detektoren gelenkt, wo sie durch ihre Vernichtungsstrahlung nachgewiesen werden. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus beschrieben.

3.1 Lasersystem

Zur Erzeugung ultrahoher Intensitäten werden beim JETI kurze Laserpulse mit der CPA-Technik (*chirped pulse amplification technique*) schrittweise verstärkt [25, 26]. Dabei darf die Intensität der Laserpulse

$$I = \frac{E}{A\tau} \tag{3.1}$$

die Zerstörschwelle der verwendeten Optiken nicht überschreiten, da diese sonst beschädigt werden. Bei der Erzeugung intensiver Laserpulse muss deshalb mit steigender Energie E die Querschnittsfläche A und die Dauer τ der Laserpulse entsprechend variiert werden.

Beim JETI werden die ultrakurzen Laserpulse ($\tau = 45$ fs; $E = 10$ nJ; $\phi = 1$ mm) mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 795$ nm durch einen kommerziellen Oszillator erzeugt. Die Repetitionsrate liegt bei $f_{\text{rep}} = 80$ MHz. Aufgrund der immensen thermischen Belastung der Verstärkerkristalle können nicht alle Pulse verstärkt werden. Den folgenden Pulspicker, bestehend aus einer Pockelszelle und einem Polarisator, passiert nur jeder 8 millionste Puls. Die Repetitionsrate sinkt danach auf 10 Hz. Damit die Intensität unterhalb der Zerstörschwelle

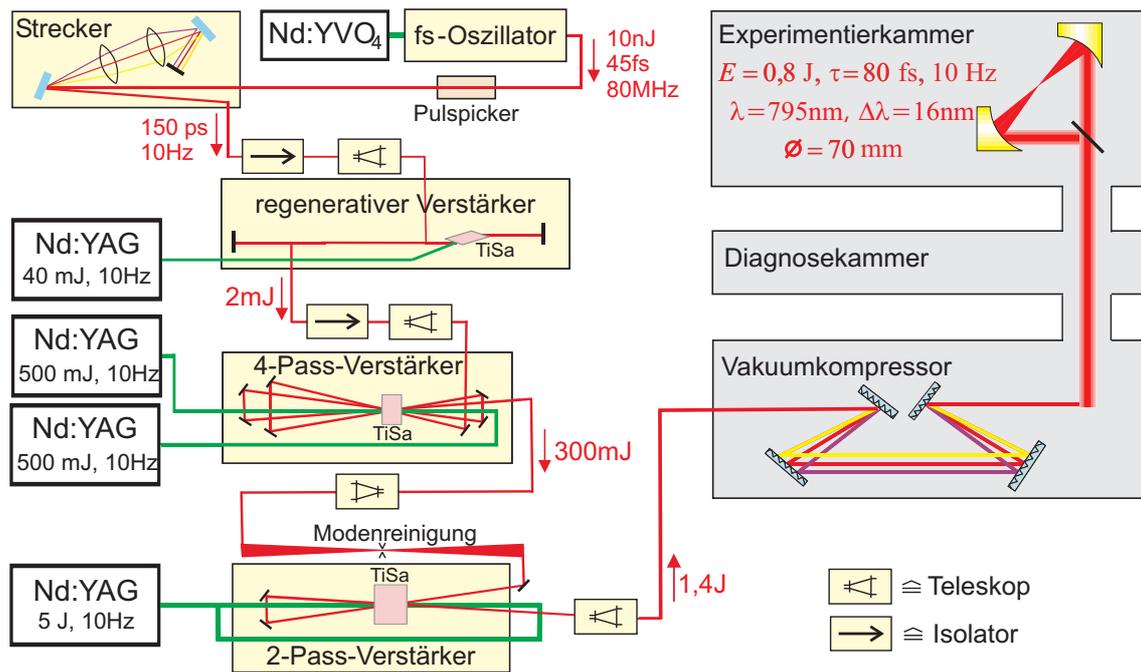


Abb. 3.1: Das Jenaer Ti:Sa Lasersystem. Zur Erzeugung ultrahoher Intensitäten wird ein fs-Laserpuls unter Verwendung der CPA-Technik schrittweise verstärkt.

bleibt, werden die Pulse mit einem Gitterstrecker auf $\tau = 150$ ps gestreckt. In ihm durchlaufen die verschiedenen Wellenlängen des Pulses unterschiedliche Wege (kurze Wellenlängen \rightarrow lange Wege, lange Wellenlängen \rightarrow kurze Wege), so dass die niederfrequenten Anteile des Pulses den Strecker vor den hochfrequenten verlassen (rot vor blau). Anschließend werden die gestreckten Pulse in drei Verstärkerstufen schrittweise verstärkt. Dabei bilden Ti:Sa-Kristalle das aktive Medium der Verstärker, welche durch frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser gepumpt werden. Zwischen den Verstärkerstufen wird der Strahl mit unterschiedlichen Teleskopen immer wieder aufgeweitet. Nach dem letzten Teleskop haben die Laserpulse einen Durchmesser von 7 cm und eine Energie von 1,4 J. Aufgrund der großen Fläche kann die Pulsdauer der Pulse verkleinert werden, ohne die folgenden Optiken zu zerstören. Dies wird mit einem Gitterkompressor realisiert. In ihm werden die Laufzeitunterschiede, die durch den Strecker erzeugt wurden, wieder ausgeglichen (blau vor rot). Während und nach der Komprimierung reicht die Intensität der Laserpulse aus, um Luft zu ionisieren. Deshalb sind der Kompressor, die Diagnoseeinheit und die Experimentierkammer evakuiert. In der Diagnosekammer kann die Pulsdauer durch Dritte-Ordnung-Autokorrelation und die Energie der Laserpulse gemessen werden. Die Laserpulse erreichen die Experimentierkammer mit folgenden Eigenschaften:

$$\tau = 80 \text{ fs}; E = 0,8 \text{ J}; \phi = 7 \text{ cm}; f_{\text{rep}} = 10 \text{ Hz}; \lambda_0 = 795 \text{ nm}; \Delta\lambda = 16 \text{ nm}.$$

Die Symmetrie des Zweistrahlbaus führt zu einer besonderen Gefährdung des Lasersystems. Die beiden Hauptpulse durchlaufen die Fokusregion und werden anschließend von

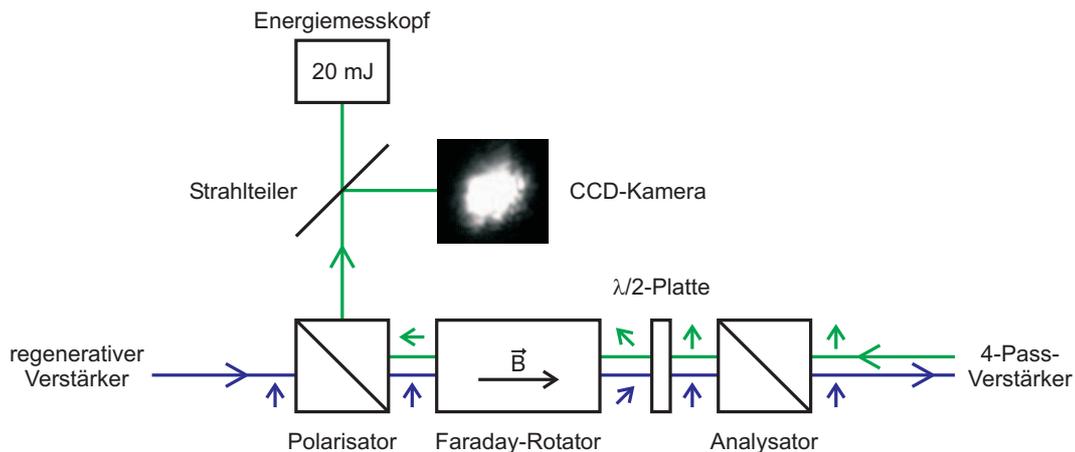


Abb. 3.2: Der Isolatoraufbau: Pulse aus dem regenerativen Verstärker (blau) passieren den Isolator ungehindert, während rücklaufende Pulse (grün) ausgekoppelt werden. Die Polarisationsrichtung ist aus Sicht der Strahlen durch Pfeile angegeben.

den Parabolspiegeln auf den Strahlteiler geführt. Dort werden sie vereinigt und laufen wieder als ein Laserpuls in das Lasersystem zurück. Auf dem Rückweg wird der Laserpuls durch unterschiedliche Mechanismen abgeschwächt. Ein Teil seiner Energie (5%) geht schon beim Durchlaufen des Plasmas verloren. Dabei wird auch das Spektrum des Laserpulses verändert. Dies führt dazu, dass er beim Passieren jeder wellenlängenabhängigen optischen Komponente (dielektrische Spiegel, Kompressor) Energie verliert. Der rücklaufende Laserpuls wird jedoch aufgrund der noch vorhandenen Restinversion in den Verstärkerkristallen verstärkt. Die Verkleinerung des Querschnitts beim Passieren der Teleskope führt dann zu Intensitäten, die zur Beschädigung von optischen Komponenten führen können.

Bei diesem Experiment kommt noch eine besondere Gefährdung hinzu. Die Foki der beiden Hauptpulse liegen nicht im Zentrum zwischen den beiden Parabolspiegeln, sondern auf der z -Achse links und rechts um einige hundert Mikrometer verschoben. Dies führt dazu, dass die Hauptpulse nach Passieren des Plasmas vom jeweils gegenüberliegenden Parabolspiegel fokussiert werden. Der Fokus des rücklaufenden Strahls liegt 10 bis 100 Meter hinter dem Parabolspiegel, also im Lasersystem. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit für die Zerstörung von optischen Elementen.

Deshalb wird zum Schutz des Lasersystems zwischen den regenerativen und den 4-Pass-Verstärker ein Isolator eingesetzt. Der Isolator nutzt die unterschiedliche polarisationsdrehende Wirkung des Rotators und der $\lambda/2$ -Platte aus. Dabei ist der Drehsinn hier immer aus Sicht des Strahls zu sehen. Der Faraday-Rotator dreht linear polarisiertes Licht je nach Durchlaufrichtung im oder gegen den Uhrzeigersinn. Die $\lambda/2$ -Platte dreht linear polarisiertes Licht immer gegen den Uhrzeigersinn. Ein hinlaufender linear polarisierter Laserpuls läuft

durch den Polarisator in den Faraday-Rotator, wo er um 45° im Uhrzeigersinn gedreht wird. Die darauf folgende $\lambda/2$ -Platte dreht ihn gegen den Uhrzeigersinn, so dass er den Analysator ungehindert passieren kann. Der rücklaufende Laserpuls wird nach Passieren des Analysators (der für ihn als Polarisator fungiert) von der $\lambda/2$ -Platte und vom Faraday-Rotator gegen den Uhrzeigersinn gedreht. Die Polarisation des rücklaufenden Strahls ist nun senkrecht zur Durchlassrichtung des Polarisators gerichtet. Der regenerative Verstärker ist somit vor dem rücklaufenden Laserpuls geschützt. Der am Polarisator ausgekoppelte Laserpuls lässt sich mit einem Energiemesskopf und einer CCD-Kamera beobachten. In Abb. 3.2 ist ein typisches Bild der CCD-Kamera zu sehen. Die Energie schwankt von Schuss zu Schuss, liegt aber im Bereich von 20 mJ. Energien dieser Größenordnung wären für die optischen Elemente des Lasersystems unkritisch, da sie um das 10-fache kleiner sind als die Energien der in Vorwärtsrichtung laufenden Pulse.

3.2 Zweistrahl Aufbau

Die Kollision laserbeschleunigter Elektronen wird mit dem bereits vorhandenen Zweistrahl Aufbau, auch *Photon Collider* genannt, realisiert [7, 11]. Er ermöglicht die zeitliche und räumliche Überlagerung zweier gegenläufiger Laserpulse. Der Zweistrahl Aufbau ist in Abb. 3.3 im Überblick dargestellt. An dem dielektrischen Spiegel hinter der Diagnoseeinheit wird der Laserpuls aufgeteilt. Der größte Anteil des Pulses wird reflektiert und bildet den für die Elektronenbeschleunigung verantwortlichen Hauptpuls. Ein Bruchteil ($1/1000$) wird transmittiert und als

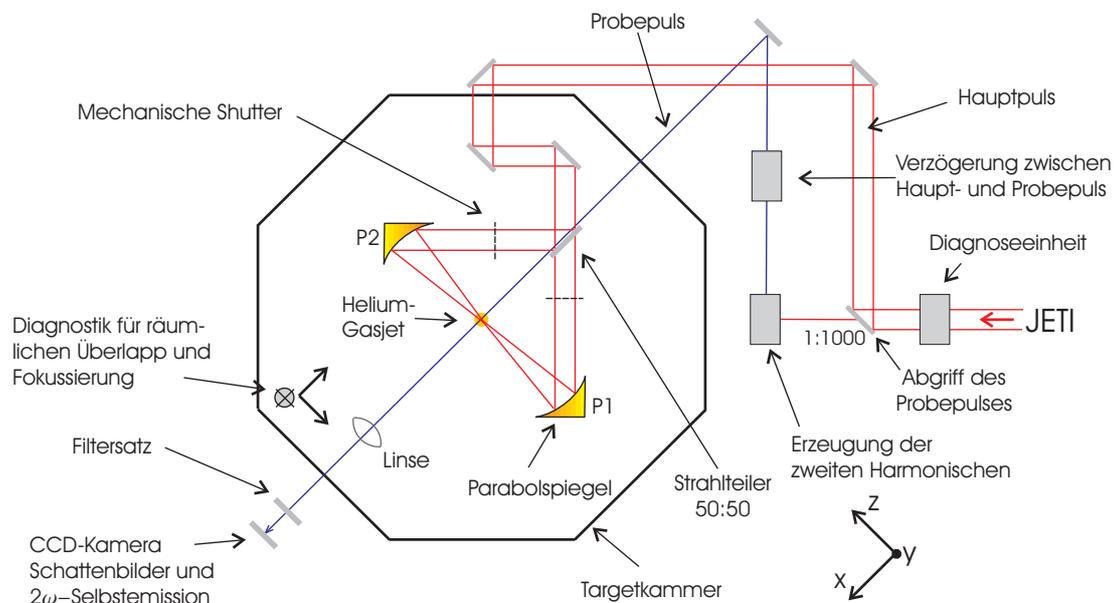


Abb. 3.3: Der Zweistrahl Aufbau ermöglicht die räumliche und zeitliche Überlagerung zweier gegenläufiger Laserpulse

Probepuls ausgekoppelt.

Der Hauptpuls trifft nach der Reflexion an mehreren hochreflektiven Spiegeln auf einen 50:50 Strahlteiler. Die beiden Teile des Hauptpulses werden von Off-axis-Parabolspiegeln (P1, P2) mit einer Brennweite von 120 mm in einem Gasjet fokussiert. Dieser wird mit einer auf den Hauptpuls synchronisierten zylindrischen Gasdüse erzeugt. Durch Veränderung des Helium-Hintergrunddruckes und der Öffnungszeit der Gasdüse lässt sich der Druck im Gasjet steuern. Die vorderen Flanken der Hauptpulse ionisieren das Gas; in der Fokusregion entsteht ein Plasma. Durch den in Abschnitt 2.1 beschriebenen Prozess bilden sich zwei gegenläufige relativistische Kanäle, in denen Elektronen beschleunigt werden, die dann im Plasma kollidieren.

Mit dem Probepuls ist die Aufnahme von Schattenbildern des Plasmas mit einer Zeitauflösung von 100 fs möglich [27]. Um den Probepuls besser vom Streulicht der Hauptpulse unterscheiden zu können, wird dessen Frequenz verdoppelt. Ein weiterer Vorteil ist, dass man mit der doppelten Frequenz dichtere Plasmen untersuchen kann. Nach Passieren einer verstellbaren Verzögerungseinheit durchläuft der Probepuls den Gasjet senkrecht zu den Hauptpulsen. Das Gas ist bereits ionisiert, wenn der Probepuls nach den Hauptpulsen in der Fokusregion ankommt. Beim Durchlaufen des Plasmas wird der Probepuls aufgrund der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Elektronendichte (Gleichung (2.7)) gebrochen. Die Abbildung des Probepulses in der Fokusebene der kollidierenden Hauptpulse mit einer Linse macht die Beugung am Plasma sichtbar. Die Hauptpulse erscheinen als Schatten auf dem Bildschirm der CCD-Kamera. Da der Probepuls 100 fs lang ist, wird eine ausreichende Zeitauflösung erreicht, die eine genaue Einstellung des zeitlichen Überlapps beider Hauptpulse ermöglicht (Abschnitt 4.1.1).

Mit derselben Abbildung kann ebenfalls die in Abschnitt 2.1 beschriebene Selbstemission der relativistischen Kanäle von der Seite (y-Richtung) beobachtet werden. Dazu wird der Probestrahl blockiert und die Intensität der zweiten Harmonischen, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Hauptpulse abgestrahlt wird, aufgenommen. Damit kann eine qualitative Angabe über die Qualität (Anzahl und Energie) der beschleunigten Elektronen gemacht werden.

Zusätzlich wird bei kleineren Intensitäten ($I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$) das durch Rekombination abgestrahlte Licht des Plasmas (Plasmaleuchten), welches im Fokus am stärksten ist, beobachtet. Dafür bildet man den Bereich um den Fokus mit Objektiven, die an einer steuerbaren Diagnoseeinheit befestigt sind, abwechselnd von oben und von der Seite auf eine CCD-Kamera ab. Damit wird die Lage der Foki in x- und y-Richtung beobachtet und durch Verschiebung der Parabolspiegel der räumliche Überlapp der Hauptpulse realisiert (Abschnitt 4.1.1). Diese Messung kann leider nicht bei der maximalen Energie des Lasersystems durchgeführt werden, da sonst die Objektive beschädigt werden.

3.3 Detektion der Positronen

Die Messung der Reaktionsrate für die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren durch Kollision laserbeschleunigter Elektronen, erfordert die Erweiterung des bereits vorhandenen Zweistrahlbaus. Dabei müssen für die Detektion von Positronen zwei Gegebenheiten berücksichtigt werden. Zum Einen bewegen sich die Positronen mit unterschiedlichen Energien in entgegengesetzte Richtung auf der z-Achse (siehe Abb. 2.7). Zum Anderen entsteht beim Abbremsen der laserbeschleunigten Elektronen in den Parabolspiegeln intensive Bremsstrahlung, die den indirekten Nachweis von Positronen durch Detektion von Vernichtungsstrahlung stört.

Um dem Folge zu leisten werden die Positronen mit einer Anordnung von Permanentmagneten, der sogenannten Mini-Orange, von ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung nach oben abgelenkt. Die Mini-Orange wird wie in Abb. 3.4 dargestellt ins Zentrum des Zweistrahlbaus über die Gasdüse gefahren. Die beiden Hauptpulse erzeugen relativistische Kanäle, in denen Elektronen in Laserrichtung beschleunigt werden. Die Elektronen kollidieren im Plasma und erzeugen dabei Positronen. Diese bewegen sich in Richtung der Parabolspiegel und werden vom Magnetfeld der Mini-Orange nach oben in den darauf folgenden 110 cm langen Quadrupolkanal gelenkt. Der Aufbau ist in Abb. 3.5 schematisch von der Seite dargestellt. Im Quadrupolkanal (hellblau) werden die Positronen durch eine Öffnung im Kammerdach bis zum Detektionssystem geführt. Der Kanal ist leicht gekrümmt, um zu verhindern, dass γ -Strahlung direkt aus dem Plasma zu den Detektoren gelangt. Das Detektionssystem be-

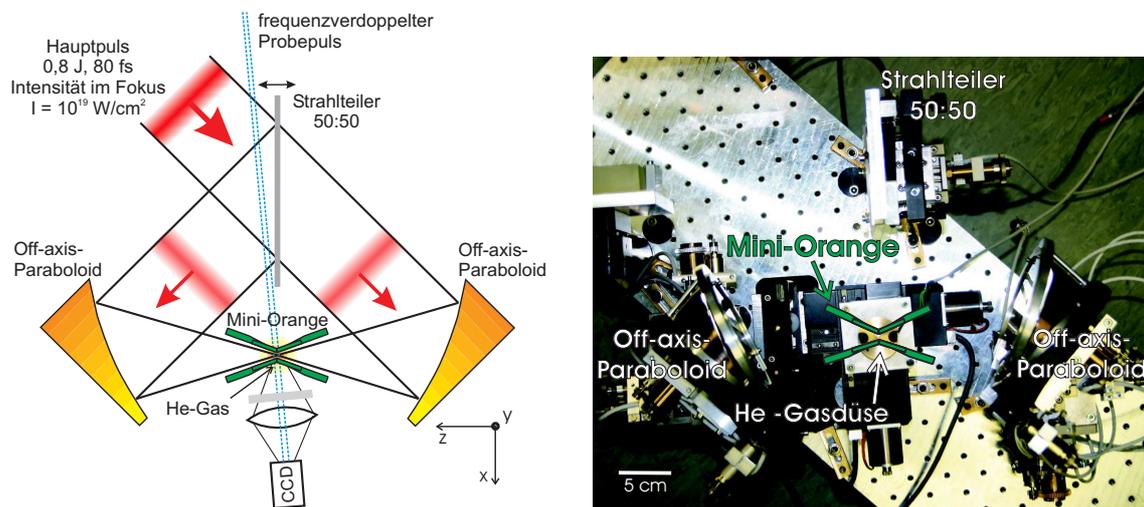


Abb. 3.4: Aufbau von oben: Zur Beschleunigung der Elektronen wird der Laserpuls geteilt und von zwei Parabolspiegeln in den Helium-Gasjet fokussiert. Die bei der Kollision der Elektronenstrahlen im Plasma erzeugten Positronen werden mit einer Anordnung von Permanentmagneten (Mini-Orange) nach oben in y-Richtung gelenkt.

