



Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main  
Institut für Angewandte Physik

**Charakterisierung der Energie- und  
Winkelverteilung der laserbeschleunigten  
ultrarelativistischen Elektronen**

Masterarbeit  
vorgelegt von

**Mikhail Gyrdymov**

2020

Erstgutachter: Apl. Prof. Dr. Olga Rosmej  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Joachim Jacoby



## Fundamentalkonstanten und Abkürzungen

### ○ Fundamentalkonstanten

<i>Größe</i>	<i>Bezeichnung</i>	<i>Wert</i>
Boltzmann Konstante	$k_B$	$1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
Elektrische Feldkonstante	$\epsilon_0$	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$
Ladung des Elektrons	$q_e$	$-1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Lichtgeschwindigkeit in Vakuum	$c$	$2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Reduzierte Plancksche Wirkungsquantum	$\hbar$	$1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Ruhemasse des Elektrons	$m_e$	$9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Rydberg Energie	$R_y$	13,61 eV

### ○ Abkürzungen

<i>Vollname</i>	<i>Bezeichnung</i>
<b>Barriere-Suppression-Ionisation</b>	BSI
Cellulose <b>triacetate</b> , $\text{C}_{12}\text{H}_{16}\text{O}_8$	TAC, CHO
<b>D</b> irect <b>L</b> aser <b>A</b> cceleration	DLA
<b>F</b> ull <b>W</b> idth at <b>H</b> alf <b>M</b> aximum	FWHM
<b>I</b> maging <b>P</b> late	IP
<b>L</b> aser <b>W</b> ake <b>F</b> ield <b>A</b> cceleration	LWFA
<b>M</b> ehr <b>p</b> hotonen <b>i</b> onisation	MPI
<b>N</b> ear <b>C</b> ritical <b>D</b> ensity	NCD
<b>P</b> etawatt <b>H</b> igh- <b>E</b> nergy <b>L</b> aser for <b>H</b> eavy <b>I</b> on <b>E</b> xperiment	PHELIX
<b>P</b> hoto <b>S</b> timulated <b>L</b> uminescence	PSL
<b>S</b> topping <b>P</b> ower	SP



# Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Masterarbeit war die Untersuchung der Wechselwirkung von relativistischen Laserpulsen mit Plasmen von kritischer Elektronendichte und Charakterisierung der Energie- und Winkelverteilung von laserbeschleunigten Elektronen.

Experimente fanden im September 2019 am PHELIX-Laser des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt statt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden in der Vorbereitungsphase neue Magnetspektrometer mit einem statischen Magnetfeld von 0,99 T entwickelt und gebaut. Nach dem Vermessen des Magnetfelds wurde für jedes Spektrometer mit Hilfe eines neuen entwickelten Python-Codes eine eigene Energiedispersionskurve simuliert. Die daraus folgende Energieauflösung von  $\Delta E/E = 2 - 3 \%$  zeigte eine starke Verbesserung der Diagnostik im Energiebereich von 1,7 bis 100 MeV im Vergleich zur Konstruktion mit dem Magnetfeld von 0,25 T. Zusätzlich zu den Magnetspektrometern wurde eine Zylinderdiagnostik entwickelt, um die Winkelverteilung des Elektronenstrahls zu vermessen.

Laserbeschleunigte Elektronen waren gleichzeitig unter drei verschiedenen Winkel ( $0^\circ$ ,  $15^\circ$  und  $45^\circ$ ) zur Laserstrahlrichtung registriert. Als Targets dienten dünne (10-100  $\mu\text{m}$ ) und dicke (1-2 mm) Metallfolien, TAC-Schäume und die Kombination von Schäumen und Folien. Man konnte feststellen, dass der Großteil der Elektronen in die Richtung der Laserachse beschleunigt wurde, wie es vom DLA-Prozess (Direkte Laserbeschleunigung) zu erwarten ist. Im Fall von Folien-Targets wurde entlang des Laserstrahls eine maximale Energie von ca. 15 MeV gemessen, wobei beim Einsatz von Schäumen erreichte sie bis zu 100 MeV. Die gemessenen Elektronenspektren wurden durch exponentielle Verteilungsfunktionen mit einer oder zwei effektiven Temperaturen angenähert. In dem Fall eines Schaum-Targets konnte die effektive Temperatur der Elektronen, die sich in die Laserrichtung ( $0^\circ$ ) ausbreiten, mit  $T = 12-14$  MeV angenähert werden. Die Temperatur der beschleunigten Elektronen fiel bei  $15^\circ$  auf  $T \leq 8$  MeV und bei  $45^\circ$  weiter auf  $T \leq 1-3$  MeV.

Die Anwendung von kalibrierten Imaging Plates ließ die absolute Anzahl von beschleunigten Elektronen in Abhängigkeit von der Energie und der Ausbreitungsrichtung bestimmen. Die Anzahl von Elektronen mit  $E > 3$  MeV, die sich in einem Halbwinkel von  $12^\circ$  ausbreitete, betrug durch die Messungen von 0,99T-Spektrometer  $\sim 4 \cdot 10^{11}$ . Die vergleichenden Messungen wurden mit einem 0,99T-Spektrometer und einem 0,25T-Spektrometer durch-

geführt. Dabei wurde abgeschätzt, dass der Kollimator vor dem 0,99T-Spektrometer die registrierten Elektronenanzahl um den Faktor  $\sim 1,5 - 2$  verringert. Dann entspricht die Anzahl von registrierten Elektronen mit der genannten Korrektur  $\sim 7,5 - 10$  % der im Schaum deponierten Laserenergie in dem FWHM-Bereich.

Durch die Anwendung der Zylinderdiagnostik konnte man den Ausbreitungswinkel von Elektronen bestimmen. Es wurde gezeigt, dass sich beim Einsatz von Schäumen die Elektronen mit der Energie über 3 MeV unter einem Halbwinkel von etwa  $12^\circ - 13^\circ$  ausbreiten, wobei bei der Wechselwirkung des Laserstrahls mit einer dünnen Folie die Elektronenverteilung isotrop ist. Aus den Messungen folgt deutlich, dass der Hochstrom-Elektronenstrahl auf die Filamente zerfällt, was auch durch PIC-Simulationen bestätigt wurde. Die zusätzliche Anwendung von einer dünnen Folie in der Kombination mit dem Schaum führte dazu, dass die Filamente sich zusammenzogen und der Elektronenstrahl eine homogene gaußförmige Verteilung erhielt.

Abschließend wurde in der Arbeit die Skalierung der Elektronenspektren in der Abhängigkeit vom Laserintensität untersucht. Dabei ließ sich die Abhängigkeit der effektiven Temperatur der Elektronen von der Laserintensität unter dem Winkel von  $45^\circ$  zur Laserstrahlrichtung bestätigen, die in einem früheren Artikel Fontaine [Fon13] in der Form eines empirischen laserintensitätsabhängigen Temperaturskalierungsgesetzes dargestellt wurde.

# Inhaltverzeichnis

<b>Motivation und Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>1. Theoretische Grundlagen.....</b>	<b>3</b>
1.1. Erzeugung relativistischer Elektronen durch Laser-Materie-Wechselwirkung .....	3
1.1.1. Elektromagnetische Welle von Hochintensitätslaser im Vakuum .....	3
1.1.2. Bewegung des freien Elektrons in einer elektromagnetischen Welle im Vakuum .....	5
1.1.3. Propagation elektromagnetischer Wellen im Plasma .....	8
1.1.4. Ionisation durch Laser-Materie-Wechselwirkung .....	9
1.1.5. Erzeugung des Plasmas durch Wechselwirkung von Laserstrahl mit der Metallfolie bzw. dem TAC-Schaum.....	11
1.1.6. Direkte Laserbeschleunigung von Elektronen im NCD-Plasma .....	14
1.1.7. Charakteristische Temperaturen der laserbeschleunigten relativistischen Elektronen.....	16
1.1.8. Temperatur-Skalierungsgesetze mit der Hochlaserintensität .....	17
1.2. Magnetspektrometer.....	19
1.2.1. Physikalisches Prinzip des Magnetspektrometers .....	19
1.2.2. Bewegung des Elektrons bzw. Protons im Magnetspektrometer .....	21
1.2.3. Energiedispersion der Elektronen bzw. Protonen in einem Magnetspektrometer .....	23
1.3. Imaging-Plate-Diagnostik (IP-Diagnostik) .....	23
1.3.1. Charakterisierung einer IP .....	23
1.3.2. Rekonstruktion der Elektronenanzahl durch Auswertungskorrekturfaktoren zu den Scan-Daten.....	24
1.4. Zylinderdiagnostik .....	26
1.4.1. Charakterisierung der Zylinderdiagnostik.....	26
1.4.2. Energieverluste von Elektronen in den Stahlschichten der Zylinderdiagnostik.....	28
<b>2. Charakterisierung des Magnetspektrometers.....</b>	<b>30</b>
2.1. Messung der magnetischen Flussdichte im Spektrometer .....	30
2.1.1. Beschreibung der Messkonstruktion .....	30
2.1.2. Verwendung der Approximation und Interpolation der Messdaten .....	31

2.1.3. Fehlerrechnung von Werten der magnetischen Flussdichte .....	34
2.2. Simulation der Bewegung eines relativistischen Elektrons im Magnetspektrometer .....	35
2.2.1. Python-Code für die Berechnung der Trajektorie von Elektronen bzw. Protonen im Magnetspektrometer .....	35
2.2.2. Energiedispersionskurven für Elektronen und Protonen im Magnetspektrometer .....	36
2.2.3. Fehlerquellen der Energiedispersionskurven und ihre Vermeidung .....	36
2.2.4. Energieauflösung eines Magnetspektrometers .....	38
<b>3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment an PHELIX an der GSI (P176, 6.-27.09.2019) .....</b>	<b>41</b>
3.1. Experimenteller Aufbau .....	41
3.2. Durchführung des Experiments .....	43
3.3. Experimentelle Ergebnisse und Analyse .....	43
3.3.1. Charakterisierung des Laserstrahls .....	43
3.3.2. Charakterisierung der Voreinstellungen eines Magnetspektrometers .....	49
3.3.3. Algorithmus der Spektrumanalyse .....	51
3.3.4. Messeinschränkungen eines Magnetspektrometers .....	54
3.3.5. Temperatur-Skalierung der relativistischen Elektronen mit der Laserintensität bei einem dünnen (10 – 100 $\mu\text{m}$ Dicke) Metallfolie-Target .....	55
3.3.6. Elektronenspektren-Analyse bei den verschiedenen Targets mit einem Schaum .....	58
3.3.7. Winkelverteilung der durch Zylinderdiagnostik registrierten Elektronen .....	65
<b>Diskussion und Ausblick .....</b>	<b>75</b>
<b>Anhang .....</b>	<b>77</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>91</b>
<b>Selbstständigkeitserklärung zur Masterarbeit .....</b>	<b>97</b>
<b>Danksagungen .....</b>	<b>99</b>



## Motivation und Einleitung

Die Forschung der Laserbeschleunigung der Elektronen öffnet eine Alternative zu existierenden Methoden der Teilchenbeschleunigung in den Beschleunigern bis zu relativistischen und ultrarelativistischen Energien. Bislang wurden zwei Hauptmechanismen der Laserbeschleunigung von Elektronen in Plasmen entdeckt: Erster Mechanismus ist die Laser-Wakefield-Beschleunigung (LWFA) oder sogenanntes Bubble-Regime: ein ultrakurzer Laserpuls ( $\sim 10\text{-}100$  fs) propagiert durch ein dünnes Plasma, in dem starke Plasmawellen entstehen und monoenergetische ultrarelativistische Elektronen ( $\sim 0,4$  pC pro J der Laserenergie im Laserspot [Wan13]) bis zu Energie von 1 GeV produziert werden. Zweiter Mechanismus ist die direkte Laserbeschleunigung (DLA): ein sub-ps-Laserpuls mit der Spitzenintensität höher als  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> propagiert durch ein Near Critical Density (NCD)-Plasma, in dem ein Ionenkanal erzeugt wird und ultrarelativistische Elektronen ( $\sim 3$  nC pro J der Laserenergie im Laserspot) bis zu Energie von 100 MeV produziert werden [Ros20].

Der zweite Mechanismus regt ein Forschungsinteresse zur Optimierung der Experimentbedingungen an, um die maximalmögliche Anzahl der ultrarelativistischen Elektronen zu produzieren. Auf diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Untersuchung der Energie- und Winkelverteilung der laserbeschleunigten ultrarelativistischen Elektronen durchgeführt. Als Target für den Laserstrahl mit der Spitzenintensität  $10^{19} - 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> wurde ein TAC-Schaum in der Kombination mit einer dünnen Metallfolie oder einem dicken Metallradiator ausgewählt, da man durch TAC-Schaum, wie schon im Experiment-2017 [Ros19] gezeigt wurde, zahlreiche ultrarelativistische Elektronen mit der effektiven Temperatur von 10 – 20 MeV produzieren kann. Zum Vergleich: Bei der gleichen Laserintensität werden relativistischen Elektronen nur mit der effektiven Temperatur von 1 – 2 MeV in dem Fall eines dünnen Metallfolie-Targets erzeugt, da hier der effektive Beschleunigungsbereich des NCD-Plasmas etwa 20 – 30-mal kürzer ist als beim TAC-Schaum.