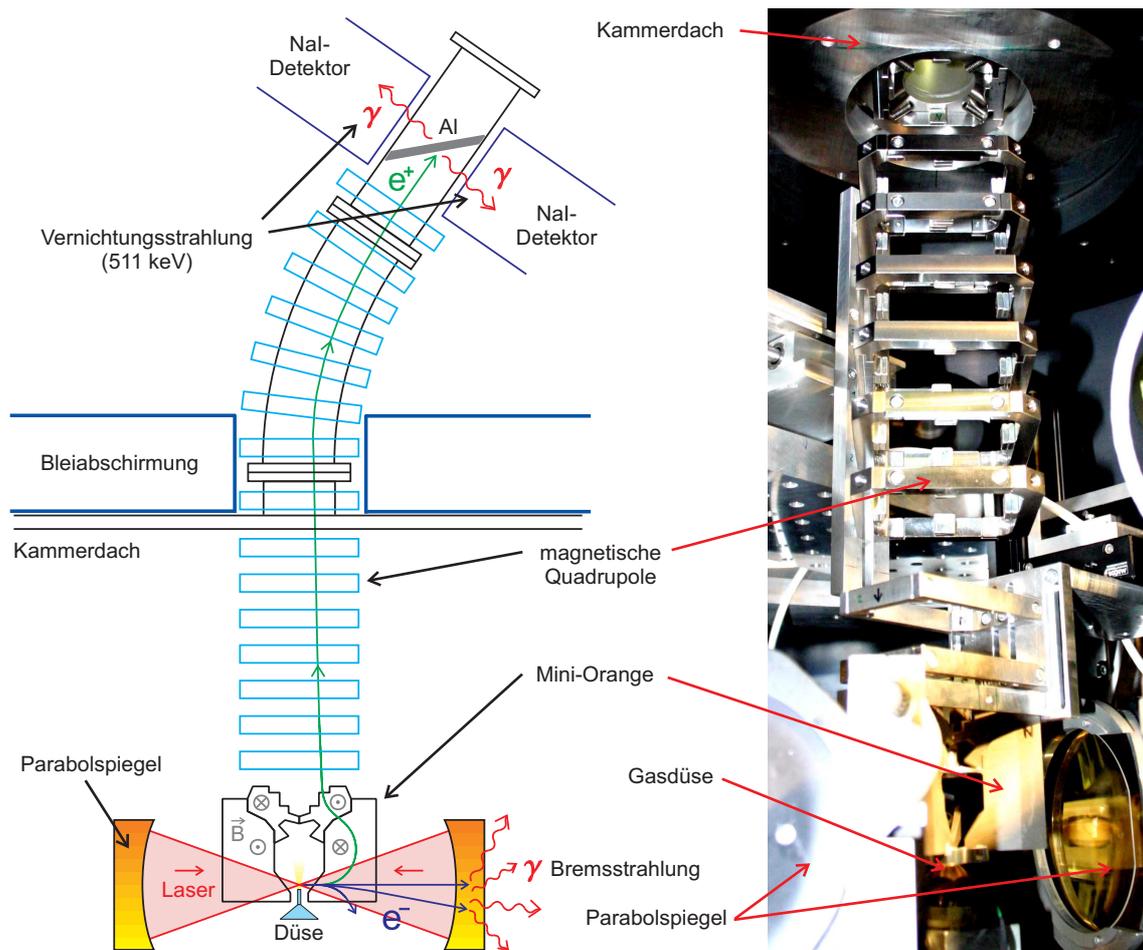


Abb. 3.5: Versuchsaufbau von der Seite: Die Positronen (grün) werden durch die Mini-Orange und den Quadrupolkanal zum Detektionssystem gelenkt, wo sie mit in Koinzidenz geschalteten NaI-Detektoren als Vernichtungsstrahlung nachgewiesen werden. Die laserbeschleunigten Elektronen (blau) werden in die andere Richtung gelenkt und fliegen in die Parabolspiegel. Dort werden sie abgebremst; es entsteht Bremsstrahlung. Um eine Beeinflussung der Messung zu verhindern werden die Detektoren mit Blei abgeschirmt.

steht aus einem Aluminiumblech und zwei in Koinzidenz geschalteten NaI-Detektoren. Trifft ein Positron auf das Blech, so vernichtet es sich mit einem Elektron des Aluminiums zu zwei γ -Quanten, die sich mit derselben Energie $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ in entgegengesetzte Richtung bewegen. Weisen beide Detektoren bei einer perfekten Abschirmung von Hintergrundstrahlung gleichzeitig ein γ -Quant mit einer Energie von $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ nach, so kann man davon ausgehen, dass zwischen ihnen ein Positron vernichtet worden ist. Die Detektoren werden zur Abschirmung vor Bremsstrahlung in einen Bleimantel gestellt.

Mit diesem Aufbau ist man prinzipiell in der Lage Positronen, die durch Kollision la-

serbeschleunigter Elektronen im Plasma entstehen zu messen. Für die Bestimmung der Reaktionsrate ist die Kenntnis der Eigenschaften der einzelnen Elemente nötig. Die einzelnen Komponenten werden im Folgenden genauer erklärt und anschließend deren Auswirkung auf die Bestimmung der Reaktionsrate berechnet.

3.3.1 Ablenkung der Positronen zum Detektor

Die Wirkung elektromagnetischer Felder auf elektrische Ladungen q wird durch die Lorentzkraft (Gleichung (2.1)) beschrieben. Positronen, die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegen, werden bei diesem Experiment nur von magnetischen Feldern \vec{B} abgelenkt. Für diesen Fall vereinfacht sich die Lorentzkraft zu

$$\vec{F}_L = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (3.2)$$

Die Zentrifugalkraft \vec{F}_Z wirkt dieser entgegen. Bewegt sich nun ein Positron senkrecht zum Magnetfeld, kann man die Beträge beider Kräfte gleichsetzen:

$$F_L = e v B = \frac{\gamma m_e v^2}{R} = F_Z. \quad (3.3)$$

Das Positron bewegt sich dann auf einer Kreisbahn mit dem Radius R :

$$R = \frac{\gamma m_e v}{e B}. \quad (3.4)$$

Durch Betrachtung dieses Falls kann man sich ein besseres Bild über die Positronenbahnen machen. Er erlaubt jedoch nicht die Berechnung der komplizierten Positronenbahnen, die für dieses Experiment benötigt werden.

Es müssen so viele Positronen wie möglich aus der Fokusregion zum Detektionssystem, welches sich auf dem Dach der Experimentierkammer befindet, geführt werden. Sie werden mit unterschiedlichen Energien und Winkeln emittiert (siehe Abb. 2.7.a), was die Führung, unter Berücksichtigung der geometrischen Gegebenheiten des Zweistrahlaufbaus erschwert.

Die Konzeption des Aufbaus basiert auf der numerischen Berechnung von Positronenbahnen. Dazu werden zunächst die magnetischen Felder bestimmter Anordnungen von Permanentmagneten mit dem Programm CST EM-Studio [28] berechnet. Anschließend importiert man die berechneten Felder in das Programm GPT (General Particle Tracer)[29]. Mit ihm ist man in der Lage, die Bahnen elektrisch geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern zu berechnen.

Mini-Orange

Die Bezeichnung Mini-Orange kommt aus der Kernphysik. Dort werden die kreisförmigen Anordnungen aus bis zu 10 Magnetkeilen als Energiefilter oder Linsen für elektrisch geladene

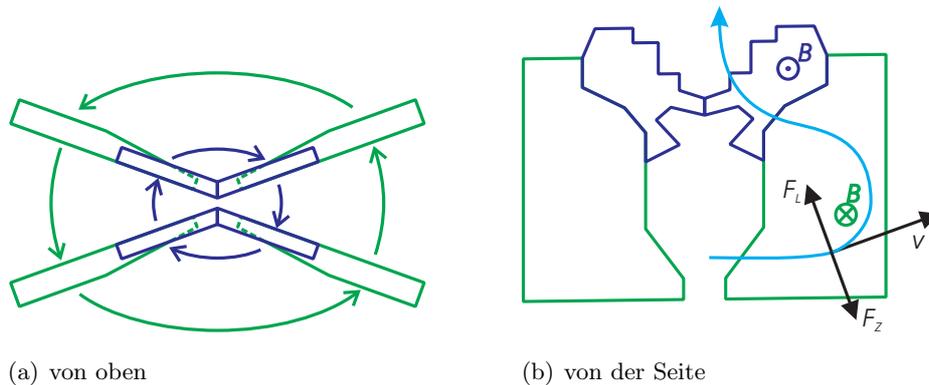


Abb. 3.6: Prinzip der Mini-Orange

Teilchen verwendet [30, 31]. Auch wenn die äußere Form eine gewisse Ähnlichkeit aufweist, ist von der in diesem Experiment verwendeten Mini-Orange eine vollkommen andere, viel schwierigere Aufgabe zu erfüllen. Sie führt Positronen, die die Fokusregion mit unterschiedlichen Winkeln und Energien verlassen, in den Quadrupolkanal. Dafür musste ein neues Konzept entwickelt werden, welches auf dem in Abb. 3.6 dargestellten Prinzip beruht. Dort ist die Flugbahn eines von links kommenden Positrons (hellblau) im Feld der Mini-Orange eingezeichnet. Es dringt mit der Geschwindigkeit v senkrecht in das magnetische Feld B (grün) ein und wird von der Lorentzkraft F_L nach oben abgelenkt. Die entgegenwirkende Zentrifugalkraft F_Z zwingt es auf eine Kreisbahn, deren Radius mit Gleichung (3.4) berechnet werden kann. Anschließend bewegt es sich von der anderen Richtung kommend in ein entgegengesetzt gerichtetes stärkeres Magnetfeld (blau). Die Lorentzkraft lenkt das Positron nach oben in den Quadrupolkanal.

Die Konstruktion der Mini-Orange ist problematischer als es das relativ einfache Prinzip suggeriert. Da der Strahlengang der beiden Hauptpulse nicht beeinträchtigt werden darf, sind Abmessungen vorgegeben. Die Mini-Orange wird wie in Abb. 3.4 positioniert und darf deshalb nicht länger als 10 cm und breiter als 5 cm sein. Des Weiteren wird der Winkel zwischen den Magneten ($\phi = 40^\circ$) an den Öffnungswinkel des Laserkegels (ca. 33°) angepasst. Unter Berücksichtigung der Abmessungen wird am Anfang der Entwicklung ein Rohentwurf am Rechner modelliert. Der erste Entwurf wird dann schrittweise nach dem Trail-and-Error-Verfahren optimiert.

Dafür werden für jeden neuen Entwicklungsschritt die Positronenbahnen für verschiedene Winkel und Energien mit GPT berechnet und mit den vorherigen Bahnen verglichen. Von der schlussendlich angefertigten Mini-Orange werden die meisten Positronen aus der Fokusregion in den Quadrupolkanal gelenkt.

Diese Mini-Orange ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die farbigen Linien repräsentieren die Po-

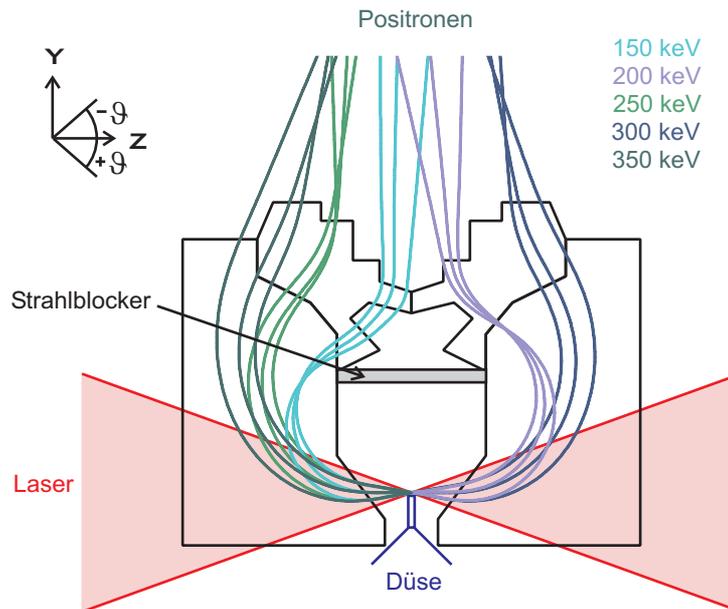


Abb. 3.7: Das Magnetfeld der Mini-Orange lenkt Positronen mit unterschiedlichen Energien in den Quadrupolkanal. Für jede Energie werden drei Bahnen mit den Winkeln $\vartheta = 0^\circ$ und $\pm 10^\circ$ zur z-Achse dargestellt. Sie repräsentieren die Winkelverteilung der emittierten Positronen.

Positronenbahnen für unterschiedliche kinetische Energien mit den Winkeln $\vartheta = 0^\circ$ und $\pm 10^\circ$. Die Stärke der magnetischen Felder wurde so angepasst, dass die Positronen mit kinetischen Energien im Bereich von 150 keV bis 350 keV aus dem Plasma in den Quadrupolkanal geführt werden. Dieser Energiebereich entspricht dem Maximum der in Abb. 2.7.b abgebildeten Energieverteilung der emittierten Positronen. Die energiefilternde Eigenschaft der Mini-Orange erlaubt zwar die Verschiebung des transmittierten Energiebandes durch Variation der Feldstärke; die Breite lässt sich jedoch nicht entscheidend verändern, wenn die Größe der Mini-Orange konstant bleibt. An der komplexen Form und Anordnung der Magnete wird deutlich, wie schwierig es überhaupt ist, ein Energieband von 200 keV in den Quadrupolkanal zu lenken. Die baulichen Besonderheiten, die dies ermöglichen, werden in [10] ausführlich beschrieben.

Quadrupol Kanal

Die von der Mini-Orange abgelenkten Positronen werden im Quadrupolkanal zum Detektionssystem geführt. Er besteht aus magnetischen Quadrupolen, die im Abstand von einigen Zentimetern angebracht sind. Der Schnitt durch einen dieser Quadrupole ist in Abb. 3.8 zu sehen. Anhand dieser Abbildung lässt sich die Funktionsweise erklären.

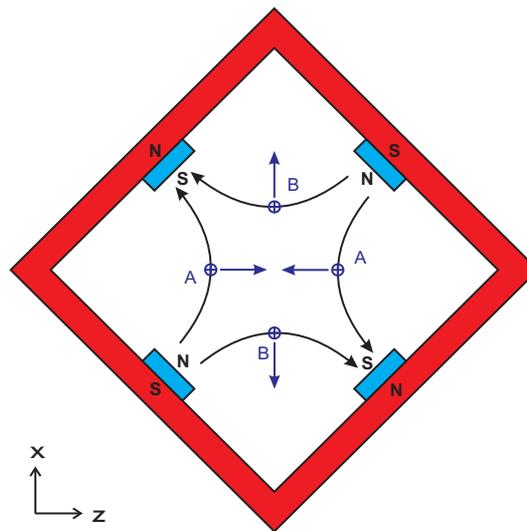


Abb. 3.8: Schnitt durch einen Quadrupol. Die Positronen A und B fliegen senkrecht in die Zeichenebene hinein und werden dabei in Richtung der blauen Pfeile abgelenkt. Die schwarzen Pfeile zeigen die Richtung des Magnetfeldes an, N und S stehen für Nord- und Südpol der Magnete.

Die an einem Rahmen aus ferromagnetischem Material angebrachten Permanentmagneten erzeugen ein magnetisches Feld (schwarze Pfeile). Bewegen sich die Positronen A und B senkrecht in die Zeichenebene hinein, so wirkt auf sie die Lorentzkraft (Gleichung (3.2)). Als Folge dessen werden die Positronen A in die Mitte und die Positronen B an den Rand des Quadrupols gelenkt. Dreht man den folgenden Quadrupol in der Zeichenebene um 90° , so wird die Wirkung umgekehrt. Die Positronen B werden in die Mitte und die Positronen A an den Rand gelenkt. Der Quadrupolkanal besteht aus 24 Quadrupolen, die immer um 90° zum Nachbarn gedreht sind. Auf diese Weise werden die Positronen auf ihrem Weg zum Detektionssystem abwechselnd fokussiert und defokussiert.

Im Innern des Kanals ist der fokussierende Beitrag stets größer als der defokussierende. Dafür sorgt der nach außen hin zunehmende Betrag der magnetischen Feldstärke. Bewegt sich ein Positron im defokussierenden Teil des Quadrupols, so wird es weiter nach außen gelenkt. Die fokussierende Wirkung des folgenden Quadrupols wird verstärkt, da das Feld außen stärker ist. Die in den Quadrupolkanal gelenkten Positronen werden deshalb prinzipiell bis zur Detektion im Kanal geführt.

Die endgültige Realisierung ist jedoch relativ problematisch und basiert, wie bei der Mini-Orange, auf numerischen Berechnungen mit EM-Studio und GPT. Dabei hat sich gezeigt, dass für die effektivste Führung der Positronen bei den Gegebenheiten, drei verschiedene Arten von Quadrupolen und zwei Dipole benötigt werden [10].

Beim Übergang zwischen der Mini-Orange und dem Quadrupolkanal werden zwei recht-

eckige Quadrupole verwendet. Sie sorgen dafür, dass die in z-Richtung deutlich ausgeprägtere Positronenverteilung in den Kanal fokussiert wird. Im weiteren Verlauf werden innerhalb der Kammer quadratische Quadrupole verwendet, die groß genug sind, um die breite Verteilung zu führen. Die dafür benötigte Verstärkung der Magnete realisiert man durch das Übereinanderlegen von zwei der vorhandenen Permanentmagnete. Außerhalb der Kammer werden die Positronen in einem Rohr ($\varnothing = 40 \text{ mm}$) geführt. Die dafür zuständigen quadratischen Quadrupole werden an diesem Rohr befestigt. Sie sind kleiner und handlicher als die in der Kammer und können deshalb ein Feld derselben Stärke nur mit einem Magneten je Seite generieren. Durch die Öffnung am Kammerdach wird der Durchschnitt des Quadrupolkanals zwangsläufig verkleinert, so dass die Transmission verringert wird. Zu einer weiteren Einschränkung führt die in Abb. 3.5 angedeutete Krümmung des Kanals. Sie ist zur Abschirmung der Detektoren vor der direkten Bestrahlung aus dem Plasma vorgesehen. Die Positronen können diese Krümmung jedoch nicht durch die Aneinanderreihung von Quadrupolen passieren. Stattdessen werden dafür zwei Dipole verwendet, die in eine Richtung fokussieren. Diese bestehen jeweils aus zwei Magneten, die benachbart an einem quadratischen Eisenrahmen befestigt werden. Sie werden am Ein- und Ausgang der Krümmung befestigt. Dabei wird darauf geachtet, dass die fokussierende Richtung der Krümmungsrichtung des Rohres entspricht. Anschließend werden die Positronen von quadratischen Quadrupolen zu den Detektoren geführt.