Wenn man nach einem TAC-Schaum-Target die Aktivierungsproben platziert, entsteht in den Proben durch die Wechselwirkung mit den laserbeschleunigten Elektronen eine Bremsstrahlung. Dabei sind die erzeugten Gammas mit der Energie von 7 bis 41 MeV im Zustand, die Kernreaktionen ( $\gamma, xn$ ) in den im Experiment verwendeten Ta- und Au-Aktivierungsproben zu induzieren [TavP20], d.h. dass die Anwendung eines Schaums in den Laser-Materie-

Wechselwirkung-Experimenten für die weiteren Forschungen in Kernphysik dienen kann. Außerdem findet sich eine weitere Anwendung in der Radiographie der Festkörper. Die Produktion der Radioisotope durch starke Gammastrahlung kann auch in der Nuklearmedizin angewendet werden.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden verschiedene theoretische Aspekte der Erzeugung relativistischer Elektronen durch Laser-Materie-Wechselwirkung betrachtet bzw. die Bewegung der Elektronen in elektromagnetischen Wellen, die Propagationsbedingung elektromagnetischer Wellen im Plasma, Ionisationsprozesse in Materie durch Wechselwirkung mit dem Laserstrahl und die Beschleunigung der Elektronen in einem NCD-Plasma durch direkte Laserbeschleunigung (DLA-Mechanismus). Es wird dabei eine Möglichkeit der effektiven Beschleunigung der Elektronen durch Betatron-Resonanz betont. Danach werden die physikalischen Prinzipien der verwendeten Plasma-Diagnostiken (Magnetspektrometer für eine lokale Messung der Energieverteilung von Elektronen, Zylinderdiagnostik für die Winkelverteilung der Elektronen relativ des Laserstrahles) beschrieben. In diesen Diagnostiken dient die Imaging Plate (IP) als Detektor. Durch absolute Kalibration der IP lässt sich die Anzahl der Elektronen bestimmen.

Der Schwerpunkt des zweiten Kapitels liegt auf der Charakterisierung eines Magnetspektrometers. Es wurde eine detaillierte Magnetfeldkarte im Spektrometer mit Hilfe einer gebauten Messkonstruktion erhalten. Und durch Simulation der Bewegung der Teilchen in einem Python-Code wurden die Energiedispersionskurven für die verwendeten Spektrometer gebaut. Durch die Analyse der verschiedenen Fehlerquellen wurden die Wege ihrer Vermeidung und Verringerung betrachtet. Dazu wurde noch eine Analyse der Energieauflösung des Spektrometers dargestellt.

Im dritten Kapitel wird das Experiment an PHELIX an der GSI (Darmstadt, September 2019) beschrieben. Die Intensitätsverteilung im Laserfokusbereich wird detailliert analysiert. Für die Magnetspektrometer werden die wichtigsten Voreinstellungen genannt und charakterisiert. Es wird der Algorithmus der Spektrumanalyse detailliert beschrieben. Weiter werden die Energieverteilungen der Elektronen für die verschiedenen Shotsgruppen analysiert durch Parameter: Anzahl der Elektronen, effektive Temperatur, maximale erreichte Energie. Durch Zylinderdiagnostik wird die Winkelverteilung der Elektronen mit nachfolgender Analyse dargestellt. Zum Schluss werden die Anzahl DLA-Elektronen und an sie übertragene Laserenergie abgeschätzt.

# 1. Theoretische Grundlagen

## 1.1. Erzeugung relativistischer Elektronen durch Laser-Materie-Wechselwirkung

### 1.1.1. Elektromagnetische Welle von Hochintensitätslaser im Vakuum

Laut den Maxwell-Gleichungen kann sich in Vakuum eine sinusförmige unendliche ebene elektromagnetische Welle ausbreiten, für welche die folgenden Gleichungen für elektrische und magnetische Felder gelten:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)), \quad (1.1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cdot \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)), \quad (1.2)$$

Das magnetische Feld  $\vec{B}$  steht hier senkrecht zum elektrischen Feld  $\vec{E}$  und die Beträge dieser Komponenten sind durch Relation  $B_0 = E_0/c$  verbunden. Die Propagationsrichtung der Welle wird durch den Wellenvektor  $\vec{k}$  gezeigt, welcher senkrecht zur Ebene der Vektoren  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  orientiert ist. Die Schwingungen der Felder beschreibt die Kreisfrequenz  $\omega$ .

Die sinusförmige unendliche ebene Welle ist eine Idealisierung. In der Realität hat ein typischer Laserpuls ein gaußförmiges zeitliches und räumliches Profil der Felder. Für einen in die  $z$ -Richtung propagierenden Parallelstrahl wird das elektrische Feld durch die Funktion [Kön13], [Zäh20]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, r, t) &= \vec{E}_0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2} - \frac{(t-z/c)^2}{2\tau^2}\right) \cdot \exp(i(k_L z - \omega_L t)) = \\ &= \vec{E}_A \cdot \exp(i(k_L z - \omega_L t)), \end{aligned} \quad (1.3)$$

beschrieben, mit der Wellenzahl  $k_L = 2\pi/\lambda_L$  und Kreisfrequenz  $\omega_L = k_L c$ . Die Größen  $w$  und  $\tau$  sind dabei definiert als der Radius und die Zeit bis die Feldstärke auf  $1/\sqrt{e}$  und die Intensität auf  $1/e$  abgefallen sind. Hierbei ist das Profil des Feldes relativ der  $z$ -Achse symmetrisch.

Für die Intensität des Laserstrahls gilt:

$$I = I(z, r, t) = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_A^2 = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2} - \frac{(t-z/c)^2}{\tau^2}\right). \quad (1.4)$$

## 1. Theoretische Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde immer ein fokussierter Gaußstrahl betrachtet. Um eine solche Fokussierung zu erreichen, wird ein parallel verlaufender Strahl über einen Parabolspiegel mit der Brennweite  $f$  und dem Strahl-Durchmesser  $D$  abgebildet. Der Öffnungswinkel des Strahls  $\theta$  beträgt dann  $\theta = 2\arctan(D/2f)$ . Die Strahlgeometrie eines räumlich beugungsbegrenzten Gaußstrahls ist in Abb. 1.1 dargestellt [Kön13].

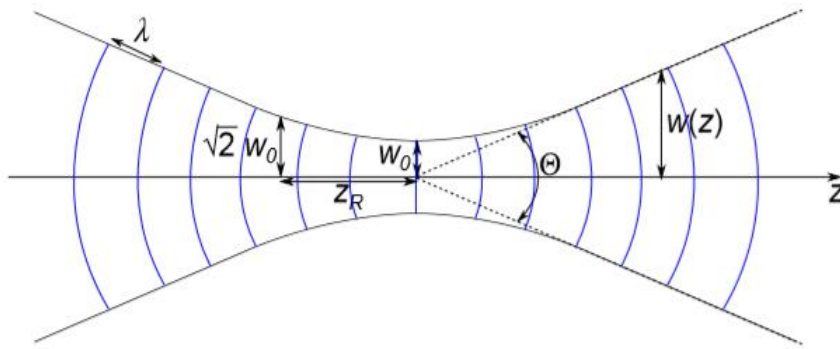


Abb. 1.1. Geometrie eines fokussierten Gaußstrahls [Kön13].

Das elektrische Feld des fokussierten Gaußstrahls mit einem symmetrischen Profil in der Senkrechtebene zur Propagationsrichtung hat folgende Form:

$$\begin{aligned}\vec{E}(z, r, t) &= \vec{E}_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2(z)} - \frac{(t-z/c)^2}{2\tau^2}\right) \cdot \exp(i(k_L z - \omega_L t)) = \\ &= \vec{E}_A \cdot \exp(i(k_L z - \omega_L t)),\end{aligned}\quad (1.5)$$

Dann lässt sich die Intensität so ausdrücken:

$$I = I(z, r, t) = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_A^2 = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_0^2 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{(t-z/c)^2}{\tau^2}\right). \quad (1.6)$$

Die Kenngrößen eines so fokussierten Gaußstrahls sind der Radius in der Strahltaile  $w_0$  und die Rayleigh-Länge  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}$ , die ein Maß für die Ausdehnung des Fokusbereichs in  $z$ -Richtung darstellt. Die Rayleigh-Länge ist der Abstand zwischen der Strahltaile und der Senkrechtebene zur Propagationsrichtung, wo sich der Strahl auf die doppelte Fläche aufgeweitet hat [Kön13].

Der Radius des Strahls ändert sich in der  $z$ -Richtung gemäß der Gleichung [Kar20]:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}. \quad (1.7)$$

Der Öffnungswinkel des Strahls (Abb. 1.1) kann durch den folgenden Ausdruck dargestellt sein [Kön13]:

$$\theta = \frac{2\lambda_L}{\pi w_0}. \quad (1.8)$$

## 1.1.2. Bewegung des freien Elektrons in einer elektromagnetischen Welle im Vakuum

### 1.1.2.1. Bewegung des freien Elektrons in einer ebenen elektromagnetischen Welle

Für das Elektron, das sich in einem elektromagnetischen Feld bewegt, kann man die Bewegungsgleichung in der folgenden allgemeinen Form schreiben:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_e \vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = q_e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.9)$$

Hierbei ist berücksichtigt, dass das Elektron eine relativistische Bewegung haben kann. Für eine ebene elektromagnetische Welle gelten:

$$\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \vec{e}_x \cdot \cos(\phi), \quad (1.10)$$

$$\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t) = B_0 \vec{e}_y \cdot \cos(\phi), \quad (1.11)$$

$$\text{mit } B_0 = \frac{E_0}{c} \text{ und der Phase } \phi = \omega \cdot \left( t - \frac{z(t)}{c} \right). \quad (1.12), (1.13)$$

Die Anfangsbedingung der Elektronenbewegung:

$$\vec{r}|_{t=0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}|_{t=0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.14), (1.15)$$

Man kann aus Definition des Vektorpotentials durch magnetische Flussdichte  $\vec{B} \stackrel{\text{def}}{=} \vec{\nabla} \times \vec{A}$  mit Glg. (1.11) – (1.13) selbst das Vektorpotential äußern:

$$\vec{A} = -\frac{E_0}{\omega} \vec{e}_x \cdot \sin(\phi), \quad (1.16)$$

D.h. die Amplitude des Vektorpotentials  $A_0 = \frac{E_0}{\omega}$  und ihre normierte (dimensionslose) Größe

$$\text{ist } a_0 = \frac{|q_e| \cdot E_0}{\omega m_e c}. \quad (1.17)$$

Die Lösungen der Bewegungsgleichung (1.9) mit Glg. (1.10) – (1.17) sind:

$$x = \frac{a_0 c}{\omega} \cdot (\cos(\phi) - 1), \quad (1.18)$$

$$y = 0, \quad (1.19)$$

$$z = \frac{a_0^2 c}{4\omega} \cdot \left( \phi - \frac{\sin(2\phi)}{2} \right). \quad (1.20)$$

## 1. Theoretische Grundlagen

Dazu ist die Trajektorie des Elektrons in Abb. 1.2 dargestellt. Das Elektron driftet entlang der Wellenausbreitungsrichtung mit der Driftgeschwindigkeit gemäß Glg. (1.20) [Kar20], [Kön13]:

$$\vec{v}_D = \frac{a_0^2}{4+a_0^2} c \cdot \vec{e}_z. \quad (1.21)$$

In der Praxis sind die Laserpulse von endlicher Dauer, folglich wird ein ursprünglich ruhendes Elektron am Ende des Pulses wieder zur Ruhe kommen (dies gilt streng in Vakuum). Am Ende der Strecke nimmt das Elektron eine neue Raumposition ein [Web09].

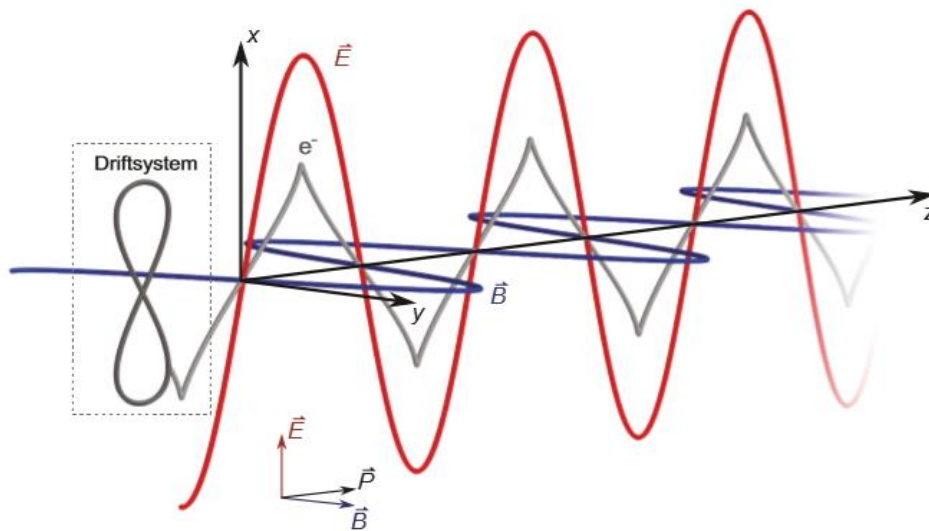


Abb. 1.2. Drift des freien Elektrons in einer ebenen elektromagnetischen Welle [Kön13].

### 1.1.2.2. Bewegung des freien Elektrons in einem gaußförmigen Laserpuls

In dem Fall eines gaußförmigen Laserpulses entsteht durch den Gradienten des elektrischen Feldes eine ponderomotorische Kraft, die zu einer Ablenkung des Elektrons aus dem Bereich der höheren Laserintensität führt (Abb. 1.3). Dabei profitiert das Elektron die Energie von dem Laserpuls im Gegensatz der ebenen elektromagnetischen Welle.