Die Auswirkung der Verschiebung von Quadrupolen wurde mit Simulationen überprüft. Es zeigt sich, dass sie um einige mm verschoben werden dürfen, ohne die Transmission entscheidend zu verändern. Der Abstand der Elemente beträgt nach den Berechnungen 4,5 cm, so dass ihre Befestigung relativ unkritisch ist.

Test des Aufbaus zur Ablenkung der Positronen

Die Funktionsweise des Aufbaus zur Ablenkung lässt sich anstatt mit Positronen ohne großen Aufwand mit laserbeschleunigten Elektronen testen. Dafür wird eine baugleiche, aber umgekehrt magnetisierte Mini-Orange verwendet. Sie hat auf die negativ geladenen Elektronen dieselbe Wirkung wie das Original auf die Positronen.

Hierfür genügt es, mit einem Laserpuls ins Gas zu schießen. Dies ist vorteilhaft, da so die Gefährdung des Lasersystems durch rücklaufende Laserpulse reduziert wird. Um die Symmetrie des Aufbaus zu testen kann nacheinander aus beiden Richtungen ins Gas geschossen werden. Die im relativistischen Kanal beschleunigten Elektronen bewegen sich, wie die erzeugten Positronen, in Laserrichtung. Haben die Elektronen die richtige Energie (150 - 350 keV), so werden sie von der umgekehrt magnetisierten Mini-Orange in den Quadrupolkanal gelenkt. Diese wird, wie in Abb. 3.4 dargestellt, in die Mitte des Zweistrahlaufbaus gefahren. Dabei wird das in Abschnitt 4.1.1 erläuterte Verfahren zur Justage verwendet. Die Elektronen werden dann vom Quadrupolkanal auf einen Fluoreszenzschirm gelenkt. Treffen viele Elektronen

auf den Schirm, so leuchtet dieser auf. Dieses Licht wird von einer CCD-Kamera aufgenommen und anschließend ausgewertet. Durch die Mittelung über mehrere Bilder wird die Empfindlichkeit erhöht und die Variationen von Schuss zu Schuss beseitigt. Dem Weg der Positronen folgend wurde diese Messung an mehreren Positionen im Quadrupolkanal durchgeführt. Das Leuchtschirmsignal am Ende des Kanals ist in Abb. 3.9 dargestellt. Dies entspricht der Position des Aluminiumblechs bei der Positronen-Messung. Es ist ein eindeutiges Elektronensignal zu erkennen, bei dem man sogar die verzerrende Wirkung des Quadrupolkanals beobachten kann. Entfernt man die Mini-Orange, so verschwindet das Signal. Die Elektronen werden nicht mehr zum Leuchtschirm geführt. Es handelt sich demnach definitiv um ein von Elektronen erzeugtes Bild und nicht um Strahlung aus dem Plasma.

Dieselbe Messung wurde auch bei einer leichten Verschiebung der Mini-Orange gemacht. Dabei hat sich gezeigt, dass die Mini-Orange auf 1 mm genau justiert werden muss. Diese Genauigkeit der Justage lässt sich im Experiment realisieren (siehe Abschnitt 4.1.2).

Die Ablenkung der Elektronen ist also erfolgreich getestet worden. Es ist also davon auszugehen, dass sie Positronen mit einer umgekehrt magnetisierten Mini-Orange ebenfalls bis zu den Detektoren geführt werden. Durch diese Messung lässt sich allerdings nicht sagen welcher Anteil der erzeugten Positronen tatsächlich die Detektoren erreicht, da die Energie- und Winkelverteilung der Elektronen und der erzeugten Positronen unterschiedlich ist. Der Anteil lässt sich aber, wie im folgenden Abschnitt beschrieben auf der Basis von Simulationen ermitteln.



Abb. 3.9: Leuchtschirmsignal am Ende des Quadrupolkanals. Je dunkler der Schirm desto mehr Elektronen.

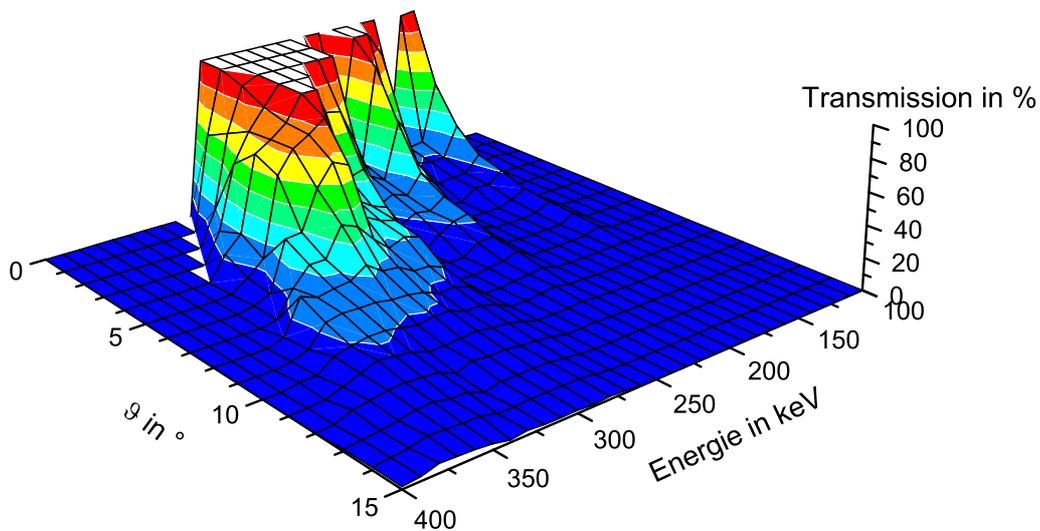


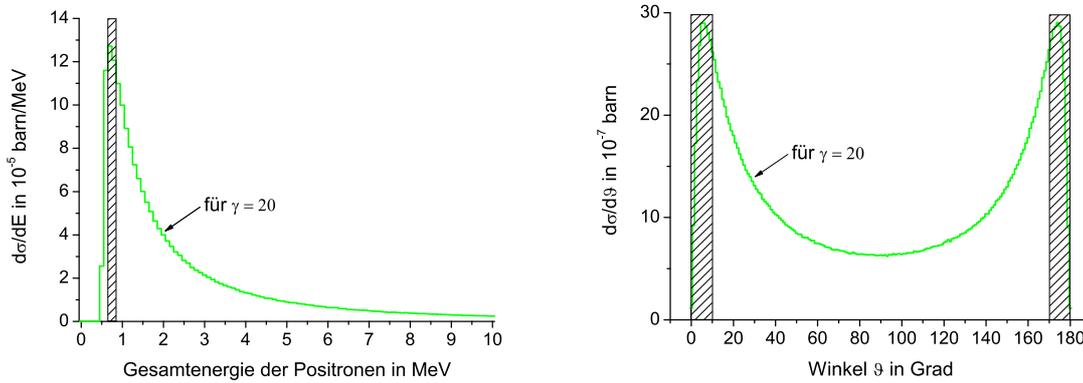
Abb. 3.10: Die Transmission des Aufbaus zur Ablenkung der Positronen in Abhängigkeit vom Emissionswinkel ϑ und der kinetischen Energie

Bestimmung der Transmission

Der wichtigste Parameter zur Charakterisierung des Aufbaus zur Ablenkung der Positronen ist die Transmission. Sie ist das Verhältnis der Anzahl der am Detektor ankommenden zu den erzeugten Positronen. Die Kenntnis dieses Parameters erlaubt die Bestimmung der Reaktionsrate, da nur so eine quantitative Angabe zur Anzahl der erzeugten Positronen möglich ist.

Die Transmission wird auf der Grundlage von GPT Simulationen numerisch berechnet. Die Emission der Positronen ist nach Abb. 2.7.a rotationssymmetrisch um die Laserachse (z-Achse) verteilt. Deshalb benötigt man zur Charakterisierung der emittierten Positronen nur den Winkel ϑ zur z-Achse und die Energie. Bei GPT kann man diese Größen an einen bestimmten Startpunkt vorgeben und sich dann berechnen lassen, wie viele der gestarteten Teilchen einen virtuellen Schirm erreichen. Hier wurde die Berechnung mit 1000 Positronen gemacht, die mit einer bestimmten Energie auf einem Kegel mit dem Öffnungswinkel 2ϑ starten, die Mini-Orange und den Quadrupolkanal passieren und den Schirm an der Position des Aluminiumblechs erreichen.

Das Ergebnis der Berechnung, welche für unterschiedliche Energie-Winkel-Kombinationen durchgeführt wurde, sieht man in Abb. 3.10. Man erkennt, dass die Ablenkung der Positronen für Energien zwischen 250 - 350 keV gut ist. Alle anderen Energien werden entweder gar nicht oder nur mit einer schwachen Winkelakzeptanz zum Detektor geführt. In Abb. 3.11 sind die Energie- und Winkelbereiche mit einer hohen Transmission im Vergleich zu den erwarteten Energie- und Winkelverteilungen der Positronen, die bei der Kollision von Elektronen mit



(a) Energieverteilung der emittierten Positronen (b) Winkelverteilung der emittierten Positronen

Abb. 3.11: Positronen die mit Energien und Winkeln emittiert werden, die in den schraffierten Bereichen liegen werden zur den Detektoren geführt.

einer Energie von $20 m_e c^2$ entstehen eingezeichnet. Das begrenzte Energiefenster der Mini-Orange befindet sich genau im Maximum der Energie Verteilung. Auch die Winkelakzeptanz deckt das Maximum der erwarteten Winkelverteilung ab. Es werden dennoch nur ein geringer Anteil der erzeugten Positronen zum Detektor geführt.

Auf der Basis der berechneten Transmission lässt sich eine Aussage über die Gesamttransmission für die bei Elektron-Elektron-Stößen erzeugten Positronen machen. Dafür werden die normierten Energie- und Winkelverteilungen aus Abb. 2.7 mit der Transmission multipliziert und anschließend integriert. Die Verteilungen für die emittierten Positronen sind nur für bestimmte Energien der kollidierenden Elektronen gegeben ($E_1 = E_2 = 20m_e c^2$, $40m_e c^2$ und $80m_e c^2$). Für diese Stöße ergeben sich bei unterschiedlich langen Kanälen die in Tab. 3.1 angegebenen Werte für die Gesamttransmission. Es zeigt sich, dass die Gesamttransmission, wie zu erwarten, mit zunehmender Kanallänge abnimmt. Außerdem werden die mit hohen

Elektronen- energie ($m_e c^2$)	Länge des Kanals	
	0,74 m	1,09 m
20	0,9	0,6
40	1,3	0,8
80	1,8	1,2

Tab. 3.1: Gesamttransmissionen des Aufbaus zur Ablenkung der Positronen in % für unterschiedliche Elektronenenergie und zwei verschiedene Quadrupolkanallängen.

Elektronenenergien erzeugten Positronen besser zum Detektor geführt. Dies liegt daran, dass in diesem Fall der Anteil von Positronen mit kleinem Emissionswinkel steigt.

Diese Werte sind für die vorhandenen Positronenverteilungen exakt; vermitteln für die anderen Stoßprozesse jedoch nur die Größenordnungen, mit denen man bei diesem Versuch rechnen kann. Mit den anderen Stoßprozessen sind die Elektron-Ion-Stöße, aber auch die Elektron-Elektron-Stöße mit unterschiedlichen Energien, gemeint. Es ist sogar eher davon auszugehen, dass die Gesamttransmission noch kleiner ist, da die meisten Elektronen kleinere Energien als $20 m_e c^2$ besitzen bzw. nur ausnahmsweise Stöße stattfinden bei denen die beiden Stoßpartner dieselbe Energie haben. Im Folgenden wird für Abschätzungen aller stattfindenden Prozesse eine durchaus optimistische Gesamttransmission von $\mathbf{T} = 1 \%$ angenommen.

3.3.2 Detektionssystem

Zum Nachweis der Positronen wird der in Abb. 3.5 angedeutete Detektionsaufbau verwendet. Er besteht aus einem Aluminiumblech und zwei in Koinzidenz geschalteten NaI-Detektoren. In diesem Abschnitt werden die einzelnen Elemente des Detektionsaufbaus erklärt und die Kalibrierung des Koinzidenzaufbaus beschrieben.

Positronenvernichtung

Der Nachweis von Positronen wird in der Regel indirekt durch Detektion von γ -Quanten durchgeführt. Sie entstehen bei der Zerstrahlung eines Positrons mit einem Elektron und werden als Vernichtungsstrahlung bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Vernichtung eines Elektron-Positron-Paares ist antiproportional zur Energie der vernichteten Teilchen. Nach dem Eintritt in einen Festkörper wird das Positron solange durch Stöße abgebremst, bis es thermische Energien erreicht. Es diffundiert mit der thermischen Energie durch den Festkörper und vernichtet sich mit einem Elektron. Dabei können unter Erfüllung der Energie- und Impulserhaltung ein oder mehrere γ -Quanten entstehen [32].

Die Zerstrahlung in *ein* γ -Quant ist wegen der Drehimpulserhaltung nicht erlaubt, kann jedoch trotzdem in Materie beobachtet werden, da der Impuls in ihr auf einen Stoßpartner übertragen werden kann. Dies ist sehr unwahrscheinlich, so dass diese Art der Vernichtung vernachlässigt werden kann. Der Zerfall in *zwei* γ -Quanten tritt in 99,7% der Fälle auf und ist somit am wahrscheinlichsten. Aufgrund der Impulserhaltung werden beide γ -Quanten in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Die Zerfallsenergie, also die Summe der Ruheenergie von Positron und Elektron $2E_0 = 1022 \text{ keV}$, teilt sich dann gleichmäßig auf beide γ -Quanten ($E_\gamma = 511 \text{ keV}$) auf. Beim Zerfall in *drei* γ -Quanten sind alle Emissionswinkel (in einer Ebene) und eine beliebige Verteilung der Zerfallsenergie auf die einzelnen Quanten möglich.

Die Zerstrahlung in 2 oder 3 γ -Quanten lässt sich durch die Betrachtung des Gesamtdre-

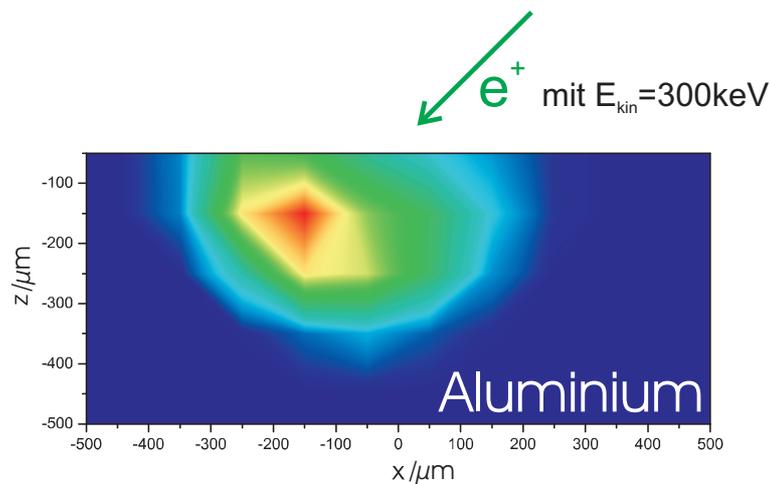


Abb. 3.12: Eindringtiefe von Positronen mit einer Energie von 300 keV im Aluminium

himpulses verstehen. Er ist bei ruhenden Teilchen durch den Gesamtspin I gegeben. Elektron und Positron haben jeweils einen Spin von $S = 1/2$. Für ein System aus beiden Teilchen ergeben sich zwei Möglichkeiten für die Einstellung des Gesamtspins. Sind die Spins entgegengesetzt zueinander orientiert, so ist der Gesamtspin $I = 0$. Man spricht vom Singulettzustand, da dieser nur durch eine Kombination realisiert werden kann. Sind die Spins parallel zueinander, so spricht man vom Triplettzustand mit einem Gesamtspin $I = 1$. Er ist wegen der drei Einstellmöglichkeiten bezüglich einer Vorzugsrichtung dreifach entartet. Wegen der Drehimpulserhaltung muss der Drehimpuls des Elektron-Positron-Systems, nach der Vernichtung, mit den γ -Quanten mitgeführt werden. Die Photonen haben einen Spin von $I = 1$, der sich parallel oder antiparallel zur Flugrichtung einstellt. Somit können zwei entgegengesetzt emittierte γ -Quanten nur den Spin $I = 0$ oder $I = 2$ mitnehmen. Der Singulettzustand zerfällt demnach in zwei γ -Quanten, während der Triplettzustand mindestens in drei Quanten zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall nimmt mit der Anzahl der emittierten Photonen ab. Der Zerfall in zwei γ -Quanten ist 372 mal wahrscheinlicher als der in drei Quanten.

Aufgrund der konstanten Energie- sowie Winkelbeziehung und der größten Zerfallswahrscheinlichkeit ist der Zerfall in zwei γ -Quanten besonders gut zum Nachweis von Positronen geeignet. Dafür werden die Positronen wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, auf ein Aluminiumblech gelenkt. Im Aluminium werden sie innerhalb weniger Pikosekunden abgebremst. Das Ergebnis einer Simulation mit MCNPX ist in Abb. 3.12 zu sehen; Positronen mit einer Energie von 300 keV werden spätestens nach $400 \mu\text{m}$ auf thermische Energien abgebremst. Bis zur Vernichtung diffundieren sie durchs Metall. Die mittlere Lebensdauer hängt von der Elektronendichte ab und beträgt hier 125 ps. Somit reicht ein 1 mm dickes Aluminiumblech aus, um alle Positronen, die bis zum Detektionssystem geführt werden, zu vernichten. Um

den Weg der Vernichtungsstrahlung durch Aluminium zu minimieren wird das Blech in einen Winkel von 45° zu den Detektoren befestigt.

NaI(Tl)-Detektoren

Die γ -Quanten werden mit zwei sich gegenüberliegenden Szintillationszählern nachgewiesen. Sie bestehen aus einem NaI(Tl)-Kristall und einem Photomultiplier mit angeschlossenen Vorverstärker.

Die Funktionsweise der einzelnen Elemente ist in Abb. 3.13 schematisch dargestellt. Die Elektronen des als Szintillator fungierenden NaI(Tl)-Kristalls werden durch Wechselwirkung mit einem energiereichen γ -Quant angeregt. Die bei der Vernichtung entstehenden Quanten γ_v haben ein Vielfaches der Anregungsenergie von 6-8 eV und regen deshalb entsprechend viele Elektronen an. Die angeregten Elektronenzustände kehren unter Emission eines Lumineszenzquants γ_L in ihren Grundzustand zurück. Die Energie dieses Lumineszenzphotons reicht aus, um erneut ein Elektron anzuregen und somit reabsorbiert zu werden. Die so erzeugte Lumineszenzstrahlung würde den folgenden Photomultiplier nicht erreichen. Um dies zu verhindern, dotiert man den NaI-Kristalls mit Thallium. Die Dotierung sorgt für eine lokale Verformung der Bandstruktur. Die angeregten Elektronen diffundieren durch den Kristall und rekombinieren bevorzugt an Thallium-Störstellen. Das so erzeugte Lumineszenzphoton γ_L besitzt eine kleinere Energie ≈ 3 eV und kann mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit reabsorbiert zu werden zum Photomultiplier gelangen. Die Anzahl der erzeugten Lumineszenz-Quanten γ_L ist proportional zur Energie der einfallenden Quanten γ_v , wenn die Energiedifferenz zwischen beiden groß ist.

Die Lumineszenz-Photonen lösen auf der Rückseite der Photokathodenschicht (hellgrün), die sich zwischen dem Kristall und dem Photomultiplier befindet, durch den Photoeffekt Elektronen heraus. Diese werden durch eine anliegende Spannung zur ersten Dynode beschleunigt. Dort werden Sekundärelektronen aus der Oberfläche geschlagen und zur nächsten Dynode be-

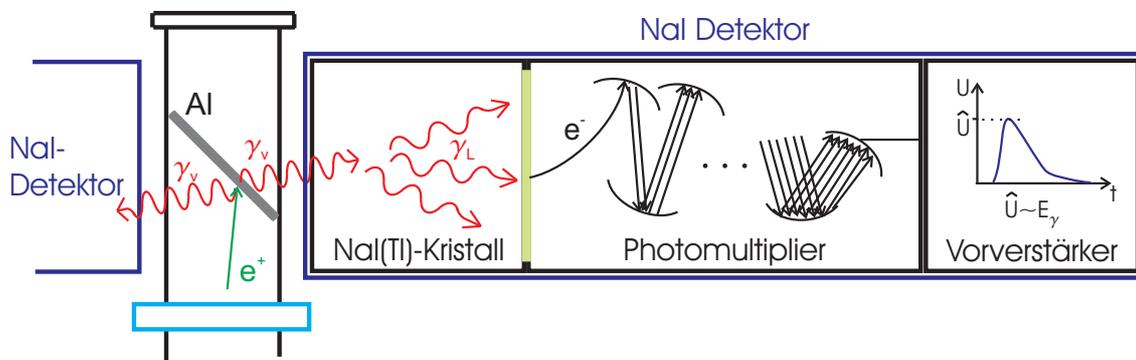


Abb. 3.13: Funktionsweise der NaI-Detektoren.