Für die Beschreibung der Bewegung des freien Elektrons kann man zuerst den allgemeinen Ausdruck (1.9) verwenden. Die elektrischen und magnetischen Felder des gaußförmigen Laserpulses lassen sich so darstellen:

$$\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t) = E_x(\vec{r}, t) \cdot \vec{e}_x \cdot \cos(\phi), \quad (1.22)$$

$$\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t) = B_y(\vec{r}, t) \cdot \vec{e}_y \cdot \cos(\phi), \quad (1.23)$$

mit  $B_y = \frac{E_x}{c}$  und der Phase  $\phi = \omega \cdot \left( t - \frac{z(t)}{c} \right)$ . (1.24), (1.25)

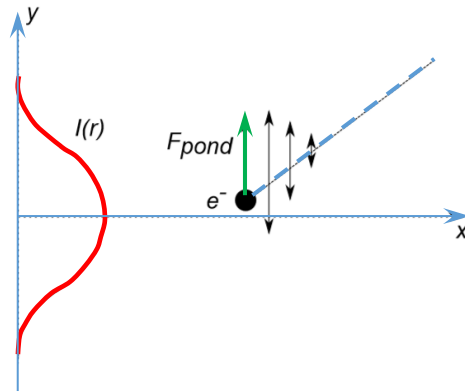


Abb. 1.3. Schematische Darstellung der ponderomotorischen Verdrängung eines Elektrons durch einen Laserpuls mit nach außen abfallender Intensität und Feldstärke [Kön13].

Für die weitere Lösung der Differentialgleichung (1.9) werden zwei Annahmen berücksichtigt.

Die *erste Annahme* ist, dass sich die Amplitude des elektrischen Feldes  $E_{Ax}$  im Rahmen einer Schwingungsperiode des Elektrons eine vernachlässigte zeitliche Änderung hat, d.h. sie hängt nur von den räumlichen Koordinaten  $E_{Ax}(\vec{r}, t) \cong E_{Ax}(\vec{r})$  ab [Kar20], d.h.

$$E_x(\vec{r}, t) \cong E_{Ax}(\vec{r}) \cdot \cos(\phi), \quad (1.26)$$

Diese Näherung ist gültig, wenn die charakteristische Zeit  $\tau$  des Laserintensitätsabfalls in Glg. (1.3) wesentlich länger ist als die Schwingungsperiode des Elektrons in den Laserfeldern  $T_L$ , d.h.

$$\tau \gg T_L. \quad (1.27)$$

Im Experiment war gemäß Glg. (3.3):  $\tau = \frac{t_{FWHM}}{2\sqrt{\ln(2)}} = \frac{750 \text{ fs}}{2\sqrt{\ln(2)}} \cong 450 \text{ fs}$ . Die Schwingungsperiode betrug  $T_L = \frac{\lambda_L}{c} = \frac{1,053 \text{ } \mu\text{m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \cong 3,5 \text{ fs}$ . Also, die Bedingung (1.27) war im Experiment erfolgreich erfüllt.

Die *zweite Annahme* ist, dass das freie Elektron durch den Gradienten des elektrischen Feldes des Laserpuls im Rahmen einer Schwingungsperiode nur eine kleine Störung erfährt, d.h. für die elektrische Komponente des Laserfeldes, während einer kleinen Ablenkung  $x$ , kann eine Näherung durch die Taylorentwicklung verwendet werden [Kar20]:

$$E_{Ax}(\vec{r}) \cong E_A(x_0)|_{x_0=0} + \left. \frac{\partial E_A(x_0)}{\partial x} \right|_{x_0=0} \cdot x. \quad (1.28)$$

Diese Näherung ist gültig, wenn die charakteristische Größe  $w$  des Laserintensitätsabfalls in Glg. (1.3) wesentlich größer ist als die Schwingungsamplitude  $x_{max}$  des Elektrons in der  $\vec{E}$ -Ebene, d.h.

$$w \gg x_{max}. \quad (1.29)$$

Im Experiment war gemäß Glg. (3.5):  $w = \frac{x_{FWHM}}{2\sqrt{\ln(2)}} \cong \frac{10 \mu m}{2\sqrt{\ln(2)}} \cong 6 \mu m$ . Die Schwingungsamplitude  $x_{max}$  betrug gemäß Glg. (1.18):  $x_{max} \cong \frac{a_0 c}{\omega_L}$  mit  $a_0 \approx 3,5$  aus Glg. (1.38) bei der Spitzenlaserintensität  $I_0 = 1,5 \cdot 10^{19} W/cm^2$ , d.h.  $x_{max} \cong 0,6 \mu m$ . Also, die Bedingung (1.29) war auch erfüllt.

Folglich durch die Näherungslösung Glg. (1.9) mit (1.22) – (1.29) kann man die mittlere Kraft für die Schwingungsperiode des Elektrons finden:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d}{dt} (\gamma m_e v_x) \right\rangle_{T_L} &= - \frac{q_e^2}{2\langle \gamma \rangle_{T_L} m_e \omega_L^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \langle E_x^2(\vec{r}, t) \rangle_{T_L} = \\ &= - \frac{q_e^2}{4\langle \gamma \rangle_{T_L} m_e \omega_L^2} \cdot \frac{\partial E_A^2(x)}{\partial x} \equiv - \frac{\partial \Phi_{pond}}{\partial x} \stackrel{\text{def}}{=} F_{pond,x} \end{aligned} \quad (1.30)$$

Das ist sogenannte ponderomotorische Kraft.  $\Phi_{pond}$  ist das ponderomotorische Potential, siehe weiter Glg. (1.37). Hierbei ist  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$  der Lorentzfaktor,  $\langle \gamma \rangle_{T_L} \cong 1 + \frac{a_0^2}{4}$  sein durchschnittlicher Wert [Kar20].

Überlagerung der Elektronendrift sowohl in die Laserstrahlausbreitungsrichtung als auch senkrecht zu ihr ist in Abb. 1.4 dargestellt. Dabei beträgt der Winkel zwischen der Driftrichtung und der Laserachse [Gib05]:

$$\theta = \arctan\left(\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}\right) = \arctan\left(\sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \quad (1.31)$$

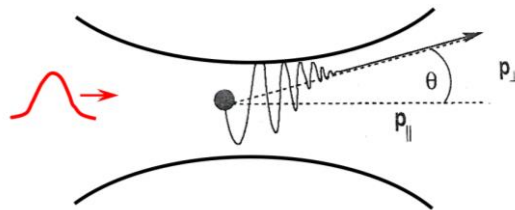


Abb. 1.4. Bewegung eines relativistischen Elektrons im fokussierenden Laserpuls [Gib05].

### 1.1.3. Propagation elektromagnetischer Wellen im Plasma

Durch die Wechselwirkung vom Hochintensitätslaser mit Materie kann man ein Plasma erzeugen. Da die Elektronenmasse wesentlich kleiner ist als die Ionenmasse, ist eine elektromagnetische Welle in Materie an die Elektronen des Plasmas angekoppelt. Für die Welle  $\vec{E}, \vec{B} \sim \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega_L t))$  gilt die folgende Dispersionsrelation [Gün11]:



$$\omega_L^2 = \omega_{P,rel}^2 + k^2 c^2 \quad (1.32)$$

Hierbei ist  $\vec{k}$  der Wellenvektor,  $\omega_{P,rel}$  die relativistische Elektronen-Plasmafrequenz:

$$\omega_{P,rel} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\gamma m_e \epsilon_0}} \quad (1.33)$$

mit dem Lorentzfaktor  $\gamma$  und der Elektronendichte  $n_e$ .

Die Welle wird durch Materie propagieren, wenn sich die Bedingung  $k^2 > 0$  erfüllt. Bei  $k^2 < 0$  wird die Welle reflektiert und  $k^2 = 0$  entspricht einem Resonanzfall, wenn die Laserenergie in Materie absorbiert wird.

Aus der Wellenpropagationsbedingung ergibt sich  $\omega_L > \omega_{P,rel}$ , oder mit (1.33) und  $\omega_L = \frac{2\pi c}{\lambda}$ :

$$n_e [cm^{-3}] < \left(\frac{2\pi c}{q_e}\right)^2 m_e \epsilon_0 \frac{\gamma}{\lambda^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \cdot \frac{\gamma}{\lambda^2 [\mu m^2]} \quad (1.34)$$

Im Fall der vollständig ionisierten TAC-Atome beträgt die Elektronendichte  $7 \cdot 10^{20} cm^{-3}$  [Ros19], d.h. die elektromagnetischen Wellen mit der Laserwellenlänge  $\lambda = 1,053 \mu m$  werden in einem Schaum propagieren.

#### 1.1.4. Ionisation durch Laser-Materie-Wechselwirkung

In der Abhängigkeit von der Laserintensität  $I_0$  entstehen in Materie verschiedenen Ionisationsprozesse. Als Kriterium, wenn ein oder anderer Prozess dominiert, wird sogenannter Keldysh-Parameter  $\gamma_K$  verwendet [Gib04], [Kar20], [Pukh02], der durch die folgende Formel definiert ist:

$$\gamma_K \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{\Phi_{ion}}{2\Phi_{pond}}} \quad (1.35)$$

mit der Ionisationsenergie eines einzigen Elektrons (kurz Ionisationspotential,  $\Phi_{ion}$ ) und der ponderomotorischen Energie (ponderomotorisches Potential,  $\Phi_{pond}$ ).

Dabei wird das Ionisationspotential gemäß dem Bohrschen Modell für die wasserstoffähnlichen Atome in internationales Einheitssystem so abgeschätzt:

$$\Phi_{ion} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{Z^2 q_e^2}{a_B} = Z^2 \cdot R_y \quad (1.36)$$

mit dem Bohr-Radius  $a_B \stackrel{\text{def}}{=} \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar}{m_e q_e^2} = 0,53 \text{ \AA}$ , der Landungszahl des Atoms  $Z$ .

Das ponderomotorische Potential des Lasers lässt sich so ausdrücken [Kön13]:

$$\Phi_{pond} = \frac{1}{4(\gamma)m_e} \left(\frac{q_e E_A}{\omega_L}\right)^2 = \frac{a_0^2}{4+a_0^2} m_e c^2. \quad (1.37)$$

## 1. Theoretische Grundlagen

Hierbei ist  $\langle \gamma \rangle = 1 + \frac{a_0^2}{4}$  durchschnittlicher Lorentzfaktor für eine linear polarisierte Welle  $\vec{E} = \vec{E}_A(\vec{r}, t) \cdot \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega_L t))$ ,  $a_0 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{|q_e| \cdot E_A}{\omega_L m_e c}$  eine normierte Amplitude des Vektorpotentials für die Laserwelle (dimensionsloser Parameter) mit der Ruhemasse des Elektrons  $m_e$ . Man kann den Parameter  $a_0$  mit Hilfe der Verhältnisse für die Laserintensität  $I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_A^2$  und für die Laserfrequenz  $\omega_L = \frac{2\pi c}{\lambda}$  noch anders darstellen:

$$a_0 = \sqrt{\frac{q_e^2}{2\pi^2 m_e^2 c^5 \epsilon_0} I \lambda^2} = \sqrt{\frac{I[W/cm^2] \cdot \lambda^2[\mu m^2]}{1,37 \cdot 10^{18}}} \quad (1.38)$$

Der Wert  $a_0$  kann als ein Kriterium des relativistischen Regimes dienen, d.h. die Bedingung  $a_0 \ll 1$  charakterisiert nicht relativistisches Regime bzw.  $a_0 > 1$  entspricht dem relativistischen Regime.

Jetzt kann man die bekannten Ionisationsprozesse nennen und sie durch den Keldysh-Parameter charakterisieren. Wenn also die Laserintensität so klein ist, dass  $\gamma_K \gg 1$  ist, wird das Laserfeld auf ein Elektron in einem Coulomb-Feld des Atoms nur eine vernachlässigte Störung ausüben. Trotzdem kann das Elektron dieses Coulomb-Feldes durch *Mehrphotonenionisation* (MPI) verlassen, d.h. es entsteht ein photoelektrischer Effekt durch mehrere Photonen (Abb. 1.5).

Mit der Steigung der Laserintensität wird eine Asymmetrie der Potential-Barriere für ein Elektron in einem Atom erkennbar, da der Einfluss des Laserfeldes auf das Elektron schon wesentlich stärker ist. Dabei steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron durch Potential-Barriere tunnelt (Abb. 1.5). In diesem Fall spricht man von einer *Tunnelionisation*. Wenn der Keldysh-Parameter die Bedingung  $\gamma_K \ll 1$  erfüllt, dominiert die Tunnelionisation im Vergleich zur Mehrphotonenionisation. Bei weiterer Steigung der Laserintensität kann das Elektron das Atom direkt verlassen, ohne zu tunnelieren (Abb. 1.5). In diesem Fall gilt die Bedingung  $\gamma_K \lll 1$  und man spricht von einer *Barriere-Suppression-Ionisation* (BSI). Für BSI wird folgender Zusammenhang zwischen der minimalen notwendigen Laserintensität  $I_{BSI}$  und dem Ionisationspotential verwendet [Kar20]:

$$I_{BSI}[W/cm^2] = \frac{\pi^2 \epsilon_0^3 c}{2 q_e^6} \frac{\Phi_{ion}^4}{Z^2} = 4 \cdot 10^9 \cdot \frac{\Phi_{ion}^4[eV^4]}{Z^2} \quad (1.39)$$

Für eine Abschätzung kann man in dem Fall des Schaums  $C_{12}H_{16}O_8$  die durchschnittliche Ionenladungszahl  $\langle Z \rangle = 4,22$  nehmen, dann folgt aus Glg. (1.39) mit (1.36):

$$I_{BSI}(CHO) \approx 7,7 \cdot 10^{17} W/cm^2.$$

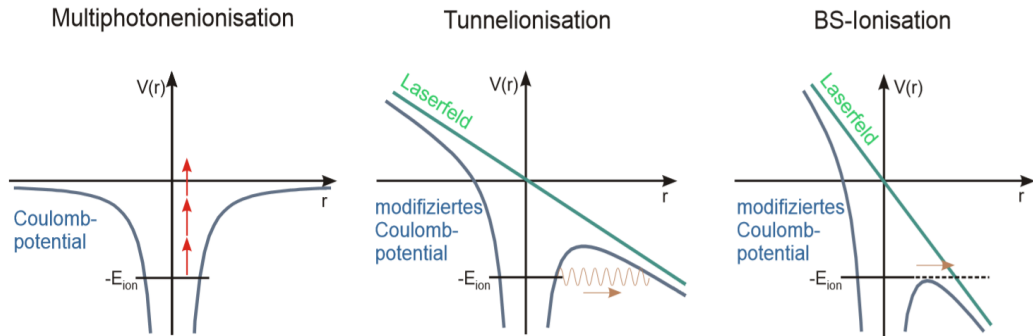


Abb. 1.5. Schematische Darstellung der Ionisationsmechanismen: Multiphotonenionisation, Tunnelionisation und Barriere-Suppression-Ionisation (BSI). Hier beschreibt  $V(r)$  das vom Ort  $r$  abhängige Potential und  $E_{\text{ion}}$  die Ionisationsenergie des ungestörten Atoms [Wag14].