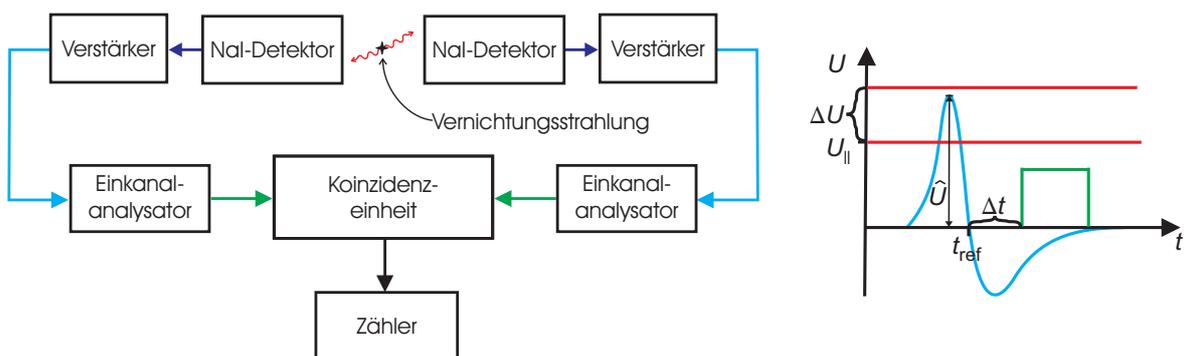
schleunigt. Durch eine Vielzahl dieser Dynoden wird das Signal immer weiter verstärkt.

Die kurzen Stromimpulse des Photomultipliers werden im folgenden Vorverstärker in Spannungsimpulse umgewandelt und verstärkt. Die Amplitude des Spannungsimpulses ist proportional zur Energie des detektierten Quants. Dieser Zusammenhang wird durch unvermeidliche Einflüsse gestört: eine schwankende Zahl an Lumineszenz-Quanten im Kristall, eine unterschiedliche Quantenausbeute an der Photokathode, inhomogene Oberflächen und eine schwankende Elektronenvervielfältigung. Es kommt zu einer Linienverbreiterung von ca. 10 %.

Die Totzeit, d. h. die Zeit, in der ein weiteres Ereignis nicht vom ursprünglichen Signal unterschieden werden kann liegt bei NaI(Tl)-Kristallen im Bereich von 200 ns. Dies ist im Vergleich zu Plastik-Szintillatoren, die eine Totzeit von 2-7 ns haben, langsam. Andererseits haben anorganische Detektoren eine bessere Energieauflösung. Für die Koinzidenzmessung ist sowohl eine kleine Totzeit als auch eine hohe Energieauflösung gefordert. Als Kompromiss verwendet man bei diesem Versuch die schnellsten anorganischen Detektoren, die NaI-Detektoren.

Koinzidenzaufbau

Für den Nachweis von Positronen werden die Spannungsimpulse der NaI-Detektoren elektronisch ausgewertet. Liegt an beiden Detektoren gleichzeitig dieselbe, einer Energie von 511 keV entsprechende, Spannungsamplitude an, und sind die Detektoren zusätzlich perfekt gegen Hintergrundstrahlung abgeschirmt, kann man davon ausgehen, dass zwischen den beiden Detektoren ein Positron vernichtet worden ist. Die Auswertung der Spannungsimpulse wird mit dem in Abb. 3.14.a als Blockdiagramm dargestellten Koinzidenzaufbau durchgeführt.



(a) Blockdiagramm des Koinzidenzaufbaus

(b) Signale zwischen den Elementen

Abb. 3.14: Der Koinzidenzaufbau: Man kann davon ausgehen, dass zwischen den Detektoren ein Positron vernichtet wird, falls an beiden NaI-Detektoren gleichzeitig eine Spannungsamplitude anliegt, die 511 keV entspricht.

Zunächst werden die Spannungsimpulse der Detektoren (blau) auf einige Volt verstärkt. Zur besseren Zeitstabilität arbeiten die Verstärker im bipolaren Modus. Das Signal hat den in Abb. 3.14.b hellblau eingezeichneten Verlauf. Das positive Maximum \hat{U} ist proportional zur Energie der einfallenden γ -Quanten. Der Nulldurchgang wird in den folgenden Einkanalanalysatoren als Referenzzeit t_{ref} verwendet. Befindet sich das Maximum des Verstärker-Signals (hellblau) im durch U_{H} und ΔU einstellbaren Spannungs- bzw. Energiefenster, so wird ein digitales Signal (grün) ausgesendet. Die durch Kabel und Elektronik bedingten Laufzeitunterschiede beider Zweige werden mit einem auf t_{ref} bezogenen, Delay Δt ausgeglichen. In der Koinzidenzeinheit wird geprüft, ob die digitalen Signale (grün) beider Zweige gleichzeitig eintreffen. Ist dies der Fall, so wird ein digitales Signal zum Zähler geschickt. Dieser zählt somit die gleichzeitigen Ereignisse in einem bestimmten Energieband. Die Kalibrierung der einzelnen Elemente des Aufbaus auf die Vernichtungsstrahlung ist Gegenstand des folgenden Abschnittes.

Kalibrierung des Koinzidenzaufbaus

Die Kalibrierung des Koinzidenzaufbaus wird mit dem Isotop ^{22}Na als Positronenquelle durchgeführt. Es zeichnet sich durch eine relativ lange Lebensdauer von $t_{1/2} = 2,6$ Jahren aus und verfügt über eine gute Positronenausbeute von 90 %. Zusätzlich wird quasi gleichzeitig ein γ -Quant mit einer Energie von 1275 keV emittiert. Die ^{22}Na -Probe ist von einem Plastikmantel umgeben, in dem die Positronen unter Emission von γ -Quanten vernichtet werden. Zur Kalibrierung des Koinzidenzaufbaus wird die Probe im Zentrum beider Detektoren positioniert.

Verstärker Für die Verstärkung des im Millivolt-Bereich liegenden Detektor-Signals wird ein Verstärker verwendet dessen Arbeitsbereich zwischen 0 und 10 V liegt. Zur Einstellung der Verstärkung werden die Spektren der beiden Zweige untersucht. Dafür lässt man die Koinzidenzeinheit weg und misst die Anzahl der Ereignisse direkt hinter den Einkanalanalysatoren (siehe Abb. 3.15). Der einstellbare Verstärkungsfaktor wird so eingestellt, dass die 1275 keV Linie gerade so im Arbeitsbereich liegt. Somit hat man zwei Linien, deren Energien bekannt

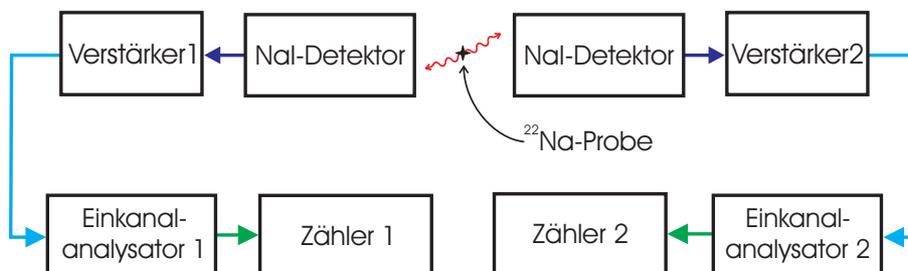
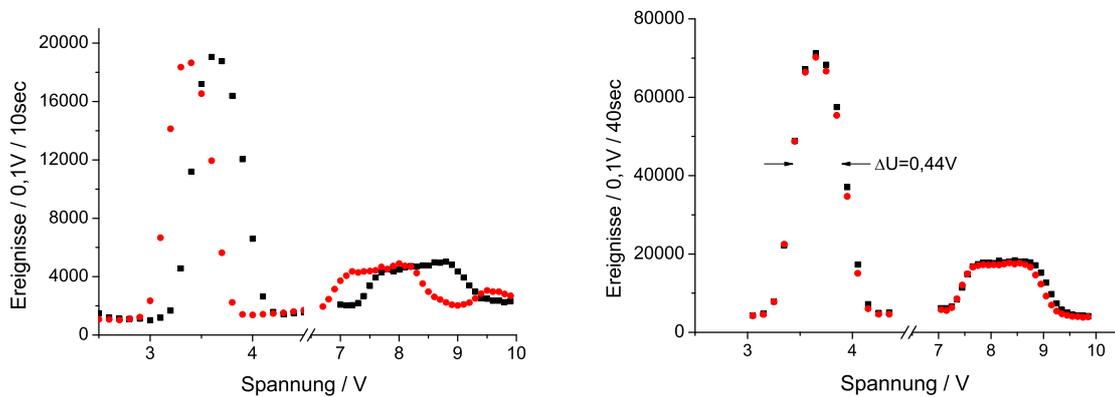


Abb. 3.15: Anordnung zur Kalibrierung der Verstärker



(a) Spektrum vor der Feineinstellung

(b) Spektrum nach der Feineinstellung

Abb. 3.16: Durch Veränderung des Verstärkungsfaktors wird das Spektrum des zweiten Zweiges (rot) an das des ersten (schwarz) angeglichen.

sind, und kann damit den Zusammenhang zwischen Energie und Spannung bestimmen. Die grobe Verstärkung (*coarse gain*) wird dafür bei den Verstärkern beider Zweige auf 200 gedreht. Da sich die ^{22}Na -Probe genau zwischen den beiden Detektoren befindet und die Einstellungen bei allen Messkarten gleich sind, sollten die Spektren an beiden Zählern identisch sein. Dies ist, wie in Abb. 3.16.a zu sehen ist, nicht der Fall. Die Unterschiede in den Bauelementen oder Kabeln werden durch die Einstellung der feinen Verstärkung (*fine gain*) ausgeglichen. In Abb. 3.16.b sieht man die abgeglichenen Spektren. Dies ist für folgende Einstellungen der Fall:

$$\text{coarse gain } 1 = \text{coarse gain } 2 = 200; \text{ fine gain } 1 = 1 \text{ und } \text{fine gain } 2 = 1,105.$$

Bei diesen Einstellungen hat die 511 keV Linie der Vernichtungsstrahlung ihr Maximum bei 3,67 V und einer Standardabweichung von 0,44 V. Deshalb werden die folgenden Messungen für die Kalibrierung mit folgenden Einstellung für die Energiefenster am Einkanalanalysator gemacht: $U_{11} = 3,46 \text{ V} \hat{=} E_{11} = 475 \text{ keV}$ und $\Delta U = 0,44 \text{ V} \hat{=} \Delta E = 72 \text{ keV}$. Die 1275 keV Linie hat ihr Maximum bei 8,21 V.

Aus der positiven Spannungsamplitude des bipolaren Signals \hat{U} wird im Experiment die Energie der γ -Quanten bestimmt. Für die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen beiden Größen hat man dem Nullpunkt ($E = 0 \hat{=} \hat{U} = 0$) drei Punkte mit einem relativen Fehler von 0,2 % zu Verfügung. Bei der linearen Regression von allen drei Punkten zeigt sich, dass der Zusammenhang zwischen Energie und Spannung nicht linear ist. Was darauf zurückzuführen ist, dass für kleine Energien die Energie nicht ausreicht um entsprechend viele Lumineszenzquanten zu erzeugen. Für die $E = 511..1275 \text{ keV}$ kann man von einer linearen Abhängigkeit aus

gehen, die durch einen linearen Fit beider Punkte bestimmt wird. Für die kleineren Energien $E = 0..511 \text{ keV}$ wird ein quadratischer Zusammenhang angenommen, der die Übergangs- und Stetigkeitsbedingungen in den Punkten $E = 0$ und $E = 511 \text{ keV}$ erfüllt. Damit ist die Beziehung zwischen Energie und Spannung:

$$E = \begin{cases} 106,9 \frac{\text{keV}}{\text{V}} \hat{U} + 7,99 \frac{\text{keV}}{\text{V}^2} \hat{U}^2 & \text{für } 0 \leq E < 511 \text{ keV} \\ -106,9 \text{ keV} + 168,35 \frac{\text{keV}}{\text{V}} \hat{U} & \text{für } 511 \text{ keV} \leq E < 1275 \text{ keV} \end{cases} \quad (3.5)$$

Bei der Koinzidenzmessung ist die Zeitstabilität der Signale besonders wichtig. Man verbindet deshalb den bipolaren Ausgang des Verstärkers mit dem Eingang des Einkanalanalyzers. Das in Abb. 3.14.b hellblau eingezeichnete, bipolare Signal ist die zeitliche Ableitung des in Abb. 3.13 blau eingezeichneten Detektor-Signals.

Einkanalanalysator Zur Verarbeitung des bipolaren Signals wird der Einkanalanalysator im *crossover mode* betrieben. Liegt die Amplitude im einstellbaren Energiefenster, so wird ein digitales Signal ausgesendet. Das Fenster wird mit drehbaren Potentiometern eingestellt, die untere Grenze U_{ll} mit *lower level* und die Breite ΔU mit *window*. Das ausgesendete digitale Signal wird mit einer einstellbaren Zeitverzögerung Δt (*delay*) versehen. Diese bezieht sich im *crossover mode* auf den Nulldurchgang des bipolaren Signals. Die Zeitstabilität wird somit erhöht, da der Zeitpunkt des Nulldurchgangs elektronisch gut gemessen werden kann.

Zwischen den beiden Zweigen entstehen durch kleine Unterschiede in der Elektronik Laufzeitunterschiede, die ausgeglichen werden müssen. Dafür wird die in Abb. 3.14.a dargestellte Anordnung der Messkarten und die ^{22}Na -Probe als Quelle für die Vernichtungsstrahlung ver-

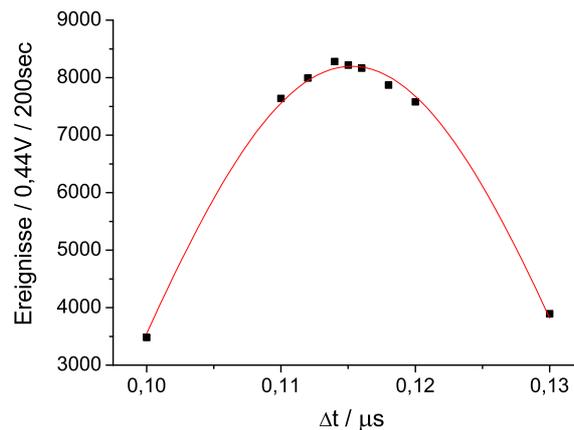


Abb. 3.17: Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Delay zwischen beiden Einkanalanalysatoren Δt : Der Laufzeitunterschied zwischen beiden Zweigen ist bei $\Delta t = 115 \text{ ns}$ ausgeglichen.

wendet. Die Zeitverzögerung des Einkanalanalysators 1 bleibt konstant, während die zweite variiert wird. Der Zähler misst die Anzahl der Ereignisse hinter der Koinzidenzeinheit. Das Delay ist optimal eingestellt, wenn die Anzahl der Ereignisse maximal ist. Es zeigt sich, dass der Laufzeitunterschied beider Zweige durch ein Delay von $\Delta t = 115 \pm 2 \text{ ns}$ ausgeglichen ist (siehe Abb. 3.17). Für die folgenden Messungen wird deshalb die Einstellung: $\text{delay } 1 = 0,5 \mu\text{s}$ und $\text{delay } 2 = 0,385 \mu\text{s}$ verwendet.

Koinzidenzeinheit In der Koinzidenzeinheit wird festgestellt, ob die digitalen Signale der Einkanalanalysatoren gleichzeitig ausgesendet worden sind. Dafür werden die digitale Signale der Ausgänge *output SCA +* mit den Eingängen der Koinzidenzeinheit *input A* und *input B* verbunden. Für die belegten Eingänge sind die Schalter *in A* und *in B* zu aktivieren. Um Fehler in der Logik zu vermeiden, werden die anderen Eingänge (*input C* und *input AN-TI*) deaktiviert. Die Elektronik registriert die ansteigenden Flanken der digitalen Signale. Wegen der Schwankungen in der Signalverarbeitung kommen die Signale trotz eines koinzidenten Ereignisses und der abgeglichenen Laufzeit nicht gleichzeitig am Koinzidenzzähler an (Jitter). Dieser Effekt wird durch die Einstellung eines Zeitfensters berücksichtigt, in dem Signale als gleichzeitig aufgefasst werden. Liegen beide Flanken innerhalb dieses Fensters an den Eingängen an, so wird ein digitales Signal ausgesendet. Das Zeitfenster wird als Zeitauflösung der Koinzidenzeinheit (*resolving time*) bezeichnet.

Zur Einstellung der Zeitauflösung wird die Anzahl der von der Koinzidenzeinheit als gleichzeitig aufgefassten Ereignisse gemessen. Da die ^{22}Na -Probe verwendet wird, kann man davon ausgehen, dass die als gleichzeitig aufgefassten Ereignisse auch wirklich gleichzeitig stattgefunden haben. Die Zeitauflösung wird solange erhöht, bis die Anzahl der registrier-

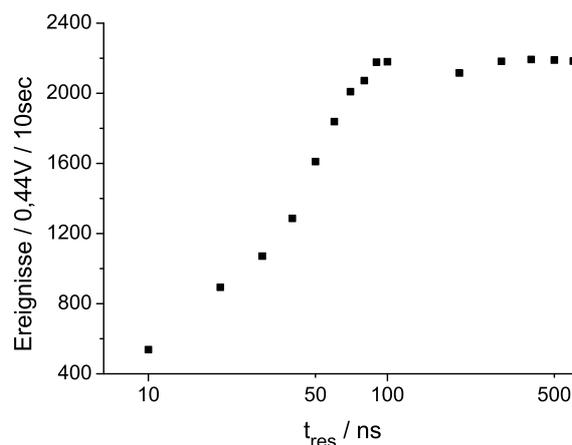


Abb. 3.18: Einstellung der Zeitauflösung der Koinzidenzeinheit t_{res} .

ten Ereignisse nicht mehr zunimmt. In Abb. 3.18 sieht man das Ergebnis der Messung. Für Zeitauflösungen, die größer als 100 ns sind, ist davon auszugehen, dass alle koinzidenten Ereignisse auch als solche wahrgenommen werden. Die Koinzidenzmessung wird deshalb mit *resolving time* = 100 ns durchgeführt.

Zähler Der Zähler besitzt zwei Eingänge, an denen die eintreffenden digitalen Pulse für einstellbare Zeiträume aufaddiert werden. Bei diesem Experiment nutzt man die Möglichkeit, den Zähler aktivieren und deaktivieren zu können, da man dadurch den Einfluss der natürlichen Hintergrundstrahlung reduzieren kann (siehe Abschnitt 4.2). Dafür wird der *gate*-Eingang mit dem digitalen Signal des Lasertriggers belegt. Liegt ein positives Signal an, so ist der Zähler aktiviert. Der *gate*-Eingang wird nicht beachtet, wenn kein Kabel angeschlossen ist.

Effizienz des Detektionssystems

Die Kenntnis der Effizienz des Detektionssystems ist für die Bestimmung der Reaktionsrate von entscheidender Bedeutung. Für die Messung verwendet man, wie später im Experiment, den kalibrierten Koinzidenzaufbau.