### 1.1.5. Erzeugung des Plasmas durch Wechselwirkung von Laserstrahl mit der Metallfolie bzw. dem TAC-Schaum

Für die Erzeugung des Plasmas wurde im Experiment ein kurzer sub-ps-Laserpuls mit der Spitzenintensität von  $10^{19} - 10^{21} \text{ W/cm}^2$  in zwei Varianten verwendet: 1) mit einem Hochkontrast von  $10^{-11}$  während der Wechselwirkung mit einer Metallfolie, 2) mit einem zusätzlichen ns-Laserpuls (Vorpuls) mit der Intensität ca.  $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  während der Wechselwirkung mit einem TAC-Schaum (Abb. 1.6). Im Folgenden werden diese Wechselwirkungsprozesse separat betrachtet.

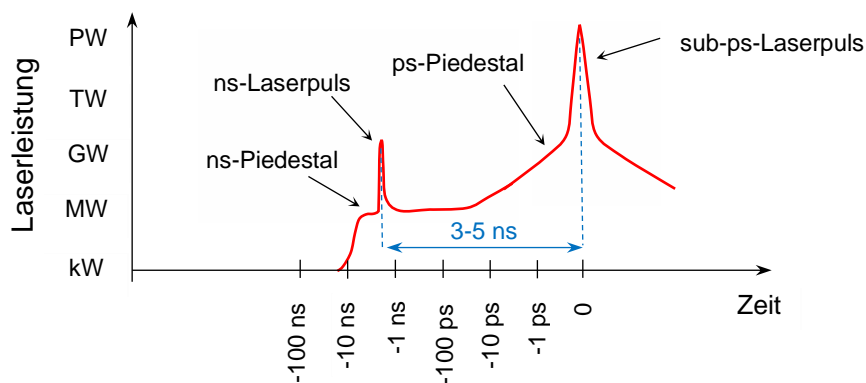


Abb. 1.6. Qualitative zeitliche Darstellung des Laserpulses.

#### 1.1.5.1. Erzeugung des Plasmas im Fall der Metallfolie

Durch die Wechselwirkung der Hochkontrastlaserpulses mit einer Metallfolie dringt der Strahl zuerst in eine Skin-Tiefe in die Folie vor (für die Au-Folie in dem Fall der Vollionisation  $n_{e,voll} = \frac{\rho N_A}{M} \cdot Z = 4,7 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ , die Skin-Tiefe beträgt  $l_{skin} = \frac{c}{\omega_{P,rel}} \approx 3 \text{ nm}$  [Gün11]). In dieser Skin-Schicht wird der Laserstrahl teilweise absorbiert bzw. reflektiert.

## 1. Theoretische Grundlagen

Die Absorption führt zum schnellen Aufheizen und Expansion der Folie mit der Schallgeschwindigkeit ( $v_s = \sqrt{\gamma_{ad} \cdot Z_i \frac{T_e}{m_i}} \sim 50 \mu\text{m/ns}$  mit dem Adiabatenexponenten  $\gamma_{ad} = 5/3$ , der Temperatur von Elektronen =  $100 \text{ eV}$ , dem Ladungszustand des Ions  $Z_i(\text{Au}) \approx 20$  (der von  $T_e$  abhängt), der Ionenmasse  $m_i(\text{Au}) = 183,5 \text{ GeV}/c^2$  [Hub00]). D.h. vor der Folie entsteht eine Schicht mit der geringeren Elektronendichte mit einem exponentiellen Abfall [Gün11]. Durch die Skalenlänge kann man die Länge der Vorplasmaausdehnung abschätzen ( $L_s = v_s \tau \sim 50 \mu\text{m/ns} \cdot 100 \text{ ps} = 5 \mu\text{m}$  [Gün11], Abb. 1.7). Dieser Bereich ist transparent für den Laserstrahl, da die Elektronendichte hier unterkritisch ist (1.34). D.h. man spricht über eine Vorplasma-Schicht, in der die Elektronen durch das Laserfeld beschleunigt werden können.

Als eine Zusammenfassung kann man in Abb. 1.8 die qualitative zeitliche Darstellung der Beschleunigung von Target-Elektronen in dem Fall eines Metallfolie-Target sehen.

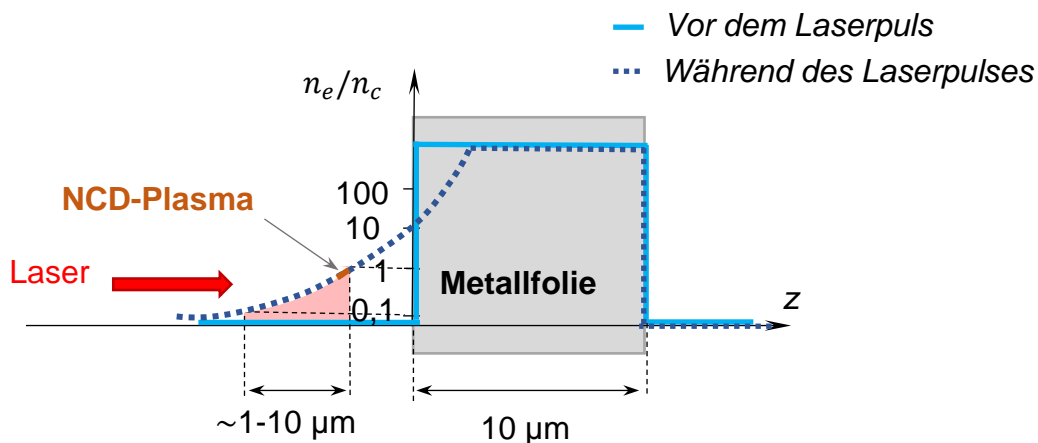


Abb. 1.7. Qualitative Darstellung des Profils der Elektronendichte in einer Metallfolie vor und während des Laserpulses.

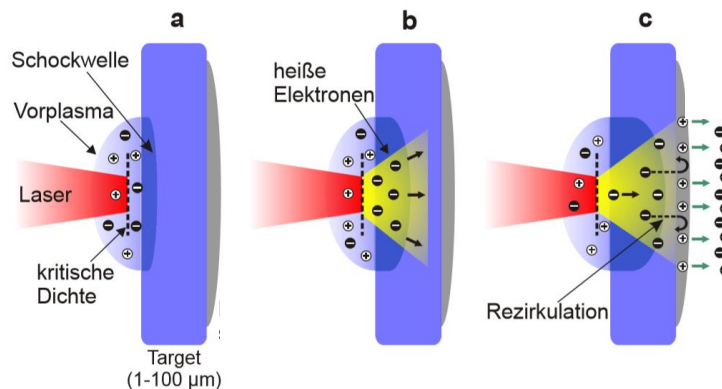
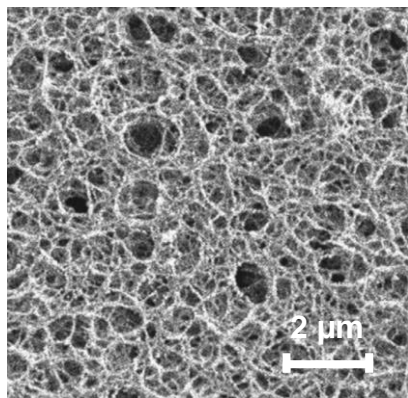


Abb. 1.8. Qualitative zeitliche Darstellung der Beschleunigung der Target-Elektronen während der Wechselwirkung des Laserstrahls mit einer Metallfolie [Wag14].

## 1.1.5.2. Erzeugung des Plasmas im TAC-Schaum

In Abb. 1.9 ist eine Beschreibung der Struktur von TAC-Schäumen dargestellt, die im Experiment verwendet wurden. Wenn der Laserstrahl eine Fiber des Schaums trifft, wird die Laserenergie teilweise reflektiert bzw. absorbiert, da selbst eine Fiber nicht transparent für die Laserstrahlung ist, denn die Elektronen innerhalb der Fiber eine überkritische Dichte haben. Dabei wird die Fiber aufgeheizt und in Plasma verwandelt, das sich in die Poren ausbreitet. Sobald die Elektronendichte des Plasmas unterkritisch wird, kann der Laserstrahl bis zu nächster Fiber propagieren. Bei einer niedrigen Dichte des Schaums, wie auch in unserem Fall, propagiert diese Ionisationswelle mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Schallgeschwindigkeit. Dieser Prozess ist als „super-sonic ionisation“ genannt. Als Resultat entsteht eine hydrodynamisch stabile Plasma-Schicht [Nic12], [Ros15]. In Abb 1.10 ist das Profil der Elektronendichte vor und nach dem Laservorpus qualitativ dargestellt. Im



TAC-Schaum:  $C_{12}H_{16}O_8$

Poren: 1 – 2  $\mu\text{m}$  groß

Fiber:

0,1  $\mu\text{m}$  dick

1  $\mu\text{m}$  lang

mit der Dichte 100  $\text{mg}/\text{cm}^3$

Abb. 1.9. TAC-Schaum: Fiber-Struktur [Gus11], [Ros19].

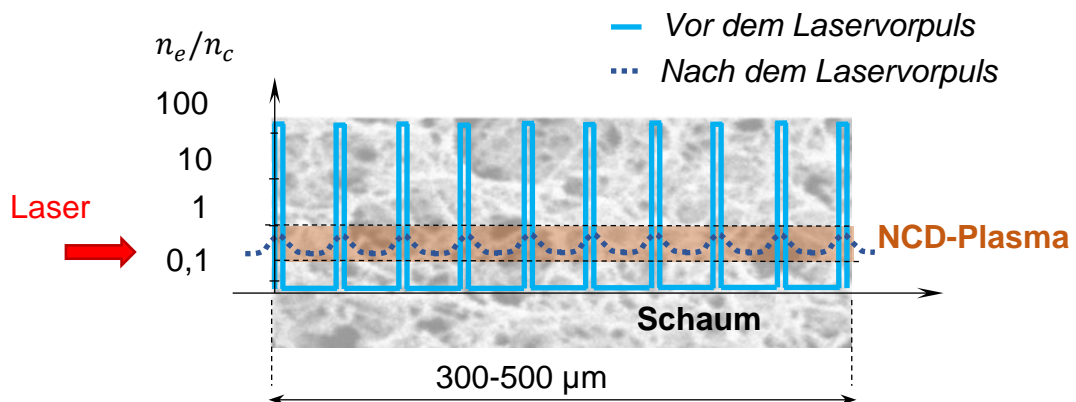


Abb. 1.10. Qualitative Darstellung des Profils der Elektronendichte in einem Schaum vor und nach dem Laservorpus.

Experiment für diesen Vorgang wurde einen ns-Laserpuls (Vorpuls) verwendet. Danach werden die Elektronen durch relativistischen Laserstrahl (durch DLA-Mechanismus), der in schon erzeugtem NCD-Plasma propagiert, beschleunigt.

### 1.1.6. Direkte Laserbeschleunigung von Elektronen im NCD-Plasma

Die direkte Laserbeschleunigung (DLA) in einem NCD-Plasma,  $n_e/n_c \leq 1$  entsteht, wenn durch Plasma ein gaußförmiger sub-ps-Laserpuls mit der Spitzenintensität höher als  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> propagiert [Pukh99], [Pukh02]. Durch ponderomotorische Kraft lassen sich die Elektronen aus dem Laserstrahlbereich hinausbeschleunigen. Dabei bleiben die Ionen quasistatisch (da die Ionenmasse wesentlich größer als die Elektronenmasse ist) und bilden sogenannten *Ionenkanal* (Abb. 1.11). In diesem Kanal bildet sich ein quasistatisches radiales elektrisches Feld von der überschüssigen positiven Ladung, das auf die beschleunigten Elektronen den Pinch-Effekt ausübt. Dazu wird noch quasistatisches azimutales Magnetfeld durch starken Elektronenstrom entlang des Kanals erzeugt. Beide quasistatische Felder halten die relativistischen Elektronen in dem elektromagnetischen Feld des Laserstrahls, wo an sie die Laserenergie übertragen wird (Abb. 1.12).