Die ^{22}Na -Probe positioniert man mittig im Rohr. Sie repräsentiert somit die Vernichtungsstrahlung im Aluminium. Mit zwei gegenüber liegenden NaI-Detektoren werden die koinzidenten Ereignisse nachgewiesen. Dadurch wird die Situation im Experiment nachgebildet und somit der Raumwinkel und die Effizienz der Detektoren sowie die Absorption durchs Rohr realisiert. Die Effizienz des gesamten Detektionssystems ε ist durch Verhältnis aus der Anzahl der detektierten Positronen N_{co} zu der Anzahl der emittierten Positronen N_0 gegeben. Die verwendete ^{22}Na -Probe emittiert

$$N_0 = A t f \quad (3.6)$$

Positronen in den gesamten Raum. Zum Zeitpunkt der Messung hatte die Probe eine Aktivität von $A = 6535,6 \text{ Bq}$. Davon wird der Anteil $f = 0,9$ als Positronen abgestrahlt. Bei einer Messzeit von $t = 3600 \text{ s}$ werden somit $N_0 = 21,2 \cdot 10^6$ Positronen emittiert. Gemessen wurden $N_{co} = 1,1 \cdot 10^6$ Positronen. Die Effizienz des Aufbaus ist demnach durch

$$\varepsilon = \frac{N_{co}}{N_0} = 0,052 \quad (3.7)$$

gegeben.

Es ist davon auszugehen, dass nicht alle Positronen im Zentrum des Aluminiumblechs vernichtet werden. Da die Effektivität des Koinzidenzaufbaus für die Vernichtung im Zentrum am höchsten ist, führt jede Abweichung zur Verminderung. Für eine flächenartige Quelle mit einem Radius von 1 cm nimmt die Effektivität um 10 % ab. Die gemessene Effektivität stellt deshalb die maximal erreichbare Effektivität dar, da die punktförmige ^{22}Na Probe zentral zwischen den Detektoren am Aluminium befestigt wurde.

3.3.3 Abschätzung der Detektionsrate

Die Detektionsrate fasst die wichtigsten Ergebnisse und Messungen der letzten beiden Kapitel zusammen. Mit ihr wird im Folgenden die Anzahl von lasererzeugten Positronen bezeichnet, die in einem bestimmten Zeitraum vom Detektionssystem registriert werden kann.

Die Anzahl der Positronen, die pro Zeiteinheit in der Fokusregion entstehen, ist durch die in Abschnitt 2.3 berechnete Reaktionsrate \dot{N}_0 gegeben. Von ihnen passiert nur ein Bruchteil den aus Mini-Orange und Quadrupolkanal bestehenden Ablenkungsaufbau mit einer Transmission von $T \approx 1\%$ (siehe Tab. 3.1). Diese Positronen werden anschließend mit einer Effizienz von $\varepsilon = 0,052$ nachgewiesen (Gleichung (3.7)). Somit ergibt sich für die Detektionsrate:

$$\dot{N}_{\text{det}} = T \varepsilon \dot{N}_0 . \quad (3.8)$$

Mit den aus Tabelle 2.1 gegebenen Werten für die Reaktionsraten lassen sich die Detektionsraten für dieses Experiment abschätzen (siehe Tab. 3.2). Es ist zu sehen, dass man für die Detektion eines Positrons aus Elektron-Ion-Stößen im Mittel etwa 14 Minuten warten muss. Für die Detektion aus Elektron-Elektron-Stößen muss man ungefähr eine Stunde warten.

Die Unterscheidung beider Stoßprozesse, wie sie für die Bestimmung des Elektronenstrahlradius gebraucht wird, benötigt stundenlange Messungen. Die Voraussetzung für all diese Annahmen ist ein über die Dauer der Messung hinweg stabiles Lasersystem, das mit einer Repetitionsrate von $f_{\text{rep}} = 10$ Hz arbeitet. Es erweist sich als schwierig ein Lasersystem bei maximaler Energie über Stunden hin weg stabil laufen zu lassen. Somit ist die Messung des Elektronenstrahlradius bei den herrschenden Bedingungen unwahrscheinlich. Der Nachweis von Positronen aus Elektron-Ion-Stößen erscheint wegen der relativ kurzen Messdauer, im Bereich einer Stunde, als möglich. In dem im Anschluss beschriebenen Experiment wurde versucht beide Effekte zu messen.

Detektionsrate $\dot{N}_{\text{det}} / h^{-1}$	e ⁻ e ⁻ -Stöße		e ⁻ He ⁺⁺ -Stöße
	$r = 0,5\mu\text{m}$	$r = 1\mu\text{m}$	$l = 500\mu\text{m}$
Q = 500 pC	0,14	0,04	2,11
Q = 1 nC	0,59	0,15	4,21
Q = 2 nC	2,35	0,59	8,41

Tab. 3.2: Die Anzahl der Positronen die in einer Stunde vom Detektionssystem nachgewiesen werden wird durch die Detektionsrate abgeschätzt. Die kollidierenden Elektronenstrahlen stoßen auf dem Weg der Länge l mit Heliumionen zusammen und haben den Radius r sowie die Ladung Q .

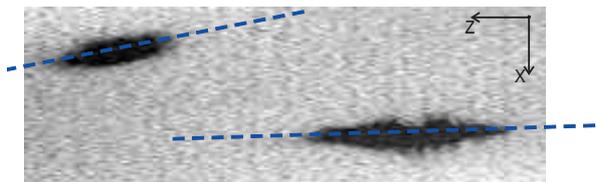
4 Experiment

4.1 Justierung des Messaufbaus

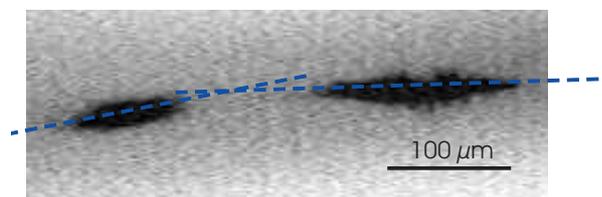
Im folgenden Abschnitt wird erklärt, wie die Komponenten des Zweistrahlaufbaus so justiert werden, dass sich die laserbeschleunigten Elektronenstrahlen im Plasma treffen und somit Positronen erzeugen. Außerdem wird gezeigt, wie man die Mini-Orange und den Quadrupolkanal positioniert, um die erzeugten Positronen zum Detektionssystem zu führen.

4.1.1 Erzeugung der Positronen

Räumliche Justage in der x-y-Ebene



(a) Lage der Foki vor der Justage von oben betrachtet



(b) Lage der Foki nach der Justage von oben betrachtet

Abb. 4.1: Durch Beobachtung des Plasmaleuchtens lässt sich die räumliche Überlap-
pfung der Hauptpulse in der x-y-Ebene realisieren.

Die räumliche Ausrichtung der Hauptpulse wird bei moderaten Intensitäten ($I = 10^{17}$ W/cm²) durch Beobachtung des Plasmaleuchtens durchgeführt. Dafür verwendet man eine Detektionseinheit (siehe Abb. 3.3), mit der man in der Lage ist die Abstrahlung des Plasmas im Fokus abwechselnd von oben (y -Achse) oder von der Seite (x -Achse) zu beobachten. Die Gefahr für das Lasersystem wird minimiert, indem man abwechselnd aus einer der beiden Richtungen ins Plasma schießt und den jeweiligen anderen Strahl blockiert. Die Aufnahmen aus beiden Richtungen werden anschließend übereinandergelegt und verglichen. In Abb. 4.1.a sieht man die übereinandergelegten Foki, die als Plasmaleuchten (schwarz) sichtbar werden. Sie sind vor der Justage von oben aufgenommen worden. Die Elektronen bewegen sich in Laserrichtung (blau gestrichelt) und treffen sich noch nicht. Damit sich die Strahlen im Zentrum treffen, wird der linke Parabolspiegel verschoben. In Abb. 4.1.b sieht man die beiden Foki bei optimaler räumlicher Ausrichtung. Dieselbe Prozedur wird ebenfalls für die Beobachtung von der Seite durchgeführt. Danach sind die beiden Hauptpulse räumlich in der x - y -Ebene ausgerichtet.

Räumliche Justage in z -Richtung und Optimierung der Elektronenstrahlen

Für die Paarerzeugung werden nach Abschnitt 2.3 Elektronenstrahlen mit möglichst vielen Elektronen einer hohen Energie benötigt. Es hat sich gezeigt, dass die Intensität und Länge der Selbstemission des relativistischen Kanals ein guter Indikator für die Qualität der Beschleunigung ist [13]. Sie wird deshalb zur Optimierung der Elektronenstrahlen verwendet. Zum Schutz des Lasersystems werden beide Elektronenstrahlen einzeln optimiert. Dafür wird aus einer Richtung mit voller Energie in den Gasjet geschossen. Währenddessen wird die Gasdüse verschoben und gleichzeitig die Selbstemission mit der in Abb. 3.3 dargestellten CCD-Kamera von der Seite (x -Richtung) beobachtet. Ist das Signal maximal, so ist die Laserbeschleunigung am effektivsten. Bei der Optimierung des zweiten Elektronenstrahls wird die Düse an der eingestellten Position stehen gelassen. Stattdessen wird der Fokus des zweiten

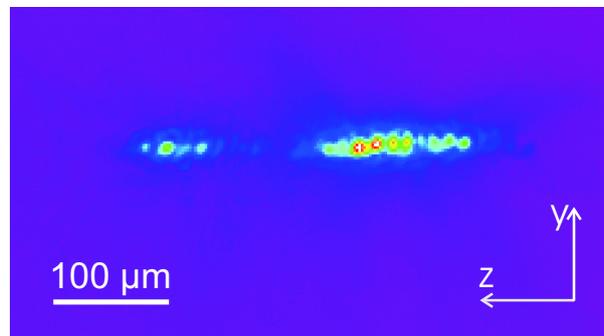


Abb. 4.2: Selbstemission der relativistischen Kanäle: Es kommt zur zur Kollision beider Elektronenstrahlen, da sich die Enden beider Kanäle gegenüber liegen.

Hauptpulses durch verschieben des Parabolspiegels auf der z -Achse verfahren. Befindet sich der Fokus in der optimalen Position, so ist das Signal maximal. Die seitliche Beobachtung der relativistischen Kanäle erlaubt die Kontrolle der Kollision in y -Richtung bei maximaler Energie.

Es kommt zur optimalen Beschleunigung, wenn sich die Foki der Hauptpulse wie in Abb. 2.1 am Rand des Gasjets befinden [33]. Da die Breite des Gasjets mit dem Abstand zur Düse zunimmt, lässt sich der Abstand der relativistischen Kanäle zueinander durch den Abstand zur Düsenoberkante verändern. Zum Schutz der Düse vor den Laserpulsen ist ein Sicherheitsabstand von $500\ \mu\text{m}$ zwischen den Foki und der Düsenoberkante einzuhalten. In Abb. 4.2 sieht man die relativistischen Kanäle nach dem die Elektronenstrahlen optimiert worden sind und der Überlapp in der x - y -Ebene sichergestellt ist. Der relativistische Kanal des reflektierten Hauptpulses ist schwächer als der des transmittierten Hauptpulses. Dies ist auf den 50:50 Strahlteiler zurückzuführen, an dem die Reflektion kleiner als erwartet ist. Dennoch werden auch im linken Kanal Elektronen beschleunigt. Es kommt es zur Kollision der Elektronenstrahlen, wenn die Hauptpulse gleichzeitig im Gasjet eintreffen.

Zeitliche Justage

Durch Beobachtung der Schattenbilder ist es möglich, die Ankunft der Hauptpulse im Gasjet mit einer Genauigkeit von 100 fs zu steuern (siehe Abschnitt 3.2). Dafür wird die Zeitverzögerung des Probepulses zunächst so eingestellt, dass der Probepuls und der am Strahlteiler transmittierte Hauptpuls gleichzeitig im Fokus ankommen. Dies ist der Fall, wenn die Beugung des Probepulses an der Ionisationsfront des transmittierten Hauptpulses als "Schatten" im Zentrum sichtbar wird. Der am Strahlteiler reflektierte Strahl kommt in der Regel nicht zur selben Zeit an. Seine Ionisationsfront befindet sich an einer anderen Position, dessen Verschiebung auf der z -Achse dem Laufzeitunterschied zwischen beiden Hauptpulsen entspricht. In Abb. 4.3.a sieht man die vordere Flanke des von rechts kommenden transmittierten Hauptpulses im Zentrum. Der von links kommende reflektierte Hauptpuls kommt mit einer Verzögerung von $\Delta\tau = -600\ \text{fs}$ im Zentrum des Gasjets an. Der Laufzeitunterschied lässt sich durch Verfahren des Strahlteilers in z -Richtung ausgleichen. Der Weg, den der reflektierte Hauptpuls zurück legen muss, wird dadurch verkürzt. Der Strahlteiler wird mit einem Schrittmotor solange verfahren bis beide Hauptpulse den gleichen optischen Weg zum Gasjet zurücklegen. Dies ist der Fall, wenn sich beide Ionisationsfronten in der Mitte treffen (siehe Abb 4.3.b). Beide Abbildungen sind wegen der besseren Anschaulichkeit der Diplomarbeit von Jens Bernhardt [11] entnommen. Da bei der hier beschriebenen Justage immer nur aus einer Richtung geschossen wurde ist der Laufzeitunterschied nicht direkt sichtbar. Die zeitliche Einstellung wurde jedoch nach demselben Prinzip durchgeführt.

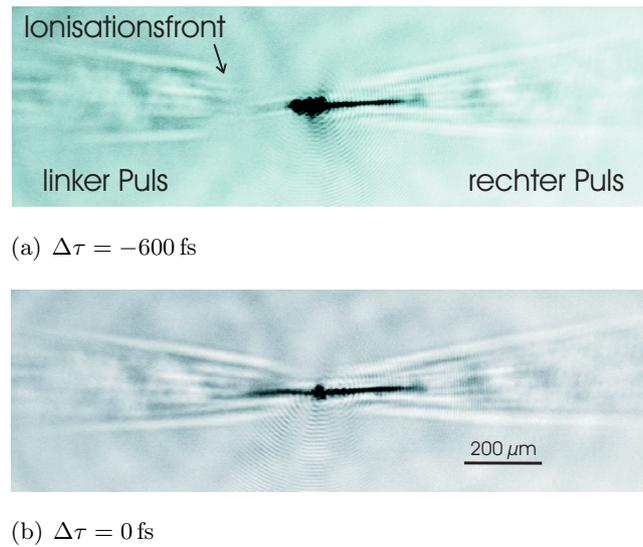


Abb. 4.3: Mit Schattenbildern kann der Laufzeitunterschied $\Delta\tau$ zwischen beiden Pulsen beobachtet werden. Die Verschiebung des Strahlteilers ermöglicht den Ausgleich von $\Delta\tau$.

4.1.2 Positionierung der Mini-Orange

Die Mini-Orange ist an einem Gestell befestigt, das durch Schrittmotoren in alle drei Richtungen verfahren werden kann. Bei der Positionierung der Mini-Orange wird die Spitze der Düse in die Foki der beiden Hauptpulse gefahren.

Für die Ausrichtung in der x - z -Ebene wird die Düse mit einer Kamera durch die Kammerdecke von oben aufgenommen. Zusätzlich ist in den Strahlblocker der Mini-Orange mittig ein Loch hineingebohrt worden (siehe Abb. 4.4). Die Mini-Orange wird mit den Schrittmotoren so lange verschoben, bis man durch das zentrale Loch im Strahlblocker die Düse sieht. Für die Ausrichtung auf der y -Achse wird der frequenzverdoppelte Probepuls verwendet, der genau auf die Spitze der Düse ausgerichtet ist. Außerdem wird seitlich an die Mini-Orange ein Blech mit einem Loch auf der richtigen Höhe angebracht. Die Mini-Orange wird solange in y -Richtung verfahren, bis man durch das Loch im Blech den Schatten der Düsen Spitze sieht.

Danach ist die Position der Mini-Orange mit einer Genauigkeit von 1 mm festgelegt. Abweichungen dieser Größenordnung haben auf die Ablenkung der Positronen keinen signifikanten Einfluss. Im weiteren Verlauf des Experimentes merkt man sich die Position durch das Speichern der Schritte in der Steuerung der Motoren. Das Blech mit dem Loch wird entfernt und das Loch im Strahlblocker mit einem Aluminium-Stöpsel geschlossen. Die Justage muss erst wiederholt werden, wenn die Mini-Orange zwischendurch ausgebaut worden ist.

Die ersten zwei Quadrupole des Quadrupolkanals befinden sich bereits an der richtigen Position am Gestell der Mini-Orange. Die anderen Elemente des Quadrupolkanals, die sich

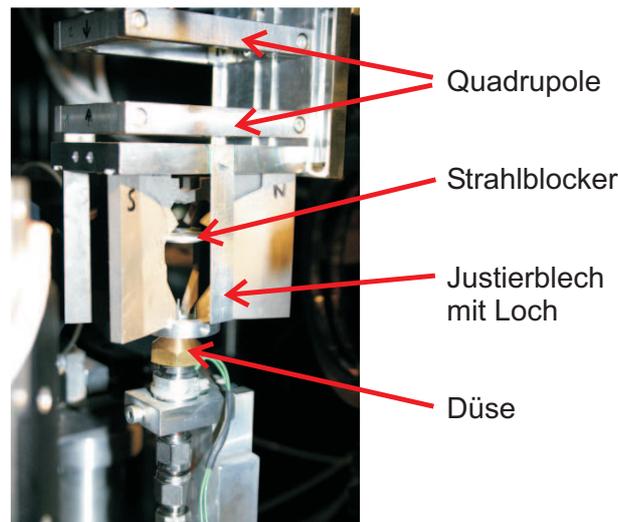


Abb. 4.4: Die Mini-Orange wird mit Hilfe eines Justierblechs in y -Richtung und mit dem Strahlblocker in der x - z -Ebene positioniert.

innerhalb der Kammer befinden, sind in z -Richtung verfahrbar. Sie werden ebenfalls mit der CCD-Kamera auf dem Kammerdach von oben aufgenommen. Befindet sich die Düse beim Verfahren in z -Richtung im Zentrum des Kanals, so ist dieser richtig ausgerichtet. Die Position wird ebenfalls gespeichert.

Nach der Justage von Mini-Orange und des inneren Quadrupolkanals wird die Kamera vom Kammerdach entfernt und der äußere Teil des Quadrupolkanals, das Rohr mit den Quadrupolen, an der Kammeröffnung befestigt. Im Endstück des Rohres wird das Aluminiumblech zur Vernichtung der Positronen fixiert und die Detektoren werden wie in Abb. 3.13 positioniert. Der Aufbau ist nun für die Messung der Positronen vorbereitet.

4.2 Nachweis von Vernichtungsstrahlung

4.2.1 Hintergrundstrahlung

Die erzeugten Positronen sollen bei diesem Experiment indirekt durch Detektion der charakteristischen Vernichtungsstrahlung nachgewiesen werden (siehe Abschnitt 3.3). Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Detektoren zusätzlich jegliche Art von Hintergrundstrahlung messen. Bei diesem Experiment kommen die in den folgenden zwei Abschnitten vorgestellten Quellen in Frage.

Natürliche Hintergrundstrahlung

Die Ursachen für die natürliche Hintergrundstrahlung sind vielfältig. Sie kann unter anderem durch radioaktive Elemente in der Erdoberfläche oder als Ergebnis der Wechselwirkung von kosmischer Strahlung mit Materie in der Atmosphäre entstehen. Die NaI-Detektoren werden zu beliebigen Zeiten von diesen γ -Quanten getroffen.

Der Einfluss der natürlichen Hintergrundstrahlung wird mit der bei der Positronenmessung verwendeten Abschirmung gemessen. Dabei wird alle 5 s ein natürliches Hintergrundereignis detektiert, das die Messung der Vernichtungsstrahlung beeinflusst. Mit dem Gate-Eingang des Zählers lässt sich dieser Wert verringern. Dafür lässt man den Zähler nur dann zählen, wenn mit Vernichtungsstrahlung zu rechnen ist. Man synchronisiert das Zeitfenster mit einer Breite von $10 \mu\text{s}$ auf den eintreffenden Laserpuls. Es wirken sich also nur noch die natürlichen Ereignisse aus, die in diesem Zeitfenster liegen. Der Einfluss der Hintergrundstrahlung wird um das 10^4 -fache abgeschwächt. Bei der Positronenmessung wird also nur noch alle 14 Stunden ein natürliches Hintergrundsignal registriert. Die Detektionsrate ist um eine Größenordnung größer, so dass der Einfluss der natürlichen Hintergrundstrahlung kaum Auswirkungen hat.