In dem Ionenkanal entsteht eine Selbstfokussierung des Laserstrahls, wenn die Leistung der Laserpulses  $P_L$  die kritische Leistung  $P_{cr} = 17,4 \cdot \left(\frac{\omega_L}{\omega_{p,rel}}\right)^2$  GW überschreitet [Pukh02]. Zur Selbstfokussierung des Laserstrahls führen zwei Effekte. Erstens, mit der relativistischen Massenzunahme der Plasmaelektronen durch die Intensität des Laserpulses steigt der Brechungsindex des Plasmas an:

$$\eta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{c}{v_{ph}} = c \cdot \frac{k}{\omega_L}, \quad (1.40)$$

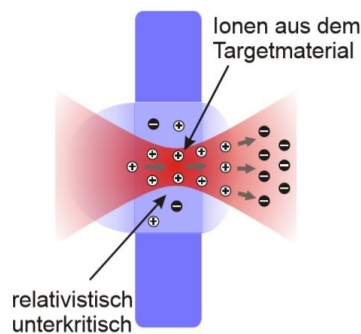


Abb. 1.11. Erzeugung des Ionenkanals durch den Laserstrahl [Wag14].

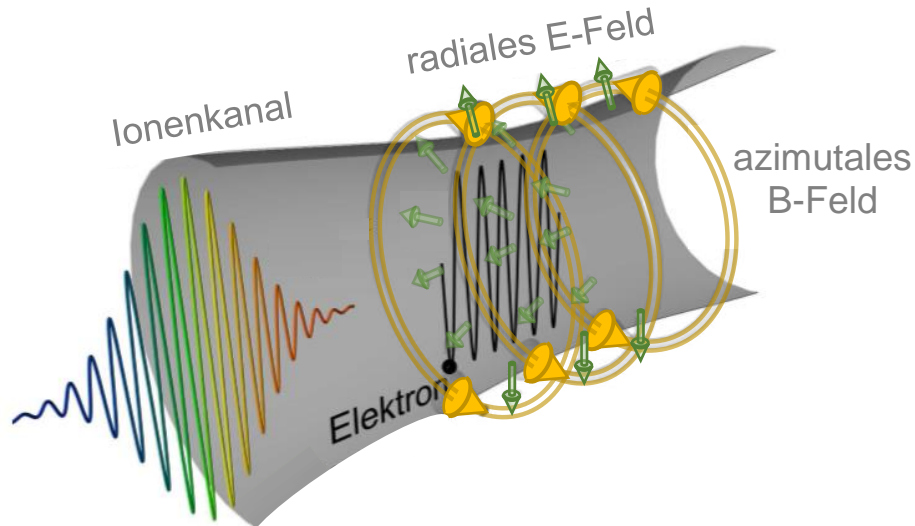


Abb. 1.12. Bewegung eines relativistischen Elektrons in dem Ionenkanal in Anwesenheit von quasistatischen elektrischen und magnetischen Feldern [Hid08].

wobei  $v_{ph}$  die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle in einem Plasma ist. Zusammen mit Glg. (1.32) – (1.33):

$$\eta = c \cdot \frac{k}{\omega_L} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{P,rel}}{\omega_L}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{n_e q_e^2}{\gamma m_e \epsilon_0 \omega_L^2}} \quad (1.41)$$

D.h. das Plasma wirkt wie eine positive Linse (*relativistische Selbstfokussierung*).

Zweitens, durch die ponderomotorische Kraft des Pulses wird das Elektronendichteprofil verändert, bzw. die Elektronendichte  $n_e$  nimmt von der Laserachse zu den Kanalwänden zu. Gemäß Glg. (1.41) entsteht die Fokussierung des Laserstrahls (*ponderomotorische Selbstfokussierung*) [Web09].

Also, durch die Selbstfokussierung erhält der Laserstrahl eine höhere Intensität innerhalb des Ionenkanals, damit die Elektronen durch direkte Laserbeschleunigung (DLA) effektiv beschleunigt werden können.

Da die Elektronendichte im Ionenkanal verringert ist, kann man die Bewegung des einzigen Elektrons näherungsweise durch Glg. (1.9) beschreiben, dabei die folgenden Einsätze für das elektrische und das magnetische Feld gelten:

$$\vec{E} = \vec{E}^l + \vec{E}^s \quad (1.42)$$

$$\vec{B} = \vec{B}^l + \vec{B}^s \quad (1.43)$$

mit den Laser- und statischen Komponenten  $\vec{E}^l$ ,  $\vec{E}^s$  für das elektrische Feld, bzw.  $\vec{B}^l$ ,  $\vec{B}^s$  für das magnetische Feld.

Durch elektrische Komponente der Lorentzkraft erhält das Elektron die Energie von dem Laserstrahl. Durch magnetische Komponente der Lorentzkraft wird die gewonnene Energie

teilweise in die kinetische Energie der Vorwärtsbewegung im Kanal umgewandelt, damit das Elektron entlang des Ionenkanals beschleunigt wird.

Findet sich ein bewegendes Elektron nur in den betrachteten quasistatischen elektrischen ( $\vec{E}^s$ ) und magnetischen ( $\vec{B}^s$ ) Feldern, schwingt es mit der Betatron-Frequenz [Kar20]:

$$\omega_\beta = \frac{n_0 q_e^2}{2\gamma m_e \epsilon_0} \quad (1.44)$$

In dem Fall, wenn die Schwingungsphase des Elektrons mit der Schwingungsphase des Laserfeldes übereinstimmt, ist die Resonanzbedingung erfüllt [Pukh02]:

$$\omega_\beta t = \omega_L \cdot \left( t - \frac{z(t)}{v_{ph}} \right), \quad (1.45)$$

oder

$$\omega_\beta = \omega_L \cdot \left( 1 - \frac{v_z}{v_{ph}} \right) \equiv \omega_{L,\Delta} \quad (1.46)$$

mit der Doppler-verschobenen Laserfrequenz  $\omega_{L,\Delta}$ . Bei dieser Bedingung kann das Elektron auf hohe Energie beschleunigt werden.

### 1.1.7. Charakteristische Temperaturen der laserbeschleunigten relativistischen Elektronen

Durch die Laser-Materie-Wechselwirkung realisieren sich verschiedene Absorptionsmechanismen, deswegen ist es schwierig, das Energiespektrum der Elektronen durch eine bestimmte Verteilungsfunktion zu approximieren. Wie im Experiment gezeigt wurde, ist es trotzdem sehr oft korrekt, die gesamte Energieverteilungsfunktion für Elektronen als eine Summe der exponentiellen Funktionen darzustellen [Schönl25], [Zäh20]:

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} := \frac{d^2 N}{d\Omega \cdot dE} = \sum_{i=1}^n A_i \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_i}\right). \quad (1.47)$$

Hierbei ist  $T_i$  [MeV] eine charakteristische Temperatur für die entsprechende  $i$ -te Exponentialverteilung (Boltzmann-ähnliche Verteilung) in der gesamten Summe (1.47),  $\alpha$  der Winkel in der YZ-Ebene, senkrecht zur  $\vec{E}$ -Komponente des Laserfeldes, bzw.  $\beta$  – in der XZ-Ebene. Ein Beispiel für die Darstellung der Energieverteilung von Elektronen durch zwei-Temperatur-Fit (zwei charakteristische Temperaturen) ist in Anhang 5 angehängt.

Allgemein muss man die genannten charakteristischen Temperaturen von der sogenannten effektiven Temperaturen unterscheiden, die sich durch die Steigung der logarithmierten gesamten Verteilungsfunktion in konkreten Energieintervallen definieren lassen.

In einem Spezialfall, wenn sich die Energieverteilungsfunktion durch eine Exponentialfunktion (Boltzmann-ähnliche Verteilungsfunktion) für  $E > E_1$  darstellen lässt:



$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} := \frac{d^2N}{d\Omega \cdot dE} = A \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_{eff}}\right), \quad (1.48)$$

gilt z.B. für die Elektronen mit der Energie höher als  $E_1$ . In diesem Fall darf man eine charakteristische Temperatur  $T_i$  [MeV] durch eine effektive Temperatur  $T_{eff}$  [MeV] einsetzen. Dabei kann man zeigen, dass die mittlere Energie der Elektronen, für welche die Glg. (1.48) gültig ist, gemäß der folgenden Gleichung berechnet werden kann (Prof. Dr. N. E. Andreev, RAS, Russland):

$$\bar{E}(E > E_1) = \frac{E_{tot,\alpha,\beta}(E > E_1)}{N_{\alpha,\beta}(E > E_1)} = E_1 + T_{eff} \quad (1.49)$$

mit der unteren Energiegrenze der Elektronen  $E_1$ , ab welcher die Glg. (1.48) angewendet werden kann.

Alle genannten charakteristischen bzw. effektiven Temperaturen charakterisieren nur ursprüngliche (direkt nach dem Laserschuss) Energieverteilung der relativistischen Elektronen, da die Stöße zwischen Elektronen in dem Zeitraum zwischen dem Laserschuss und der Wechselwirkung der Target-Elektronen mit den Detektoren bzw. Spektrometern sehr selten sind.

### 1.1.8. Temperatur-Skalierungsgesetze mit der Hochlaserintensität

#### 1.1.8.1. Temperatur-Skalierung bei einem dünnen (10-100 $\mu\text{m}$ Dicke) Metallfolie-Target

In einer Metallfolie kann man mit Hilfe des Hochintensitätslaserpulses ein Plasma erzeugen (Abschnitt 1.1.5.1), in dem die Elektronen durch die ponderomotorische Kraft beschleunigt werden (Abschnitt 1.1.2.2). In diesem Fall spricht man über *ponderomotorische Elektronen*, die im Zustand sind, sich mit relativistischen Geschwindigkeiten zu bewegen. Für die Beschreibung der Energieverteilung dieser Elektronen benutzt man die effektive Temperatur, siehe Abschnitt 1.1.7. Wie im Experiment gezeigt wurde, hängt diese Temperatur von der Laserintensität und dem Laserkontrast ab. Die Untersuchung der genannten Abhängigkeit wurde von verschiedenen Forschungsgruppen in dem Fall eines dünnen (10 – 100  $\mu\text{m}$ ) Metallfolie-Targets durchgeführt. Als Zusammenfassung sind unten die erfundenen Temperatur-Skalierungsgesetze mit einer kurzen Charakterisierung dargestellt:

- **Wilks-Skalierung (1992)** wurde durch 2D-PC-Simulation für  $I \cdot \lambda^2$  von  $10^{18}$  bis  $2 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$  bei einem schrägen Einfall des Lasers ins Target erhalten. In dem Fall einer linear polarisierten Laserwelle hat die Skalierung die folgende Form:

$$T_{eff} = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{I [\text{W}/\text{cm}^2]}{I_{18}} \cdot \frac{\lambda^2 [\mu\text{m}^2]}{2.74}} - 1 \right), \quad (1.50)$$

wobei  $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ ,  $I_{18} = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $I$  die Spitzenlaserintensität,  $\lambda$  die Laserwellenlänge [Wil92], [Gün11].

- **Haines-Skalierung (2009)** wurde theoretisch aufgrund der Energie- und Impulserhaltung bei der Bedingung der vollen Laserenergieabsorption erhalten [Hai09]:

$$T_{eff} = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \sqrt{2} \frac{I[W/cm^2]}{I_{18}} \cdot \frac{\lambda^2[\mu m^2]}{1.37}} - 1 \right). \quad (1.51)$$

- **Tanimoto-Skalierung (2009)** wurde aufgrund der Messung der Elektronenspektren bei der Laserintensität von  $10^{18}$  bis  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  und Laserwellenlänge  $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$  erhalten [Tan09]:

$$T_{eff}[keV] = 400 \left( \frac{I[W/cm^2]}{I_{18}} \cdot \lambda^2[\mu m^2] \right)^{1/3} \quad (1.52)$$

- **Beg-Fontaine-Skalierung (2013)** hat die folgende Form [Fon13]:

$$T_{eff}[keV] = 460 \left( \frac{I[W/cm^2]}{I_{18}} \cdot \lambda^2[\mu m^2] \right)^{1/3} \quad (1.53)$$

Die genannten Temperatur-Skalierungsgesetze sind in Abb. 1.13. graphisch dargestellt.

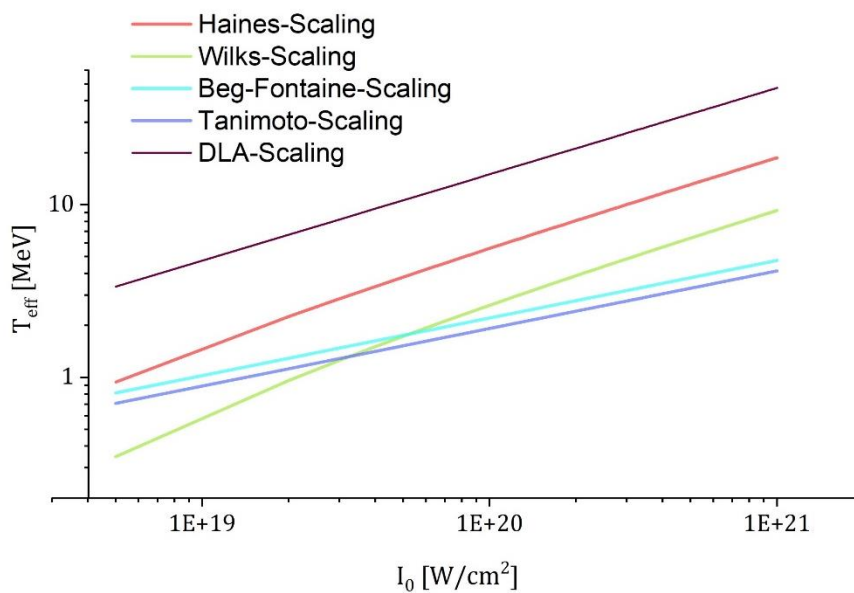


Abb. 1.13. Graphische Darstellung der Temperatur-Skalierungsgesetze mit der Spitzenlaserintensität.

### 1.1.8.2. Temperatur-Skalierung bei einem TAC-Schaum-Target

Wie schon in Abschnitt 1.1.5.2 beschrieben wurde, kann man mit Hilfe des Hochintensitätslaserstrahls, der in einem NCD-Plasma propagiert, die Elektronen durch DLA-Mechanismus

beschleunigen. Für diese Elektronen gilt Boltzmann-ähnliche Verteilungsfunktion (Abschnitt 1.1.7) und die Energieverteilung kann man durch eine effektive Temperatur charakterisieren. Es wurde ein Temperatur-Skalierungsgesetz vorgeschlagen:

- **DLA-Skalierung von Pukhov (1999)** wurde durch 3D-PC-Simulation erhalten [Pukh02]:

$$T_{eff}[\text{MeV}] \cong 1,5 \cdot \sqrt{\frac{I [\text{W}/\text{cm}^2]}{I_{18}}}. \quad (1.54)$$

## 1.2. Magnetspektrometer

Das Ziel der Verwendung des Magnetspektrometers ist die Bestimmung der Energieverteilung der geladenen Teilchen, was durch Ablenkungen der geladenen Teilchen in einem Magnetfeld möglich wird.

### 1.2.1. Physikalisches Prinzip des Magnetspektrometers

In Abb. 1.14 ist das 0,99T-Magnetspektrometer (mit Parametern:  $L = 100 \text{ mm}$ ,  $b = 30 \text{ mm}$ ,  $B = 0.99 \text{ T}$  in der Mitte zwischen den Magneten) in zwei verwendeten Modifikationen schematisch dargestellt. In dem Fall der ersten Modifikation (Abb. 1.14A) werden Elektronen- und Protonensignale auf der Imaging Plate (IP) entlang sowohl der Seitenwände als auch der Hinterwand des Spektrometers registriert. Mit Hilfe dieses Spektrometers lassen sich die Elektronen von 1,5 bis 98 MeV und die Protonen von 0 bis 4,9 MeV entlang der Seitenwände detektieren. Entlang der Hinterwand werden die Teilchen mit einer höheren Energie registriert, aber die Energieauflösung ist hier schlechter als entlang der Seitenwände, siehe Abschnitt 2.2.4. Um diese Energieauflösung zu erhöhen, wurde eine Verlängerungskonstruktion des Spektrometers gebaut, die in der zweiten Modifikation des Spektrometers (Abb. 1.14B) verwendet wurde.

Die auf die Eingangsspalte des Spektrometers einfallenden geladenen Teilchen bewegen sich innerhalb des Spektrometers in einem Magnetfeld und nehmen in der Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie eine bestimmte Position auf der IP ein, d.h. durch Eintrittsposition in die IP lässt sich die Teilchenenergie finden.

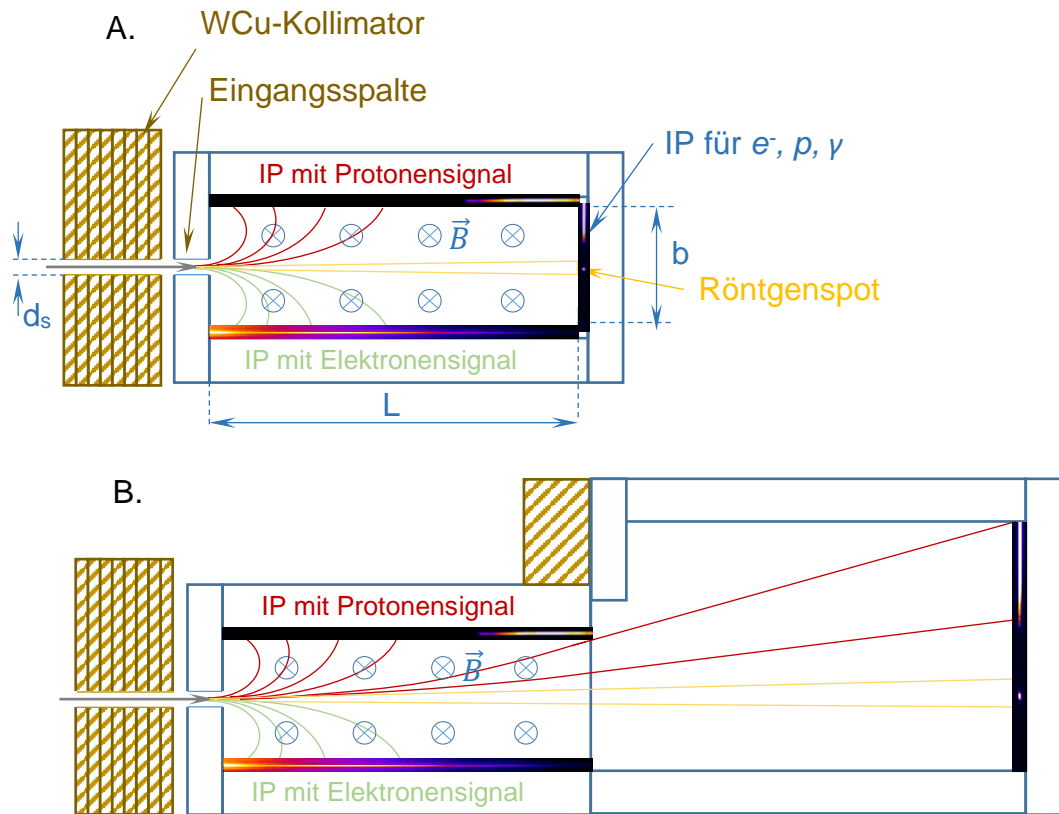


Abb. 1.14. Modifikationen des 0,99T-Spektrometers.

Zur Verringerung des Hintergrundes des registrierten Signals wird ein Kollimator (Abb. 1.14, z.B. aus WCu: Wolfram – 85%, Kupfer – 15%) verwendet. Durch Daten für Stopping Power [StoP17] lässt sich die Dicke einer Wolframschicht berechnen, die nötig ist, um die Elektronen bis zu einer konkreten Energie zu stoppen. Zum Beispiel werden bei einer Wolframdicke von 1,3 cm die Elektronen bis zu der Energie von 200 MeV gestoppt. Gemäß den Daten für den Röntgenabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie [Xray-C96] wird die Röntgenstrahlung mit der Photonenenergie von 1 MeV bis zu 5% in einer Wolframschicht von 2,4 cm dick verringert. Dabei wird noch eine schwächere Röntgenstrahlung mit der Energie von 56 keV (gemäß dem Moseleysche Gesetz für den  $K_{\alpha}$ -Wolfram-Übergang) erzeugt. Diese Strahlung wird beim Durchgang der Wolframschicht auch abgeschwächt.

Im Fall von positiv geladenen Teilchen muss man die Protonen von Ionen abtrennen. Dabei kann man die IP für Protonen einer dünnen Al-Folie abdecken, um schwere Ionen in dieser Folie zu stoppen. Für die Auswertung soll es berücksichtigt werden, dass das Protonensignal durch Al-Folie auch abgeschwächt wird.

### 1.2.2. Bewegung des Elektrons bzw. Protons im Magnetspektrometer

Da die geladenen Teilchen sich innerhalb des Spektrometers in einem inhomogenen Feld bewegen, kann man eine Trajektorie des Teilchens nur schrittweise mit einer nachfolgenden Anwendung einer Bewegungssimulation beschreiben. Das Ergebnis der Berechnung ist die Position des Teilchens auf der registrierenden IP in Abhängigkeit von der Breite der Eingangsspalte des Spektrometers und ursprünglicher kinetischer Energie des Teilchens.

Die Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld im Vakuum hat folgende allgemeine Form, in der ein relativistischer Charakter der Teilchenbewegung berücksichtigt wird:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (1.55)$$

Hierbei ist  $q$ ,  $\vec{v}$  und  $\vec{p}$  die Ladung bzw. die Geschwindigkeit und der Impuls des Teilchens,  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte.

Für die weitere Berechnungen werden folgende relativistische Relationen verwendet:

$$|\vec{p}| = p = \gamma m_0 v, \quad (1.56)$$

$$E = \gamma E_0 \quad (1.57)$$

mit

$$E_0 = m_0 c^2, \quad (1.58)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (1.59)$$

Dabei ist  $m_0$  die Ruhemasse des Teilchens,  $E_0$ ,  $E$  die Ruheenergie bzw. die gesamte Energie des Teilchens.

Im Folgenden werden drei Annahmen benutzt:

1) Die Linien des Magnetfeldes im Spektrometer sind senkrecht zu der Ebene XOY, d.h.

$$\vec{B} = \vec{B}(x, y) = \vec{B}_z. \quad (1.60)$$

2) Die Breite der Eingangsspalte des Spektrometers ist vernachlässigbar klein.

3) Der Vektor der Geschwindigkeit des Teilchens liegt immer in der Ebene XOY (Abb. 1.15), d.h.

$$\vec{v} = \vec{v}_{xy}. \quad (1.61)$$

Die Anfangsbedingungen sind:  $\vec{r}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ 0 \end{pmatrix}$ ,  $\vec{v}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ 0 \end{pmatrix}$ , folglich  $\varphi_0 = 0 \text{ rad}$ .

Da die Lorentz-Kraft keine Arbeit verrichtet, bleibt der Betrag des Impulses des Teilchens gemäß der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung ( $E^2 = E_0^2 + p^2 c^2$ ) konstant, d.h.

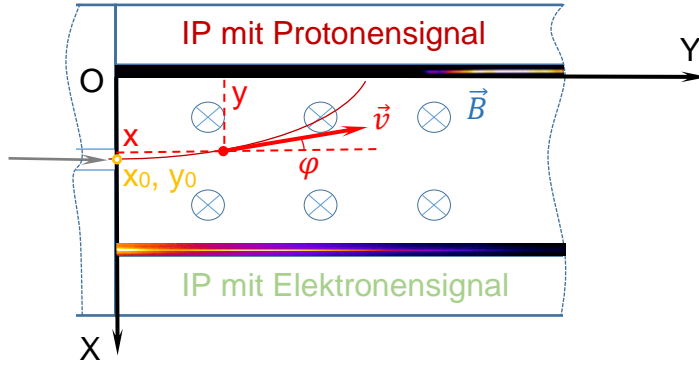


Abb. 1.15 Trajektorie eines Teilchens im Spektrometer.

$$|\vec{p}| = p = \text{const.} \quad (1.62)$$

Aus Glg. (1.55) mit (1.60) – (1.62) ergibt sich

$$p \cdot \frac{d\varphi}{dt} = qv \cdot B(x, y),$$

oder mit (1.56) und (1.57):

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{q \cdot B(x, y)}{\gamma m_0} = \frac{E_0}{E} \cdot \frac{q \cdot B(x, y)}{m_0} = \frac{qc^2 \cdot B(x, y)}{E} = \omega(B(x, y), E). \quad (1.63)$$

Für eine detaillierte Beschreibung der Trajektorie des Teilchens werden die folgenden Simulation-Schritte durchgeführt:

$$x \rightarrow x + dx, \quad (1.64)$$

$$y \rightarrow y + dy, \quad (1.65)$$

$$\varphi \rightarrow \varphi + d\varphi, \quad (1.66)$$

wobei

$$dx = -dl \cdot \sin\varphi, \quad (1.67)$$

$$dy = dl \cdot \cos\varphi, \quad (1.68)$$

$$d\varphi = \omega \cdot dt = \omega \cdot \frac{dl}{v} \quad (1.69)$$

ist. Dazu wird der kleinste Weg-Schritt  $dl$  so ausgewählt, damit die Simulation eine höhere Genauigkeit als die Auflösung der registrierenden IP ( $dl = 25 \mu m$ , d.h. die Hälfte des Pixels der IP) hat. Aus Glg. (1.29) mit (1.17), (1.19) und (1.23) ergibt sich

$$d\varphi = \frac{qc^2 \cdot B(x, y)}{E} \cdot \frac{dl}{v} = \frac{qc \cdot B(x, y)}{\sqrt{E^2 - E_0^2}} \cdot dl. \quad (1.70)$$

Zurück zu der Annahme (1.60). Sie ist im Experiment korrekt, da das Signallinie auf einer registrierenden IP eine vernachlässigbare Abweichung von der Gerade Linie hat.

### 1.2.3. Energiedispersion der Elektronen bzw. Protonen in einem Magnetspektrometer

Wie es schon gezeigt wurde, verrichtet die Lorentz-Kraft keine Arbeit, d.h. dass die Energie des Teilchens sich innerhalb des Spektrometers nicht ändert. Gemäß dieser Bedingung kann man die Energie der Teilchen bei der Wechselwirkung mit der IP als die ursprüngliche Energie in der Eingangsspalte des Spektrometers betrachten. Durch Berechnung der Bewegung eines Teilchens, siehe Abschnitt 1.2.2, lässt sich die Energie dieses Teilchens durch ihre Registrierungsposition auf der IP rekonstruieren. Im Folgenden werden die entsprechenden Energiedispersionskurven für die verwendeten Spektrometer erhalten, siehe Abschnitt 2.2.2.

Bei der gesamten Auswertung der Elektronenspektren auf der IP kann die Anzahl der in ein Magnetspektrometer einfallenden Teilchen abhängig von ihren Energien rekonstruiert werden, bzw.  $f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} := \frac{d^2N}{d\Omega \cdot dE}$ . Nach der logarithmischen Darstellung lassen sich die charakteristischen Temperaturen von Elektronen berechnen, siehe Abschnitt 1.1.6.