Bremsstrahlung

Für die Bremsstrahlung ist dies nicht der Fall. Sie entsteht, wenn die laserbeschleunigten Elektronen im Plasma, im Parabolspiegel oder in anderen Komponenten der Experimentierkammer abgebremst werden. Man kann also davon ausgehen, dass die γ -Quanten der Bremsstrahlung zur selben Zeit entstehen wie die Elektron-Positron-Paare. Die Positronen fliegen mit einer Geschwindigkeit von etwa 75% der Lichtgeschwindigkeit c durch den Ablenkungsaufbau, während sich ein Teil der γ -Quanten der Bremsstrahlung mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung der Detektoren bewegt. Die Detektoren sind einen Meter vom Fokus entfernt, so dass der Laufzeitunterschied zwischen dem Eintreffen der Bremsstrahlung und der Positronen 7,5 ns ist. Die Totzeit der NaI-Detektoren ist mit 200 ns viel zu groß, um die Bremsstrahlung von der Vernichtungsstrahlung der Positronen zu unterscheiden. Die Energien der eintreffenden γ -Quanten werden addiert. Der Einfluss der Bremsstrahlung kann demnach weder durch die Verwendung des Gate-Eingangs am Zähler, noch mit der Koinzidenzeinheit eingeschränkt werden. Die Anzahl der Bremsstrahlungsquanten, die die Detektoren erreichen, lässt sich durch Abschirmung oder durch einen größeren Abstand zwischen Bremsstrahlungsquelle und Detektor verringern.

4.2.2 Abschirmung

Während der Messung hat sich herausgestellt, dass die Abschirmung der Detektoren problematischer ist, als im Vorfeld angenommen. Die erste Messkampagne wurde mit Detektoren durchgeführt, die sich mit einem Abstand von 80 cm zum Gasjet direkt auf dem Kammerdach befanden. Die Bleiabschirmung war nach unten 9 cm, an den Seiten 6 cm und von oben 3 cm stark.

Bei diesem Aufbau wurden die Energien an den Detektoren direkt hinter dem Verstärker mit optimaler Einstellung der relativistischen Kanäle gemessen. Es hat sich gezeigt, dass die Abschirmung bei Weitem nicht ausreicht. Die Detektoren waren bei 30% der Laserschüsse übersteuert. Die zusätzliche Ummantelung der Detektoren mit einer 1 cm Kupferschicht hat ebenfalls keinen messbaren Fortschritt gebracht.

Deshalb wurde die Abschirmung für die folgende Messkampagne unter Verwendung aller Ressourcen maximiert. Dafür wurde der Abstand zum Gasjet auf 110 cm vergrößert und der Bleimantel um eine zusätzliche Schicht von 3 cm Dicke von allen Seiten erweitert. Die resultierende Abschirmung sieht man in Abb. 4.5. Es ist zu sehen, dass nach oben hin kein Platz mehr vorhanden ist und die Abschirmung beinahe an die Deckenbelüftung des Labors stößt. Die Detektoren können demnach nicht weiter vom Gasjet entfernt werden. Außerdem ist die Belastungsgrenze für die Kammerdecke trotz zusätzlicher Aluminiumträger erreicht, so dass weitere Bleischichten ein Sicherheitsrisiko darstellen würden. Mit dieser Abschirmung wurden die folgenden Messwerte aufgenommen.

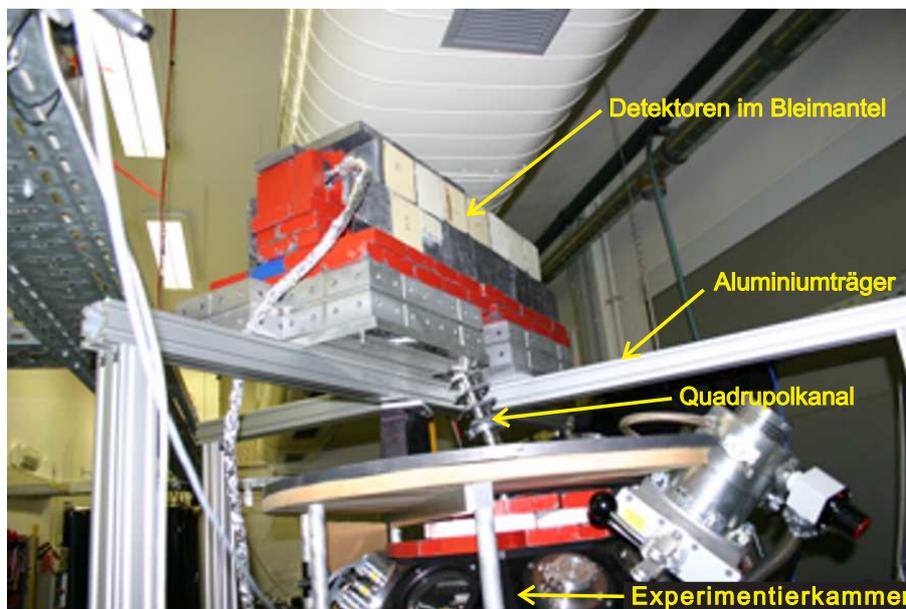


Abb. 4.5: Die Detektoren werden mit einem Bleimantel vor der Bremsstrahlung aus der Experimentierkammer abgeschirmt.

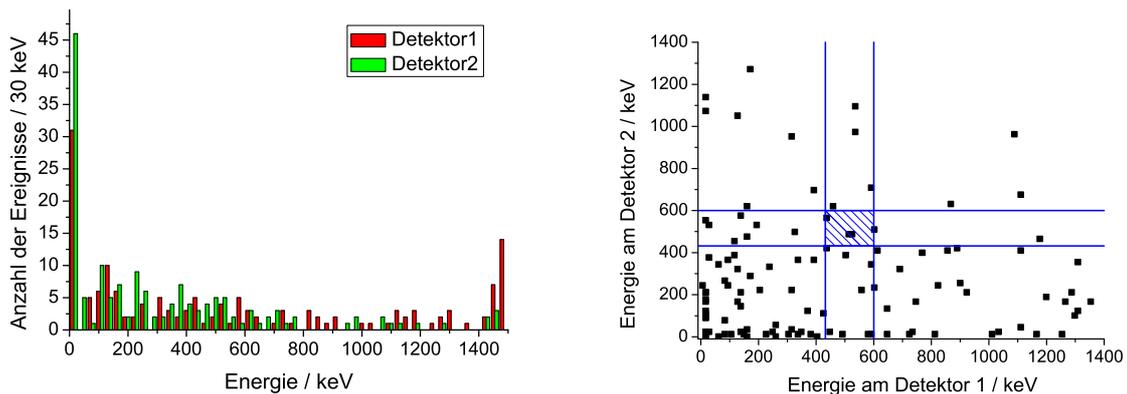
4.2.3 Messwerte

Die Energien der γ -Quanten wurden bei dieser Messung direkt hinter den Verstärkern als Spannungsamplitude \hat{U} mit einem auf den Laserpuls synchronisierten Oszilloskop gemessen. Damit ist man unter Verwendung von Gleichung (3.5) in der Lage bei jedem Laserschuss die Energie an beiden Detektoren zu messen. Dies erlaubt zusätzlich zur Messung der koinzidenten Ereignisse eine genauere Analyse der Messwerte.

Hintergrundmessung

Zunächst wurden die Energien an beiden Detektoren pro Laserschuss ohne Mini-Orange bei voller Laserleistung mit einer Energie von 0,4 J pro Hauptpuls gemessen. Bei dieser Messung wird nur der durch die Brems- und natürliche Strahlung erzeugte Hintergrund detektiert, da die Positronen ohne Mini-Orange und Quadrupolkanal nicht zur Detektionseinheit gelangen können.

Mit optimierten relativistischen Kanälen wurden die in Abb. 4.6 dargestellten Energien gemessen. In Abb. 4.6.a sieht man die Verteilungen der an den Detektoren gemessenen Energien als Blockdiagramm. In Abb. 4.6.b repräsentiert jeder Punkt die an beiden Detektoren gemessene Energie bei einem Laserschuß. Im Folgenden wird diese Darstellung als Korrelation der Detektorenergien bezeichnet. Der blau schraffierte Bereich repräsentiert das Energiefenster, in dem die Vernichtungsstrahlung $E_\gamma = 511$ keV bei optimaler Abschirmung detektiert wird. Die Breite des Energiefensters wird durch die Energieauflösung der NaI-Detektoren bestimmt.



(a) Verteilung der detektierten Energien je nach Detektor

(b) Korrelations-Darstellung: Jeder Punkt repräsentiert eine Laserschuss

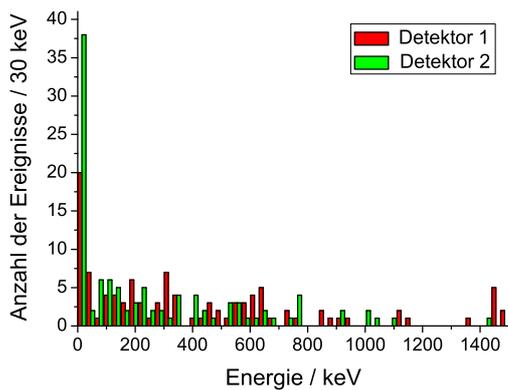
Abb. 4.6: Gemessene Energien an den Detektoren ohne Verwendung der Mini-Orange bei 156 Laserschüssen mit einer Energie von 0,4 J pro Hauptpuls

Es ist zu sehen, dass die Anzahl der detektierten γ -Quanten mit der Energie abfällt. Die γ -Quanten, die von Detektor 1 (rote Balken) registriert werden, haben größere Energien. Der Detektor 1 wurde zudem 21 mal mit Energien von über 1455 keV übersteuert. Ein Grund dafür könnte die Lage über dem Parabolspiegel P2 sein. Auch wenn es theoretisch so sein sollte, dass beide gegenüberliegenden relativistischen Kanäle vergleichbare Elektronenstrahlen erzeugen, ist dies bei diesem Experiment nicht der Fall (siehe Abb. 4.2). Es zeigt sich, dass der von P1 erzeugte relativistische Kanal stärker ist und somit "bessere" Elektronenstrahlen erzeugt. Wenn diese auf den Parabolspiegel P2 treffen, wird eine, im Vergleich zu P1, intensivere Bremsstrahlung erzeugt, die dann von näher gelegenen Detektor 1 detektiert wird. Asymmetrien in der Experimentierkammer könnten ein weiterer Grund sein.

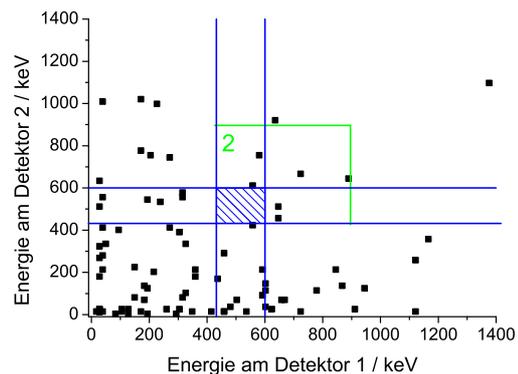
Positronenmessung

Die Messung wird unter denselben Bedingungen mit der Mini-Orange durchgeführt. Als Quellen für die γ -Quanten kommen also die natürliche Hintergrundstrahlung, die Bremsstrahlung und die Vernichtungsstrahlung der Positronen in Frage.

Die Ergebnisse sind in Abb. 4.7 zu sehen. Es sollte zwischen beiden Messungen ein Unterschied zu beobachten sein, der auf die zusätzliche Vernichtungsstrahlung zurückzuführen ist. Es zeigt sich jedoch eine ähnliche Verteilung wie bei der Hintergrundmessung in Abb. 4.6. Zudem sind bei der Hintergrundmessung im Energiefenster für die Vernichtungsstrahlung (in Abb. 4.6.b blau schraffiert) bei 156 Laserschüssen 4 Ereignisse detektiert worden, während



(a) Verteilung der detektierten Energien je nach Detektor



(b) Korrelations-Darstellung: Jeder Punkt repräsentiert einen Laserschuss

Abb. 4.7: Gemessene Energien an den Detektoren unter Verwendung der Mini-Orange bei 105 Laserschüssen mit einer Energie von 0,4 J pro Hauptpuls

bei der Positronenmessung innerhalb des selben Energiefensters mit 105 Laserschüssen kein Ereignis detektiert wurde. Die Hintergrundstrahlung hat somit einen starken Einfluss auf die Messung, der in der folgenden Auswertung untersucht wird. Die Messung wurde nach $156 + 105$ Laserschüssen abgebrochen, da ein Spiegelschaden im Lasersystem aufgetreten ist.

4.3 Auswertung

In der Auswertung der Messergebnisse muss die Auswirkung der Hintergrundstrahlung berücksichtigt werden, da die Zeitauflösung der NaI-Detektoren nicht ausreicht, um die Vernichtungsstrahlung von der Bremsstrahlung zu unterscheiden. Dabei gibt es zwei Effekte, die sich negativ auf die Messung auswirken.

Zum Einen kann ein Hintergrundsignal irrtümlich als Positron aufgefasst werden, obwohl keine Vernichtungsstrahlung vorliegt. Dies ist der Fall, wenn zufällig an beiden Detektoren gleichzeitig Bremsstrahlungsquanten mit einer Energie eintreffen, die im Energiefenster für die Vernichtungsstrahlung liegt. In der Statistik spricht man dabei von Fehlern erster Art (α). Der Irrtum tritt mit der Wahrscheinlichkeit w_α auf.

Zum Anderen wird die Vernichtungsstrahlung möglicher Positronen wegen der Überlagerung mit der Hintergrundstrahlung nicht im Energiefenster detektiert. Dies lässt sich mit

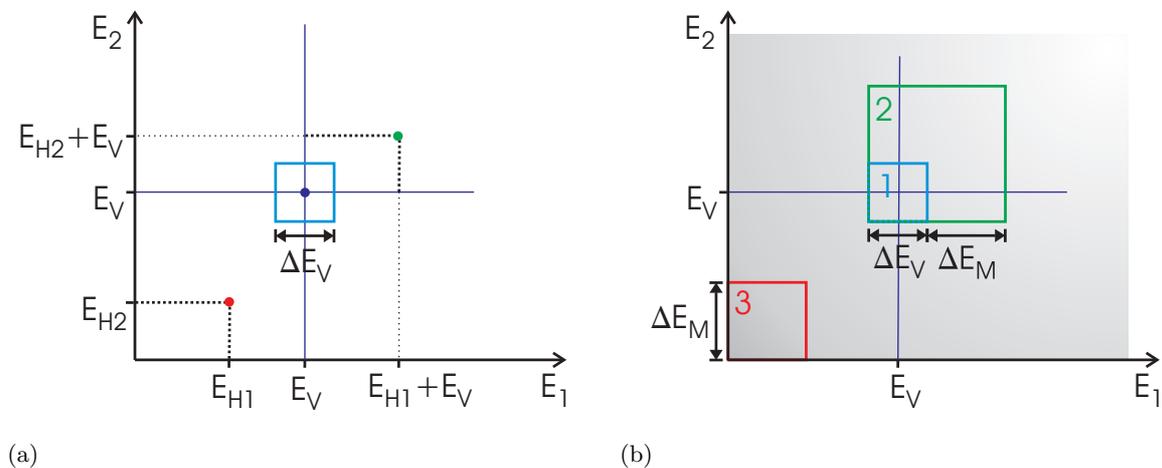


Abb. 4.8: a) An den beiden Detektoren werden die Energien E_1 und E_2 gemessen. Ein detektiertes Ereignis (grün) ist die Summe aus der Energie der Vernichtungsstrahlung E_V (blau) und der jeweiligen Hintergrundstrahlung E_{H1} und E_{H2} (rot). Dieses Ereignis wird nicht als Positron wahrgenommen, wenn es außerhalb des Energiefensters (hellblau) detektiert wird.
b) Das Energiefenster wird um die Energie ΔE_M vergrößert. Bei einer Hintergrundstrahlung (E_{H1}, E_{H2}), die kleiner als ΔE_M ist, wird das Positron trotzdem detektiert.

Hilfe der Korrelation der beiden Detektorenergien beschreiben (siehe Abb. 4.8.a). Ohne Hintergrundstrahlung würde ein vernichtetes Positron als Messpunkt (blau) im hellblau eingezeichnetem Energiefenster registriert werden. Dabei entspricht das Zentrum des Energiefensters der Energie der Vernichtungsstrahlung $E_V = 511 \text{ keV}$ und die Breite des Fensters der Energieauflösung der NaI-Detektoren ($\Delta E_V = 170 \text{ keV}$). Die intensive Bremsstrahlung sorgt dafür, dass beide Detektoren zusätzlich von γ -Quanten unterschiedlicher Energie getroffen werden (E_{H1}, E_{H2}). Die Kombination wird in Abb. 4.8 durch den roten Punkt gekennzeichnet. Als Resultat wird von den Detektoren die Summe beider Energien (grün) detektiert und nicht als Positron wahrgenommen, da es sich außerhalb des Energiefensters befindet. Diese Fehler werden als Fehler zweiter Art (β) bezeichnet und treten mit der Wahrscheinlichkeit w_β auf.

Die Kompensation dieses Effektes erfordert die in Abb. 4.8.b dargestellte Vergrößerung des Energiefensters um die Energie ΔE_M . Als Folge dessen wirken sich Hintergrundsignale (E_{H1}, E_{H2}), die kleiner als ΔE_M sind, nicht mehr negativ auf die Messung aus. Sie werden maximal in den Bereich 2 (grün) in Abb. 4.8.b verschoben und als Positron wahrgenommen. Die Wahrscheinlichkeit für einen Fehler zweiter Art w_β nimmt also ab. Gleichzeitig ist es jedoch so, dass durch die Vergrößerung des Energiefensters die Wahrscheinlichkeit dafür steigt, ein Hintergrundsignal als Positron wahrzunehmen. Die Wahrscheinlichkeit für Fehler erster Art w_α nimmt folglich zu. Für die Bestimmung der Größe des Energiefensters muss also ein Kompromiss aus beiden Effekten gefunden werden.

Im Folgenden wird gezeigt, wie man die beiden Fehler bei der Messung von koinzidenten Ereignissen berechnen kann. Die genaue Untersuchung dieser Effekte erfordert die Kenntnis der Hintergrundverteilung in der Korrelations-Darstellung. Bei diesem Experiment wurde ein Polynom 5-ten Grades an die Messwerte der Hintergrundverteilung in Abb. 4.6.a gefittet und anschließend normiert. Mit den daraus resultierenden normierten Verteilungen $f_1(E_1)$ und $f_2(E_2)$ lässt sich die, in Abb. 4.9 dargestellte Hintergrundverteilung in der Korrelations-Darstellung nach

$$F(E_1, E_2) = f_1(E_1) f_2(E_2) \quad (4.1)$$

berechnen. Die Verteilung $F(E_1, E_2)$ kann auch für zukünftige Experimente bestimmt werden, wenn die normierten Hintergrundverteilungen $f_1(E_1)$ und $f_2(E_2)$ an den Detektoren bekannt sind. Sie ist somit allgemein gültig und kann deshalb bei allen Messungen von koinzidenten Ereignissen verwendet werden, um die Auswirkungen der Hintergrundstrahlung wie folgt zu berechnen.

Wegen der erforderlichen Vergrößerung des Energiefensters um ΔE_M werden alle Hintergrundsignale, die im Bereich 2 liegen, fälschlicherweise als Positronen wahrgenommen (siehe

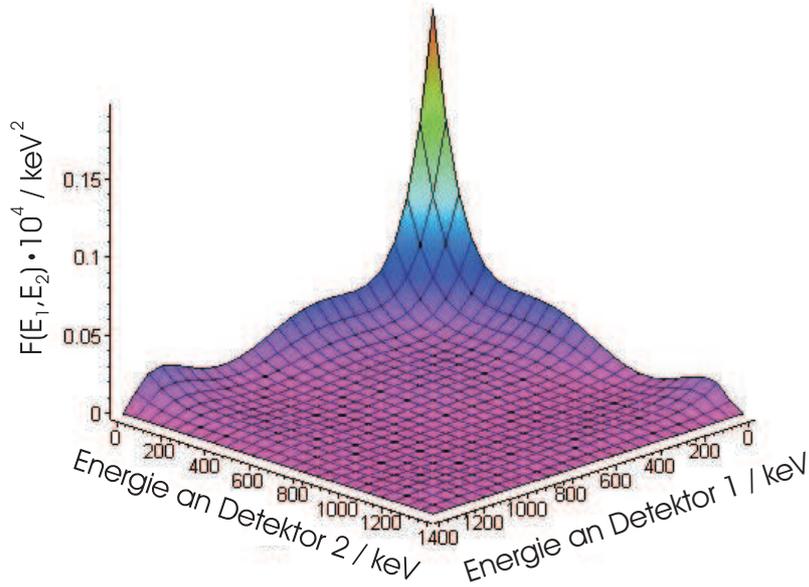


Abb. 4.9: Normierte Hintergrundverteilung für die Korrelation der Energien an beiden Detektoren

Abb. 4.8.b). Die Wahrscheinlichkeit dafür ist durch das Integral über den Bereich 2 gegeben:

$$w_{\alpha}(\Delta E_M) = \int \int_{E_V - \Delta E_V/2}^{E_V + \Delta E_M + \Delta E_V/2} F(E_1, E_2) dE_1 dE_2. \quad (4.2)$$

Aufgrund der Symmetrie beziehen sich die Integrationsgrenzen, wie bei allen Integralen in diesem Abschnitt, auf beide Energien.