## 1.3. Imaging-Plate-Diagnostik (IP-Diagnostik)

Das Ziel dieser Diagnostik ist die Rekonstruktion der Anzahl der mit der IP wechselwirkenden Elektronen bzw. Protonen und Photonen. Dabei ist es wichtig, dass das Signal nicht gemischt ist, d.h. es besteht nur aus einer Art von Teilchen, oder eine Art von Teilchen dominiert im Signal. Der Schwerpunkt des Abschnittes 1.3 liegt auf den Elektronen.

### 1.3.1. Charakterisierung einer IP

Die Imaging Plate (IP) ist eine Detektorplatte, die eine strahlungsempfindliche Schicht enthält, in der Atome bzw. Moleküle in angeregte Zustände übergehen können und diese Zustände über einen bestimmten Zeitraum erhalten. Während des Scannens mit einem Laserstrahl wird die in der IP gespeicherte Energie in der Form Lumineszenz freigesetzt. Dabei charakterisiert Lumineszenz-Licht das Strahlungssignal, das in der IP gespeichert wurde [FujIP].

Für Experimente wurden die folgenden Typen der IP von der Firma Fuji verwendet: BAS-MS, BAS-SR und BAS-TR. In Tabelle 1.1 [Bou15] ist die chemische Struktur, die Dichte und die Dicke der jeweiligen IP-Schichten dargestellt.

### 1.3.2. Rekonstruktion der Elektronenanzahl durch Auswertungskorrekturfaktoren zu den Scan-Daten

Für die Auswertung der Elektronenanzahl werden die Daten der Sensitivität der verschiedenen IP-Typen benutzt. Diese Daten sind in Quellen [Bon13-1], [Tan05] und [Bou15] dargestellt. Diese sind nur für das Modell des Scanners Fuji FLA7000 gültig (Sensitivität des Scanners: 4000, Belichtungsspielraum: 5, Auflösung: 50  $\mu\text{m}$ ). Für die Umrechnung der auf der IP registrierten Daten  $F = F(I[\text{px}])$  zu der Elektronenanzahl pro Pixel  $N_e$  muss man die Daten durch die Sensitivität der IP  $S_{IP}$  teilen, d.h.

$$N_e = \frac{F}{S_{IP}}. \quad (1.71)$$

Wie in Quelle [Bou15] gezeigt wurde, bleibt die Sensitivität bei der Elektronenenergie von mehr als 10 MeV auf einem gleichen Niveau von  $0,0268 \pm 0,005$  [PSL pro Elektron]. Im Messbereich von 0,4 MeV kann man für die BAS-MS-IP gemäß Quelle [Bon13-1] die Interpolationsfunktion, die in Abb. 1.16 dargestellt ist, verwenden.

Zur Umrechnung (1.71) muss man noch zusätzlich zwei Korrekturen berücksichtigen. Der erste Korrekturfaktor beruht sich darauf, dass für die Sensitivität in Abb. 1.16 angenommen wurde, dass der Elektronenfluss senkrecht zur IP-Fläche gerichtet ist. Im Experiment kommen die Elektronen jedoch unter verschiedenen Winkeln zur IP-Fläche. Je größer der Winkel zwischen der Teilchenbewegungsrichtung und der Normale zur IP-Fläche ist, desto länger ist die Strecke des durch die IP durchgegangenen Teilchens.

Wie schon in Quellen [Tan05] und [TavS19] gezeigt wurde, lässt sich der Winkel-Korrekturfaktor ( $K_w$ ) für die Elektronenanzahl gemäß der folgenden Formel bestimmen:

$$K_w = \begin{cases} \sin\varphi & \text{für die IP auf der Seitenwand des Spektrometers} \\ \cos\varphi & \text{für die IP auf der Hinterwand des Spektrometers} \end{cases} \quad (1.72)$$

wobei  $\varphi$  der Winkel ist, der in Abb. 1.15 gezeigt wurde.

Der zweite Korrekturfaktor ist der zeitliche Abfall-Korrekturfaktor ( $K_z$ ). Diese Korrektur entsteht, da das Signal auf der IP zwischen dem Laserschuss und dem Scannen abfällt, da die angeregten Zustände der Atome (Moleküle) instabil sind und mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in einen Grundzustand übergehen. Gemäß den Daten aus der Grafik in Abb. 1.17 kann der Faktor  $K_z$  bestimmt werden:

$$K_z = \frac{1}{\theta(\tau)} \quad (1.73)$$

wobei  $\theta$  das auf Eins normierte Signal,  $\tau$  der Zeitintervall zwischen dem Laserschuss und dem Scannen ist.



Die gesamte Formel für die Berechnung der Elektronenanzahl pro Pixel mit den genannten Korrekturfaktoren sieht so aus:

$$f = N_e \cdot K_w \cdot K_z \tag{1.74}$$

Tabelle 1.1. Charakterisierung der Schichten der verschiedenen IP-Typen [Bou15].

Layer	SR	MS	TR
<b>PROTECTIVE</b>			
Composition	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> O	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> O	No layer
Density (g/cm <sup>3</sup> )	1.273	1.66	0
Thickness (μm)	6	9	0
<b>SENSITIVE</b>			
Composition	BaFBr	BaFBr <sub>0.85</sub> I <sub>0.15</sub>	BaFBr <sub>0.85</sub> I <sub>0.15</sub>
Density (g/cm <sup>3</sup> )	3.1	3.31	2.85
Thickness (μm)	120	115	50
<b>SUPPORT</b>			
Composition		C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> O	
Density (g/cm <sup>3</sup> )	1.273	1.66	1.66
Thickness (μm)	188	190	250
<b>MAGNETIC</b>			
Composition		ZnMn <sub>2</sub> Fe <sub>5</sub> NO <sub>40</sub> H <sub>15</sub> C <sub>10</sub>	
Density (g/cm <sup>3</sup> )	3.1	2.77	2.77
Thickness (μm)	160	160	160

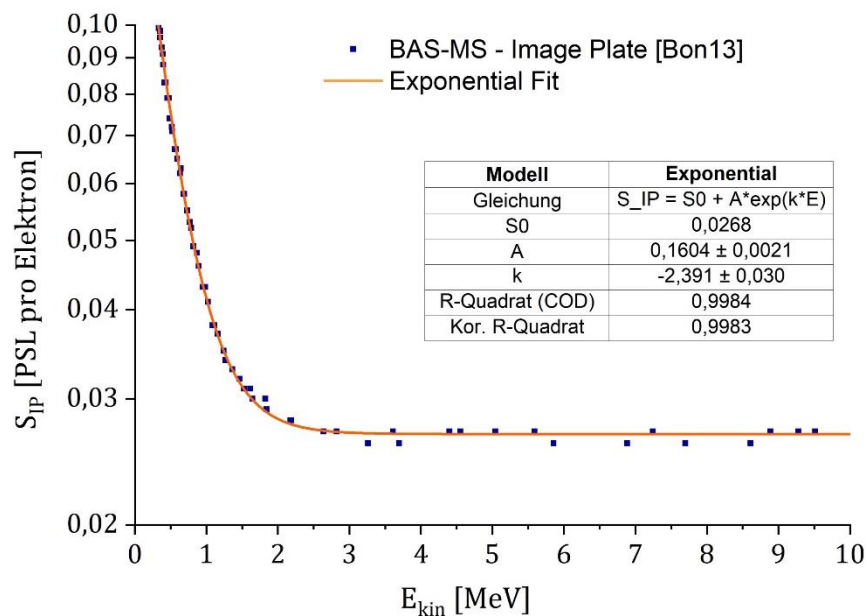


Abb. 1.16. Interpolationsfunktion der Sensitivität der BAS-MS-IP bei Energieniveaus von 0,4 bis 10 MeV.

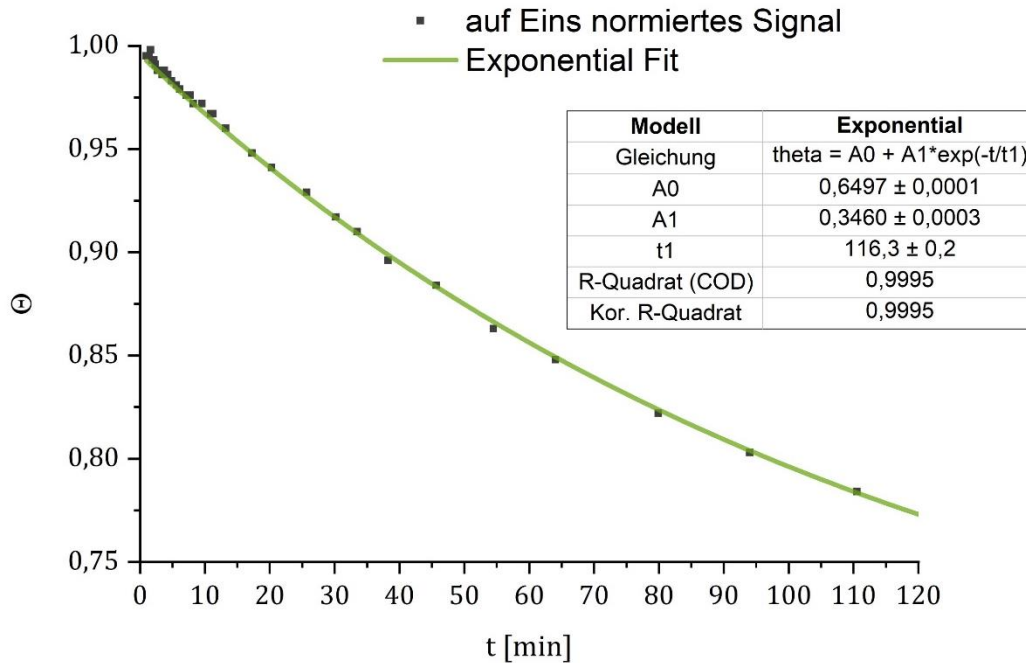


Abb. 1.17. Auf Eins normiertes Signal in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen dem Laserschuss und dem Scannen.

### 1.4. Zylinderdiagnostik

Das Ziel der Anwendung der Zylinderdiagnostik ist die Untersuchung der Winkelverteilung der laserbeschleunigten Target-Elektronen.

#### 1.4.1. Charakterisierung der Zylinderdiagnostik

Die Zylinderdiagnostik besteht aus drei je 3 mm dicken Stahlschichten, zwischen denen man die IPs platzieren kann (Abb. 1.18). In der ersten Stahlschicht befinden sich Löcher mit einem Durchmesser von 2 mm und einem Abstand in der Horizontal- bzw. Vertikalrichtung von 20 mm. In der Mitte der Diagnostik gibt es eine horizontale 4 mm breite Spalte (einen Ausschnitt), um die Strahlung in den Bereich hinter der Diagnostik ohne Einfluss von den Stahlschichten ausbreiten zu lassen. Aus den gleichen Gründen wurde ein Ausschnitt in der Mitte der Diagnostik nach oben gemacht. In diesen Richtungen kann man z.B. Spektrometer nach der Zylinderdiagnostik platzieren und die ursprünglichen Spektren der Teilchenflüssen von dem Target messen.

Die Löcher in der ersten Stahlschicht lassen die Position des auf der IP registrierten Signals identifizieren, da durch diese Löcher eine stärkere Strahlung vordringt als in einem Bereich ohne Löcher, siehe Abb. 1.19.

Die Zylinderdiagnostik hat einen Krümmungsradius von 200 mm und einen Öffnungswinkel von  $120^\circ$ . Die Höhe der Diagnostik beträgt 160 mm (Abb. 1.18).

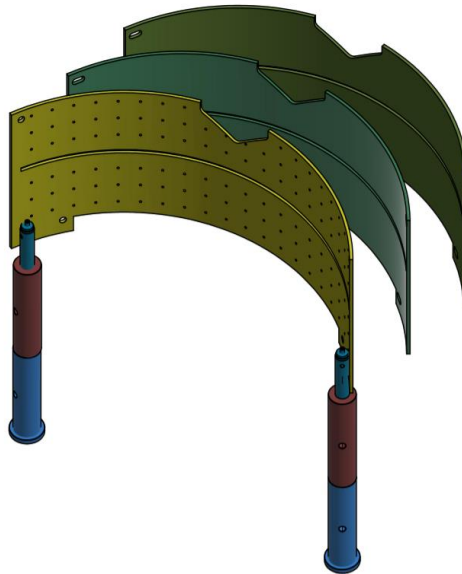


Abb. 1.18. Schematische Darstellung der Zylinderdiagnostik.

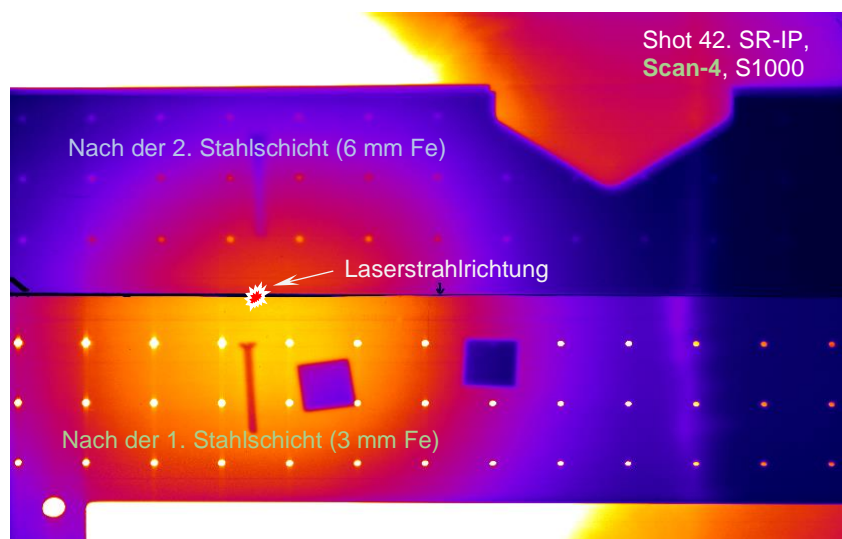


Abb. 1.19 Signalabschwächung nach der ersten bzw. zweiten Schicht der Zylinderdiagnostik.