Ein vorhandenes Positron wird als solches wahrgenommen, wenn das Signal der Vernichtungsstrahlung trotz Hintergrundstrahlung innerhalb des Energiefensters der Breite $\Delta E_V + \Delta E_M$ verschoben wird. Dies trifft auf jeden Fall zu, wenn sich das Hintergrundsignal (E_{H1}, E_{H2}) im Bereich 3 befindet (siehe Abb. 4.8.b). Wegen der Energieauflösung der Detektoren werden γ -Quanten der Energie $E_{Hi} + E_V$ mit der Wahrscheinlichkeit

$$g_i(E_i, E_{Hi}) = \frac{1}{b\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E_i - E_V - E_{Hi})^2}{2b^2}\right) \quad (4.3)$$

als Energie E_i von den Detektoren ($i = 1$ oder 2) wahrgenommen. Dabei ist $b = 72$ keV die Standardabweichung der auf Eins normierten Gauß'schen Glockenkurve für die NaI-Detektoren (siehe Abschnitt 3.3.2). Es kann somit vorkommen, dass die Summe aus Hintergrund- und Vernichtungsstrahlung innerhalb des Energiefensters detektiert wird, obwohl das Hintergrundsignal außerhalb von Bereich 3 liegt.

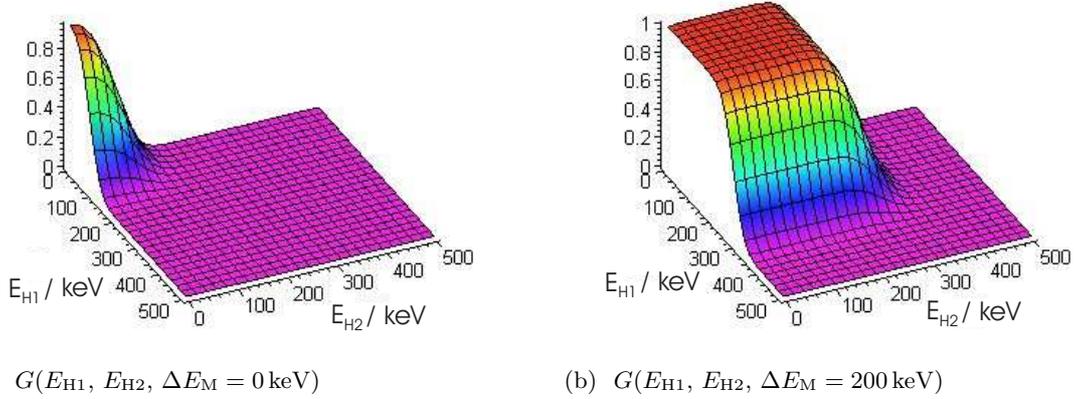


Abb. 4.10: Die Wahrscheinlichkeit, Positronen trotz der Hintergrundstrahlung (E_{H1}, E_{H2}) im Energiefenster der Breite $\Delta E_V + \Delta E_M$ nachzuweisen, ist durch $G(E_{H1}, E_{H2}, \Delta E_M)$ gegeben.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Positron trotz der Hintergrundstrahlung (E_{H1}, E_{H2}) im Energiefenster mit der Breite $\Delta E_V + \Delta E_M$ nachzuweisen, lässt sich unter Verwendung von Gleichung (4.3) durch

$$G(E_{H1}, E_{H2}, \Delta E_M) = \int \int_{E_V - \Delta E_V/2}^{E_V + \Delta E_M + \Delta E_V/2} g_1(E_1, E_{H1}) g_2(E_2, E_{H2}) dE_1 dE_2 \quad (4.4)$$

berechnen. Die Funktion $G(E_{H1}, E_{H2}, \Delta E_M)$ ist in Abb. 4.10 für verschiedene ΔE_M dargestellt. Die Grenzen des Bereiches 3 aus Abb. 4.8.b. verschwimmen.

Unter Berücksichtigung der Hintergrundverteilung $F(E_1, E_2) = F(E_{H1}, E_{H2})$ wird die Wahrscheinlichkeit, ein Positron trotz Hintergrundstrahlung zu messen, durch

$$w_{\beta}(\Delta E_M) = \int \int_0^{\infty} G(E_{H1}, E_{H2}, \Delta E_M) F(E_{H1}, E_{H2}) dE_{H1} dE_{H2} = 1 - w_{\beta}(\Delta E_M) \quad (4.5)$$

bestimmt. In Abb. 4.11 sind die nach Gleichung (4.5) und Gleichung (4.2) numerisch berechneten Ergebnisse der Wahrscheinlichkeiten w_{α} und w_{β} für die Hintergrundstrahlung bei diesem Experiment eingezeichnet. Es bestätigt sich der angenommene Verlauf: Mit Vergrößerung des Energiefensters ΔE_M nimmt die Wahrscheinlichkeit w_{β} ab ein mögliches Positron nicht im Energiefenster zu detektieren. Jedoch führt die Vergrößerung dazu, dass die Wahrscheinlichkeit w_{α} fälschlicherweise ein Hintergrundsignal als Positron aufzufassen steigt.

Mit den numerisch berechneten Wahrscheinlichkeiten kann man eine Aussage treffen, ob die Positronenmessung trotz Hintergrundstrahlung ($F(E_{H1}, E_{H2})$) praktikabel ist. Dafür muss man in der Lage sein, die irrtümlich als Positronen wahrgenommenen γ -Quanten von den tatsächlichen Positronen zu unterscheiden. Dies ist der Fall, wenn die Rate der Positronen,

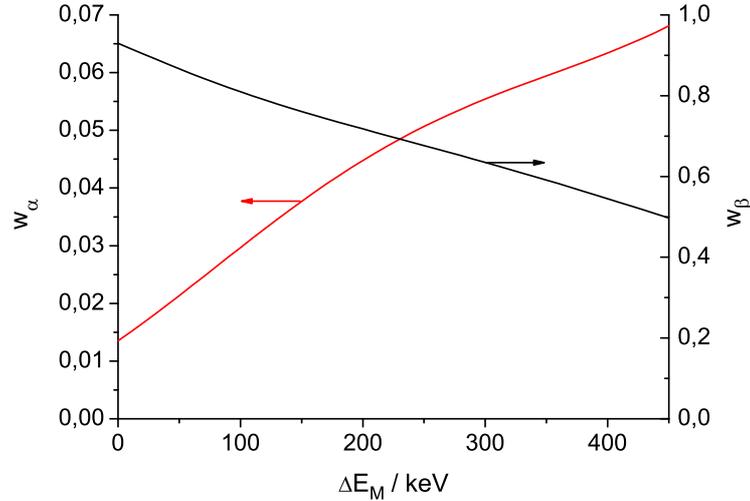


Abb. 4.11: Mit der Vergrößerung des Energiefensters um ΔE_M fällt die Wahrscheinlichkeit w_β (schwarz), dass ein vernichtetes Positronen nicht als solches nachgewiesen wird. Andererseits steigt die Wahrscheinlichkeit w_α (rote Linie) Hintergrundstrahlung fälschlicherweise als Positron im Energiefenster zu detektieren.

die detektiert werden mindestens in der Größenordnung der Fehlerrate \dot{N}_f liegt. Die Relation

$$\dot{N}_f = w_\alpha f_{\text{rep}} \leq w_\beta \dot{N}_{\text{det}} = w_\beta T \varepsilon \dot{N}_0 \quad (4.6)$$

muss also erfüllt werden. Bei idealer Abschirmung ($w_\beta(\Delta E_M = 0) = 1$ und $w_\alpha(\Delta E_M = 0) = 0$) ist die Bedingung erfüllt. Von einer idealen Abschirmung kann man in der Realität nicht ausgehen, so dass man die Relation für den Einzelfall prüfen muss. Dies wird im Anschluss für dieses Experiment durchgeführt.

Ohne Vergrößerung des Energiefensters ($\Delta E_M = 0$) werden mit einer Fehlerrate von $\dot{N}_f = 0,13 \text{ s}^{-1}$ Hintergrundsignale als Positronen wahrgenommen. Mit den Detektionsraten aus Tab. 3.2 ist $w_\beta \dot{N}_{\text{det}} = 0,07 \cdot 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} = 7,7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Es ist somit um das 1748-fache wahrscheinlicher, fälschlicherweise Hintergrundstrahlung als ein Positron zu detektieren. Selbst die Vergrößerung des Energiefensters auf $\Delta E_M = 300 \text{ keV}$ führt nur zu einer kleinen Verbesserung, da ein fehlerhaftes Ereignis immer noch 1388 mal wahrscheinlicher ist. Es zeigt sich bereits hier, dass der Hintergrund zu stark ist, um Positronen nachweisen zu können.

Dennoch wird im folgenden statistisch untersucht, ob Vernichtungsstrahlung gemessen worden ist. Dafür werden die Wahrscheinlichkeiten w_α und w_β bei einer Vergrößerung von $\Delta E_M = 300 \text{ keV}$ mit dem jeweiligen Fehler berechnet. Die Fehler werden mit den selben Integralen wie die Wahrscheinlichkeiten berechnet. Es werden stattdessen die jeweiligen posi-

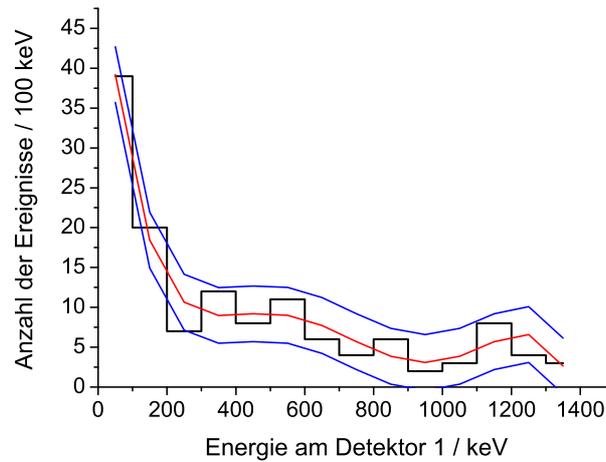


Abb. 4.12: Für die Berechnung der Integrale werden an die Messwerte (schwarz) gefittete Polynome (rot) verwendet. Die Fehler werden mit den Grenzen der Verteilung (blau) bestimmt.

tiven bzw. negativen Grenzen der Verteilungen verwendet. Als Beispiel sind in Abb. 4.12 die Grenzen für die Hintergrundverteilung am Detektor 1 eingezeichnet. Hier liegen die Messwerte (schwarz) innerhalb der Grenzen (blau), die durch sich durch Verschiebung des gefitteten Polynoms (rot) ergeben. Eine genauere Analyse des Fehler ist bei einer Messung die nur mit 156 Laserschüssen durchgeführt wurde nicht möglich. Für die Messung des Hintergrundes ergeben sich die folgenden Wahrscheinlichkeiten:

$$w_{\alpha} = 0,054_{-0,041}^{+0,029} \quad \text{und} \quad w_{\beta} = 0,37_{-0,17}^{+0,30}$$

Bei der Positronenmessung wurden die laserbeschleunigten Elektronenstrahlen $N = 105$ mal zur Kollision gebracht. Aufgrund der Hintergrundstrahlung müssten demnach $w_{\alpha} \cdot N = 5,7$ Hintergrundsignale im Energiefenster für die Vernichtungsstrahlung detektiert werden. Tatsächlich sind in der Korrelations-Darstellung, in Abb. 4.7 sechs Ereignisse im grün eingezeichneten Energiefenster zu finden. Dies liegt im Fehlerbereich der Hintergrundstrahlung. Erst ab neun Ereignissen kann man davon ausgehen, dass ein Positron vernichtet worden ist. Es kann folglich nicht mit Sicherheit gesagt werden ob ein Positron gemessen worden ist. Falls dennoch ein Positron detektiert wurde, liegt dieses im Fehlerintervall der Hintergrundstrahlung.

Es lässt sich also definitiv sagen, dass die Abschirmung trotz maximaler Ausnutzung der Ressourcen bei weitem nicht ausreichend war, um die seltene Vernichtungsstrahlung der Positronen separieren und messen zu können. Erschwerend kommt hinzu, dass die Anzahl der Kollisionen nicht ausreicht, um eine genaue Aussage über die Anzahl der erzeugten Positronen machen zu können.

5 Aussicht

Aus den Messergebnissen und den basierenden Abschätzungen für die Reaktions- und Detektionsrate wird deutlich, dass es nicht praktikabel ist, dieses Experiment mit dem an den JETI angeschlossenen Zweistrahlaufbau durchzuführen. Dies ist auf drei Ursachen zurückzuführen:

1. Die Energie und Ladung der laserbeschleunigten Elektronenstrahlen reicht nicht aus, um eine detektierbare Anzahl von Elektron-Positron-Paaren zu erzeugen.
2. Aufgrund des begrenzten Raumes kann nur ein kleiner Teil der mit kontinuierlicher Energie- und Winkelverteilung erzeugten Positronen zur Detektionseinheit geführt und dort als Vernichtungsstrahlung nachgewiesen.
3. Die Abschirmung der Detektoren ist bei Weitem nicht ausreichend, um die Vernichtungsstrahlung von der Hintergrundstrahlung aus der Experimentierkammer zu unterscheiden.

Diesen Ursachen kann man in Zukunft an anderen Photon-Collidern entgegenwirken und das Verfahren dennoch erfolgsversprechend durchführen.

Lasersystem

Im Rahmen des Gemini-Projekts wird derzeit am Rutherford Appleton Laboratory der bereits vorhandene Astra-Laser zu einem Photon-Collider erweitert. Mit ihm wird man in einigen Jahren in der Lage sein, Laserpulse mit einer Energie von 15 J und einer Pulslänge von 30 fs kollidieren zu lassen [34]. Unter Verwendung derartiger Pulse können nach [35] monoenergetische Elektronenstrahlen mit einer Energie von 1 GeV und einer Ladung von 3 nC erzeugt werden. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Positron-Paare lässt sich wie in Abschnitt 2.3 berechnen. Nimmt man an, dass die Strahlen einen Radius von $2,5 \mu\text{m}$ haben, so entstehen bei der Kollision solcher Elektronenstrahlen allein durch Elektron-Elektron-Stöße $1,6 \cdot 10^3$ Positronen pro Laserschuss. Falls die Elektronenstrahlen einen Weg von 5 mm in einem Plasma

der Dichte $n_{ion} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zurücklegen, werden $9,5 \cdot 10^5$ Positronen pro Laserschuss durch Elektron-Ion-Stöße erzeugt. Es ist also davon auszugehen, dass $10^3 - 10^5$ mal mehr Positronen entstehen als beim Zweistrahlaufbau am JETI.

Positronenführung und Detektion

Die Detektion der Positronen kann zusätzlich verbessert werden, indem man eine Experimentierkammer verwendet, die mehr Platz zur Verfügung stellt. Damit ist man in der Lage, für die Ablenkung der Positronen größere Magneten einzusetzen. Nach Gleichung (3.4) könnten somit Positronen mit höheren Energien von ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung entlang der Laserachse (z-Achse) abgelenkt werden. Des Weiteren kann man sich andere Konzepte für die Führung der Positronen überlegen, da man diese nicht wie bei diesem Experiment zwingend mit einem Quadrupolkanal durch das kleine Loch in der Kammerdecke führen müsste. Dafür kann die kann zusätzlich denn Effekt ausnutzen der sich in Abb. 2.7.a andeutet: mit steigender Energie der kollidierenden Elektronen werden der Anteil der Positronen, die in Laserrichtung emittiert werden immer größer. Damit wird die Führung der Positronen stark vereinfacht, da nur noch kleine Emissionswinkel berücksichtigt werden müssen.

In Abb. 5.1 wird eine einfache aber gerade deshalb praktikable Möglichkeit zur Führung der Positronen gezeigt. Dafür werden zwei dreieckige Permanentmagnete mit einer Kantenlänge von 10 cm gegenübergestellt und außen mit einem Joch verbunden. In Abb. 5.1.a ist die resultierende Feldverteilung zwischen den Magneten dargestellt. Positronen, die auf der z-Achse ins Magnetfeld eindringen werden um 90° in y-Richtung abgelenkt. Dabei legen sie je nach Energie unterschiedliche Wege zurück (siehe Abb. 5.1.b). Die Positronen mit niedrigen Energien (blau) werden sofort abgelenkt, die mit höheren Energien (rot) legen einen längeren Weg zurück und verlassen die Anordnung erst später in y-Richtung. Mit einer geeigneten Anordnung von Detektoren lässt sich so die Energieverteilung messen. Es zeigt sich, dass Energien von 0,1 MeV bis zu 2,5 MeV um 90° umgelenkt und somit detektiert werden können. Im Vergleich dazu konnten von der Mini-Orange maximal 0,35 MeV abgelenkt werden. Mit diesem Beispiel soll gezeigt werden, dass es unter anderen Bedingungen grundsätzlich möglich ist, einen größeren Anteil von Positronen aus dem Kollisionsbereich zu den Detektoren zuführen. Mit mehr Platz und kleineren Emissionswinkeln könnte auch das Konzept der Mini-Orange effektiver ausgenutzt werden. Die Transmission des Ablenkungsaufbaus kann somit unter anderen Bedingungen um eine Größenordnung gesteigert werden.

Durch Verwendung mehrerer Detektoren lässt sich zudem die Effizienz des Detektionssystems erhöhen. Jede zusätzliche Anordnung von zwei in Koinzidenz geschalteten NaI-Detektoren erhöht die Effektivität um 5%. Somit kann man die Effizienz je nach Aufwand und Platz auf 10-30% heraufgesetzt werden.

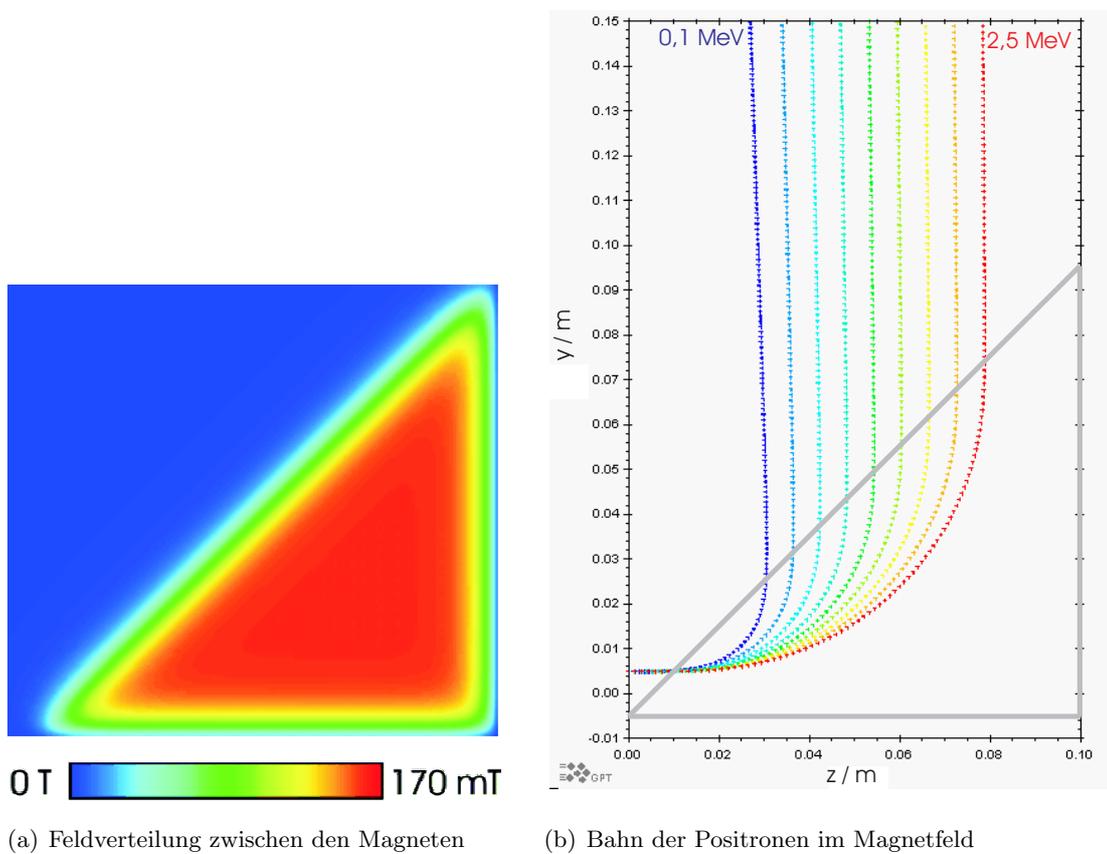


Abb. 5.1: Alternativ können zur Ablenkung der Positronen zwei gegenüberliegende dreieckige Magnete (grau), die mit einem Joch verbunden sind verwendet werden. Positronen mit Energien von 0,1 MeV (blau) bis 2,5 MeV (rot) werden vom Magnetfeld in y -Richtung gelenkt.

Das Produkt aus der Transmission der Positronenführung T und der Effizienz der Detektion ε lässt sich so um fast zwei Größenordnungen verbessern. Insgesamt ist es demnach möglich ca. 2% der erzeugten Positronen zu detektieren. Im Vergleich dazu werden bei diesem Experiment 0,05% detektiert. Bei der Kollision, der beim Gemini Projekt erzeugten Elektronenstrahlen ($Q = 3 \text{ nC}$, $E = 1 \text{ GeV}$, $r = 2,5 \mu\text{m}$) lassen sich mit der verbesserten Positronenführung und Detektion pro Laserschuss 32 Positronen detektieren.

Bei derart hohen Erzeugungsraten kann man den Radius der Elektronenstrahlen direkt messen, indem man einen Elektronenstrahl an einer festen Position lässt, während der andere in der x - y -Ebene verschoben wird. Durch gleichzeitige Messung der erzeugten Positronen lässt sich der Radius direkt bestimmen ohne noch zusätzlich die Ladung der Elektronenstrahlen messen zu müssen.

Abschirmung

Auch wenn die Durchführung dieses Experimentes an einem stärkeren Photon-Collider in Zukunft realistisch erscheint, wird die Hintergrundstrahlung dabei ebenfalls ein Problem darstellen. Die Bremsstrahlung wird bei solchen Experimenten um ein Vielfaches stärker sein, da eine größere Anzahl von Elektronen auf die 20-fache Energie beschleunigt werden. Die Verhinderung der gleichzeitigen Detektion von Vernichtungs- und Bremsstrahlung stellt somit die selbe Herausforderung wie bei diesem Experiment dar. Für die Lösung gibt es zwei Ansätze.

Zum Einen kann man die Anzahl der Bremsstrahlungsquanten, die an den Detektoren ankommen minimieren. Dies lässt sich durch eine stärkere Abschirmung unter Verwendung unterschiedlicher Materialien und durch die Vergrößerung des Abstandes vom den Detektoren zur Strahlungsquelle erreichen. Dabei ist jedoch zu bedenken, dass die Vergrößerung des Abstandes gleichzeitig eine Minderung der Transmission des Aufbaus zur Ablenkung der Positronen zur Folge hat. Bei diesem Experiment wird dies deutlich, wenn man sich die Werte aus Tabelle 3.1 anschaut. Die Transmission nimmt um ca. 35% ab wenn man den Kanal von 74 cm auf 109 cm verlängert. Bei zukünftigen Experimenten ist demnach die Konzeption eines Aufbaus gefordert, der Positronen mit unterschiedlichen Energien über Distanzen von einigen Metern zu den Detektoren führen kann. Zusätzlich kann man sich überlegen die beschleunigten Elektronen nach der Kollision mit einem Magnetfeld auf Plastik zu lenken, da beim Abbremsen der Elektronen in Materialien mit einer kleinen Kernladungszahl Bremsstrahlungsquanten mit weniger Energie entstehen.

Zum Anderen kann man dafür sorgen, dass die Bremsstrahlung zeitlich von der Vernichtungsstrahlung unterschieden werden kann. Dafür bietet sich der Einsatz von Plastik Szintillatoren an, da diese mit einer Totzeit von 2-7 ns weitaus schneller sind als die NaI-Detektoren. Sie besitzen allerdings eine um das vierfache kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit und sind deshalb nur praktikabel, wenn die Detektionseinheit von vielen Positronen erreicht wird. Des Weiteren ist es möglich den Weg der Positronen zum Detektor zu verlängern. Für die Erzeugung einer Zeitdifferenz von 200 ns ist jedoch eine Führung über 15 m hinweg nötig. Wie im vorherigen Absatz gezeigt wird, ist die einfache Verlängerung des Quadrupolkanals problematisch. Es ist dennoch denkbar die Positronen z.B. mit Hilfe einer magnetischen Flasche zu "speichern" und erst wieder frei zu geben, wenn das Hintergrundsignal abgeklungen ist.

Wie die Überlegungen in diesem Abschnitt zeigen, ist die praktikable Anwendung des Verfahrens in Zukunft an einem leistungsfähigeren Lasersystem möglich. Der Aufwand, der dafür getrieben werden muss ist allerdings noch größer als bei dem hier vorgestellten, ohnehin komplexen Experiment. Angefangen bei der Führung der Positronen bis hin zur Abschirmung der Hintergrundstrahlung müssten alle Komponenten des Versuchsaufbaus optimiert werden.

6 Zusammenfassung

Mit Hilfe des Zweistrahlaufbaus wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit erstmalig die Kollision von laserbeschleunigten Elektronenstrahlen im Plasma realisiert (siehe Abb. 4.2). Die Ladung und Energie der kollidierenden Elektronenstrahlen reicht prinzipiell aus, um Positronen zu erzeugen. Es wurde abgeschätzt, dass bei diesem Experiment 0,3 Positronen pro Sekunde durch Elektron-Elektron-Stöße und 2,3 Positronen pro Sekunde durch Elektron-Ion-Stöße entstehen. Für deren Detektion wurde der Zweistrahlaufbau durch einen Aufbau zur Ablenkung der Positronen und ein Detektionssystem zum Nachweis von Vernichtungsstrahlung erweitert. Die einzelnen Komponenten wurden unter den Bedingungen bei der Positronenmessung getestet. Anhand der Messungen und durch zusätzlichen Simulationen hat sich herausgestellt, dass 0,05% der erzeugten Positronen tatsächlich detektiert werden können. Die Detektion von Positronen aus dem Plasma ist bei diesem Experiment demzufolge möglich und wurde im Rahmen zweier Messkampagnen versucht.

Bei der Wechselwirkung der laserbeschleunigten Elektronen mit den Atomen der Parabolspiegel entsteht allerdings bei jedem Laserschuss intensive Bremsstrahlung, die gleichzeitig mit der Vernichtungsstrahlung der Positronen an den Detektoren eintrifft. Dies führt zur Verfälschung der Messergebnisse, da die NaI-Detektoren beide Strahlungsquellen nicht voneinander unterscheiden können. Bei der Durchführung und Auswertung des Experimentes hat sich gezeigt, dass die Abschirmung der Detektoren ein Problem darstellt, welches mit unseren Mitteln nicht gelöst werden kann. Deshalb konnte das Experiment unter den gegebenen Voraussetzungen leider nicht erfolgreich durchgeführt werden.

Eine erfolgsversprechende Anwendung dieses Verfahrens ist in Zukunft mit dem im Bau befindlichen Photon-Collider am Rutherford Appleton Laboratory möglich (Gemini-Projekt). Mit ihm wird man in der Lage sein Elektronenstrahlen zu erzeugen, deren Energie und Ladung zur Erzeugung einer detektierbaren Anzahl von Positronen ausreicht. Zudem kann der Anteil der detektierbaren Positronen erhöht werden, indem man mehr Platz und Mittel für die Detektion und Abschirmung zur Verfügung stellt.

Literaturverzeichnis

- [1] REMINGTON, B. A. ; ARNETT, D. ; DRAKE, R. P. ; TAKABE, H.: Experimental astrophysics Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers. In: *Science* 284 (1999), Mai, Nr. 5419, S. 1488–1493
- [2] SCHWOERER, H. ; GIBBON, P. ; DÜSTERER, S. ; BEHRENS, R. ; ZIENER, C. ; REICH, C. ; SAUERBREY, R.: MeV x-rays and photoneutrons from femtosecond laser produced plasmas. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 2317–2320
- [3] DITMIRE, T. ; ZWEIBACK, J. ; YANOVSKY, V. P. ; COWAN, T. E. ; HAYS, G. ; WHARTON, K. B.: Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters. In: *Nature* 398 (1999), April, Nr. 6727, S. 489–492
- [4] TAJIMA, T. ; DAWSON, J. M.: Laser Electron Accelerator. In: *Physical Review Letters* 43 (1979), Nr. 4, S. 267–270
- [5] SCHWOERER, H. ; PFOTENHAUER, S. ; JÄCKEL, O. ; AMTHOR, K. U. ; LIESFELD, B. ; ZIEGLER, W. ; SAUERBREY, R. ; LEDINGHAM, K. W. D. ; ESIRKEPOV, T.: Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. In: *Nature* 439 (2006), Januar, Nr. 7075, S. 445–448
- [6] LEEMANS, W. P. ; NAGLER, B. ; GONSALVES, A. J. ; TOTH, C. ; NAKAMURA, K. ; GEDDES, C. G. R. ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C. B. ; HOOKER, S. M.: GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. In: *Nature Physics* 2 (2006), Oktober, Nr. 10, S. 696–699
- [7] LIESFELD, Ben: *A Photon Collider at Relativistic Intensity*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2006
- [8] SCHLENVOIGT, Hans-Peter: *Thomson-Rückstreuung von Laser-erzeugten relativistischen Elektronen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005

- [9] SCHWOERER, H. ; LIESFELD, B. ; SCHLENVOIGT, H. P. ; AMTHOR, K. U. ; SAUERBREY, R.: Thomson-backscattered x rays from laser-accelerated electrons. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Januar, Nr. 1, S. 014802
- [10] HAUPT, Kerstin: *Ein Experiment zur Paaerzeugung durch Kollision laserbeschleunigter Elektronen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2006
- [11] BERNHARDT, Jens: *Aufbau eines Experimentes zur Überlagerung zweier gegenläufiger intensiver Laserpulse*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005
- [12] LAU, Y. Y. ; HE, F. ; UMSTADTER, D. P. ; KOWALCZYK, R.: Nonlinear Thomson scattering: A tutorial. In: *Physics Of Plasmas* 10 (2003), Mai, Nr. 5, S. 2155–2162
- [13] SUN, G. Z. ; OTT, E. ; LEE, Y. C. ; GUZDAR, P.: Self-focusing of short intense pulses in plasmas. In: *Physics Of Fluids* 30 (1987), Februar, Nr. 2, S. 526–532
- [14] ESAREY, E. ; SPRANGLE, P. ; KRALL, J. ; TING, A.: Overview of plasma-based accelerator concepts. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 24 (1996), April, Nr. 2, S. 252–288
- [15] HIDDING, B. ; AMTHOR, K.-U. ; LIESFELD, B. ; SCHWOERER, H. ; KARSCH, S. ; GEISLER, M. ; VEISZ, L. ; SCHMID, K. ; GALLACHER, J. G. ; JAMISON, S. P. ; JAROSZYNSKI, D. ; PRETZLER, G. ; SAUERBREY, R.: Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 10, S. 105004
- [16] PUKHOV, A. ; VEHN, J. Meyer-ter: Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. In: *Applied Physics B* 74 (2002), S. 355–361
- [17] BUDNEV, V. M. ; GINZBURG, I. F. ; MELEDIN, G. V. ; SERBO, V. G.: The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. In: *Physics Reports* 15 (1975), Januar, Nr. 4, S. 181–282
- [18] GREINER, W. ; REINHARDT, J.: *Quantum Elektrodynamics*. Bd. 2. Springer Verlag, 1996
- [19] GAHN, C. ; TSAKIRIS, G. D. ; PRETZLER, G. ; WITTE, K. J. ; THIROLF, P. ; HABS, D. ; DELFIN, C. ; WAHLSTROM, C. G.: Generation of MeV electrons and positrons with femtosecond pulses from a table-top laser system. In: *Physics Of Plasmas* 9 (2002), März, Nr. 3, S. 987–999
- [20] GREINER, W.: *Relativistische Quantenmechanik*. Bd. 2. Harri Deutsch Verlag, 1987
- [21] GREINER, W. ; J.RAFELSKI: *Spezielle Relativitätstheorie*. Bd. 3. Harri Deutsch Verlag, 1992
- [22] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin, New York, 2002

- [23] SHEARER, J. W. ; GARRISON, J. ; WONG, J. ; SWAIN: Pair Production by relativistic electrons from an intense laser focus. In: *Physical Review A* 8 (1973), Nr. 3, S. 1582–1588
- [24] GRYAZNYKH, D. A.: Cross section for the production of electron-positron pairs by electrons in the field of a nucleus. In: *Physics Of Atomic Nuclei* 61 (1998), März, Nr. 3, S. 394–399
- [25] ZIENER, Christian: *Aufbau eines 12 Terawatt Titan:Saphir-Lasers zur effizienten Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung*, Friedrich-Schiller-Universität-Jena, Diss., 2001
- [26] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Optics Communications* 56 (1985), Nr. 3, S. 219–221
- [27] AMTHOR, Kay-Uwe: *Plasmadiagnose in Experimenten zur Wechselwirkung intensiver Laserimpulse mit Materie*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2002
- [28] CST - Computer Simulation Technology: *CST EM Studio - Static and low frequency design and analysis*. 2003
- [29] GEER, S.B. van d. ; LOOS, M.J. de: *General Particle Tracer, User Manual Version 2.70*. Pulsar Physics, De Bongerd 23, NL-3762 XA Soest, The Netherlands
- [30] KLINKEN, J. van ; WISSHAK, K.: Conversion electrons separated from high background. In: *Nuclear Instruments and Methods* 98 (1972), S. 1
- [31] KLINKEN, J. van ; BALANDA, A. ; HOOGRUIN, J. M. ; KAPER, H ; MEIRING, W. J.: Positron-electron pair spectrometry with selective mini-orange devices. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 320 (1992), S. 508
- [32] SCHATZ, G. ; WEIDINGER, A.: *Nukleare Festkörperphysik*. B. G. Teubner Stuttgart, 1992
- [33] AMTHOR, Kai-Uwe: *Laser plasma accelerators for charged particles*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2006
- [34] HOOKER, C. J. ; COLLIER, J. L. ; CHEKHLOV, O. ; CLARKE, R. ; DIVALL, E. ; ERTEL, K. ; FELL, B. ; FOSTER, P. ; HANCOCK, S. ; LANGLEY, A. ; NEELY, D. ; SMITH, J. ; WYBORN, B.: The Astra Gemini project A dual-beam petawatt Ti : Sapphire laser system. In: *Journal de Physique IV* 133 (2006), Juni, S. 673–677
- [35] GORDIENKO, S. ; PUKHOV, A.: Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons. In: *Physics Of Plasmas* 12 (2005), April, Nr. 4, S. 043109
- [36] LOHRMANN, E.: *Hochenergiephysik*. B.G. Teubner Stuttgart, 1992

A Anhang

A.1 Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt, Luminosität und Reaktionsrate

Der bei Streuexperimenten auftretende Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt, der Luminosität und der daraus resultierenden Reaktionsrate wird im folgenden anhand von Abb. A.1 erklärt.

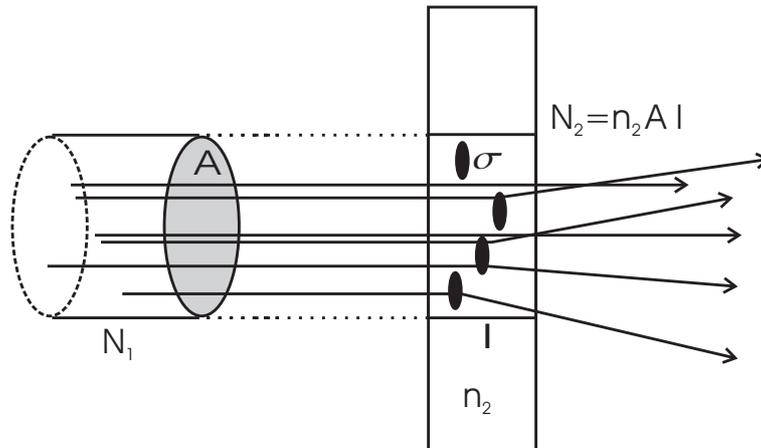


Abb. A.1: Skizze zur Herleitung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit

Die Teilchen (1) treffen auf der Fläche A das aus Teilchen (2) bestehende, Target. Es kommt zur Wechselwirkung, falls ein Teilchen (1) auf den Wechselwirkungsbereich (Wirkungsquerschnitt $[\sigma] = m^2$) eines Teilchens (2) trifft. Der Wirkungsquerschnitt hängt von der Wechselwirkung ab und repräsentiert im Allgemeinen nicht die räumliche Ausdehnung des Teilchens. Nimmt man an, dass Teilchen (1) beim Durchlaufen des Targets maximal eine Wechselwirkung erfährt, So ist die gesamte Wechselwirkungsfläche $A_{ww} = n_2 A l \sigma$. Dabei ist l die Dicke und n_2 die Dichte des Targets. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen (1)

mit einem Teilchen (2) des Targets kollidiert ist dann durch

$$w = \frac{A_{\text{ww}}}{A} = \sigma n_2 l = \frac{N_2 \sigma}{A} \quad (\text{A.1})$$

gegeben. Die gesamte Anzahl der Wechselwirkungen bzw. Reaktionen ist dann $N_{\text{R}} = N_1 w$.

Bei diesem Experiment ist N_{R} die Anzahl der entstehenden Elektron-Positron-Paare. Die Anzahl der Reaktionen pro Zeit ist die als

$$\dot{N}_{\text{R}} = \sigma L \quad (\text{A.2})$$

definierte Reaktionsrate. Unter Verwendung von Gleichung (A.1) lässt sich die Reaktionsrate für verschiedene Wirkungsquerschnitte berechnen. Wird ein festes Target kontinuierlich mit dem Teilchenfluß ϕ beschossen, so ist

$$\dot{N}_{\text{R}} = \frac{dN_1}{dt} w = \frac{dN_1}{dt} \frac{N_2 \sigma}{A} = \frac{dN_1}{dt} \frac{dx}{dx} \frac{N_2 \sigma}{A} = n_1 v_1 N_2 \sigma = \phi N_2 \sigma. \quad (\text{A.3})$$

Für ein Paket von Teilchen, das f mal pro Sekunde ($[f] = 1/s$:Repetitionrate) auf ein festes Target geschossen wird, ergibt sich

$$\dot{N}_{\text{R}} = f N_1 w = f N_1 n_2 l \sigma. \quad (\text{A.4})$$

Bei der f mal pro Sekunde stattfindenden Kollision zweier gegenläufiger Teilchenstrahlen, die im Bereich A_{eff} wechselwirken ist

$$\dot{N}_{\text{R}} = f N_1 w = f \frac{N_1 N_2}{A_{\text{eff}}} \sigma. \quad (\text{A.5})$$

Für die Kollision zweier identischer Teilchenstrahlen mit einer Gauss'schen Dichteverteilung in der x-z-Ebenen ist die effektive Fläche nach [36] durch $4 \pi s_x s_z$ gegeben. Dabei sind s_x und s_z die Standardabweichungen in x- und z-Richtung. Bei diesen Experiment ist die Beschleunigung rotationssymmetrisch, so dass $s_x = s_z = r$ gilt. Die Luminosität ist demnach:

$$L = f \frac{N_1 N_2}{4 \pi r^2}. \quad (\text{A.6})$$

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die zur Realisierung dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Insbesondere danke ich:

Prof. Sauerbrey für die Vergabe des Themas

Dr. Heinrich Schwoerer für die gute Betreuung

Hans-Peter Schlenvoigt für die experimentelle Unterstützung

Burgard Beleites, Falk Ronneberger und Wolfgang Ziegler für die Betreuung des Lasers
und ihre Hilfe bei technischen Fragen

Kerstin Haupt, die mir stets tatkräftig zur Seite gestanden hat