1.4.2. Energieverluste von Elektronen in den Stahlschichten der Zylinderdiagnostik

In Abb. 1.19 sieht man, wie das registrierte Signal nach der ersten bzw. zweiten Stahlschicht der Zylinderdiagnostik abgeschwächt wird. Durch Daten für Stopping Power [StoP17] kann man die Energie der in einer Stahlschicht (Stahldichte  $\rho = 7,874 \text{ g/cm}^3$ ) gestoppter Elektronen abschätzen. Die Berechnung zeigt, dass in einer Stahlschicht von 3 mm bzw. 6 mm Dicke die Elektronen mit einer Energie weniger als 3,5 MeV bzw. 7 MeV gestoppt werden. Die Elektronen, die in den Stahlschichten nicht gestoppt werden, werden trotzdem abgebremst und haben nach Durchgang der Stahlschichte eine neue kinetische Energie  $E_{new}$ . Das heißt, dass für die Elektronen mit der Anzahl  $dN = f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} \cdot dE$ , wobei  $f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} = \frac{d^2N}{d\Omega \cdot dE}$  eine Elektronenverteilungsfunktion ist, gilt:

$$E \equiv E_{kin} \rightarrow E_{new} = E - SP(E) \cdot \rho \cdot x \tag{1.75}$$

Hierbei ist  $SP(E)$  Stopping Power in der Abhängigkeit von der Elektronenenergie  $E$ . Man kann eine lineare Regression für die Stopping Power bei Energie, die höher als 1 MeV ist, verwenden, siehe die Daten in Abb. 1.20:

$$SP(E) = a_s + b_s E \tag{1.76}$$

Aus Glg. (1.75) – (1.76) folgt:

$$E = \frac{E_{new} + a_s \rho x}{1 - b_s \rho x} \tag{1.77}$$

Dann lässt sich die Elektronenverteilungsfunktion nach den Bremsschichten so darstellen:

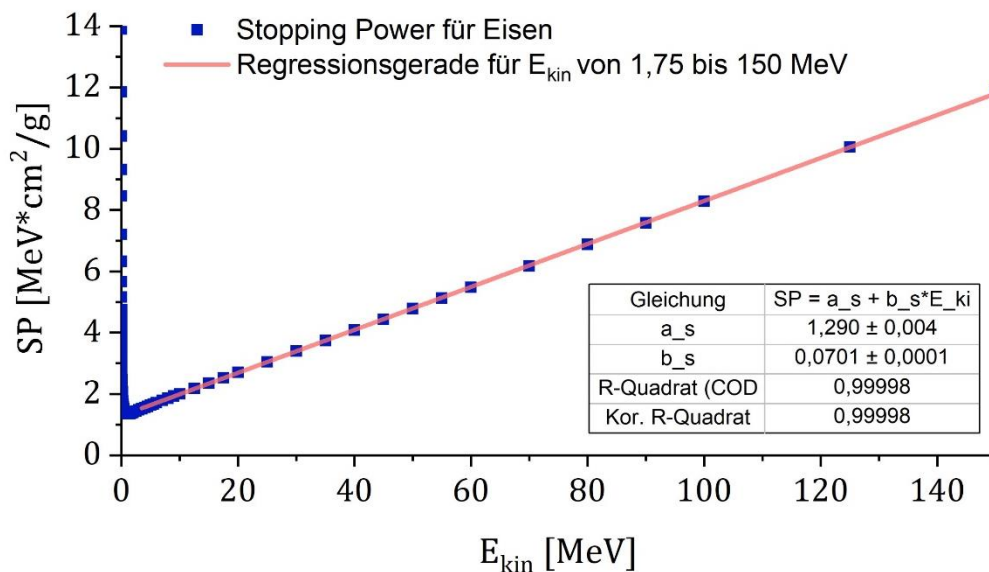


Abb. 1.20. Stopping Power für Eisen [StoP17].

$$f_{E_{new},\Omega}|_{\alpha,\beta} = f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta}. \quad (1.78)$$

Wenn die ursprüngliche (vor den Bremsschichten) Elektronenverteilungsfunktion einem Exponenten approximieren kann:

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} = a \cdot \exp(-bE), \quad (1.79)$$

wird die Elektronenverteilungsfunktion nach den Bremsschichten so dargestellt:

$$f_{E_{new},\Omega}|_{\alpha,\beta} = f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} = a \cdot \exp(-bE) = a \cdot \exp\left[-\frac{b}{1-b_s\rho x}(E_{new} + a_s\rho x)\right]. \quad (1.80)$$

## 2. Charakterisierung des Magnetspektrometers

Das Ziel dieses Kapitels ist die Energiedispersionskurven für die verwendeten Magnetspektrometer mit einer nachfolgenden Analyse der Energieauflösung eines Spektrometers zu erhalten. Um das genannte Ziel zu erreichen, wurde das Magnetfeld in den Spektrometern gemessen und danach wurden die Messdaten durch Simulation in einem geschriebenen Python-Code bearbeitet.

### 2.1. Messung der magnetischen Flussdichte im Spektrometer

#### 2.1.1. Beschreibung der Messkonstruktion

Für eine präzise Messung der magnetischen Flussdichte in einem Spektrometer wurde eine Messkonstruktion gebaut, die in Abb. 2.1 dargestellt ist. Mit Hilfe dieser Konstruktion kann man die Position der Messsonde mit einer Genauigkeit bis zu 0,02 mm einstellen. Aber aufgrund der Verschiebung der Messsonde an den Wänden des Spektrometers hat sich die Genauigkeit der Bestimmung der Sondeposition bis zu ca. 0,1 mm verschlechtert.

Die Messungen der transversalen Komponente der magnetischen Flussdichte wurden mit Hilfe eines Gaußmeters des Modells 7010 von der Firma „F.W. Bell“ [B7010] durch eine

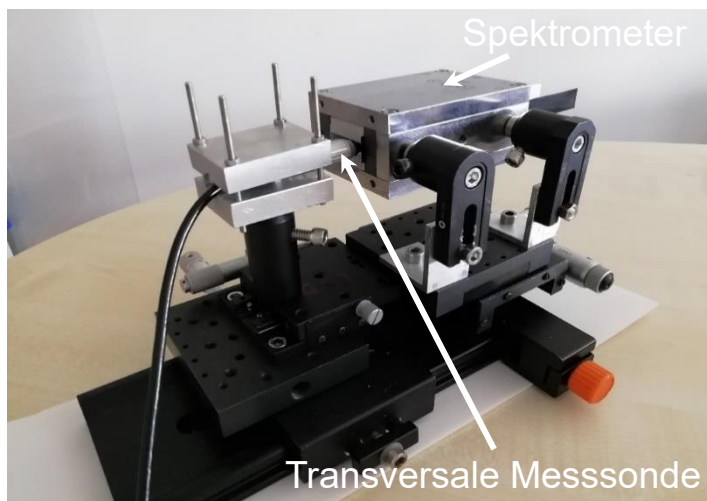


Abb. 2.1. Aufbau der Messkonstruktion des Magnetfeldes.

## 2.1. Messung der magnetischen Flussdichte im Spektrometer

75 mm lange und 3,7 mm breite Messsonde durchgeführt. Dabei betrug der absolute Messfehler (inklusive systematischen und statistischen Fehler) 3 mT.

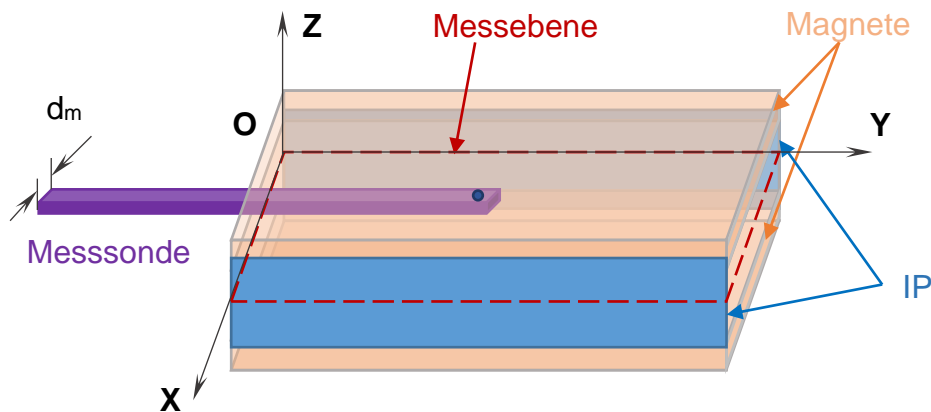


Abb. 2.2. Messbereich im Spektrometer ( $0 < x < 30 \text{ mm}$ ,  $0 < y < 100 \text{ mm}$ ).

Bei den Messungen der magnetischen Flussdichte lässt die gebaute Messkonstruktion die Messsonde in einer mittleren Ebene XOY des Spektrometers halten (Abb. 2.2). D.h. man kann die Magnetfeldkarte für die Flugenebene der Teilchen im Spektrometer erhalten. Dabei sollen die Messungen in der Anwesenheit der IPs innerhalb des Spektrometers durchgeführt werden, da sie das Magnetfeld an den Magnetkanten durch die eigene Magnetschicht verzerren (Die Messungen an der Magnetkante unterscheiden sich bis zu 50 mT ohne und mit der IPs im Spektrometer.).

### 2.1.2. Verwendung der Approximation und Interpolation der Messdaten

Da die Messsonde des Gaußmeters endliche Abmessungen (bzw. die Breite  $d_m = 3,7 \text{ mm}$ ) hat, gibt es einen Bereich innerhalb des Spektrometers, wo es technisch unmöglich ist, direkte Messungen durchzuführen. Deshalb wurde eine lineare Approximation an der Magnetkante entlang der IP zu den Messungen verwendet (Abb. 2.3 – 2.4). Diese Approximation ist durch ein gutes Bestimmtheitsmaß R-Quadrat (höher als 0,97) [R<sup>2</sup>-Wikip] für eine lineare Regression begründet.

Außerdem werden Interpolationsfunktionen in einem geschriebenen Python-Code verwendet, siehe Anhang 2, um die Magnetfeldkarte im Spektrometer für weitere Simulationen kontinuierlich darzustellen. Die Darstellungen des Magnetfeldes mit Hilfe der Oberflächen-

## 2. Charakterisierung des Magnetspektrometers

approximation der Messdaten (aus Anhängen 1A, 1B) für das 0,99T- bzw. 0,25T-Spektrometer (mit quasihomogenem Feld in der Mitte zwischen den Magneten 0,99 T bzw. 0,25 T) kann man in Abb. 2.5 – 2.6 sehen.

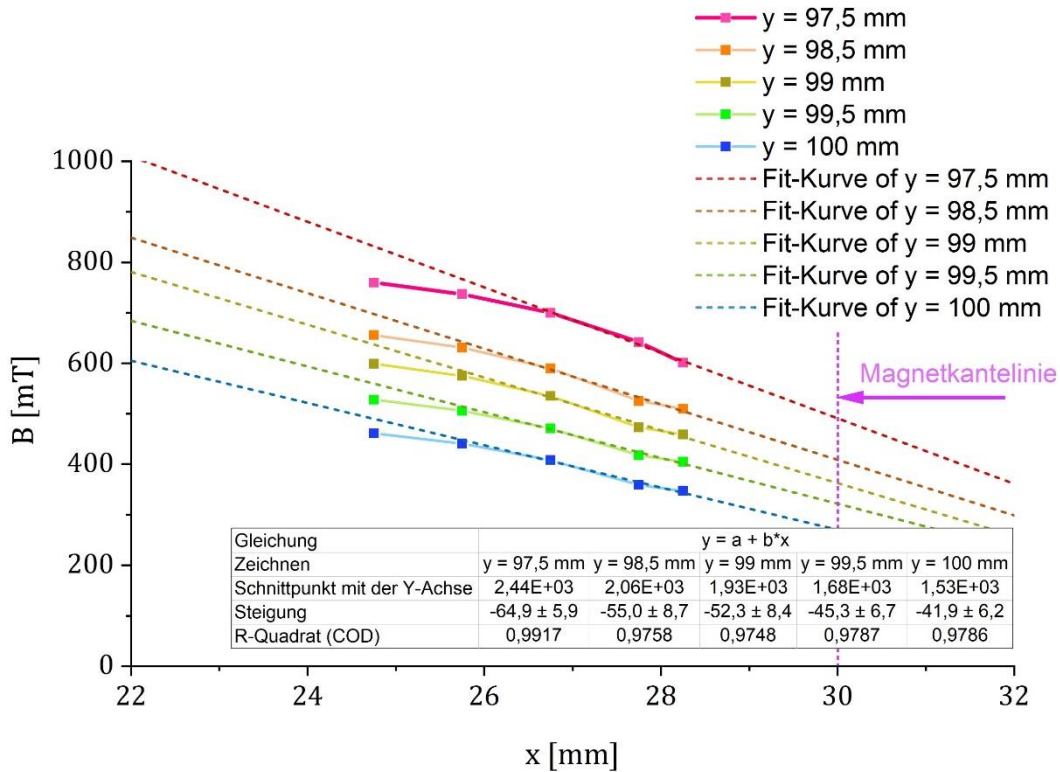


Abb. 2.3. Messungen der magnetischen Flussdichte in der Nähe von der IP in einem 0,99T-Spektrometer.

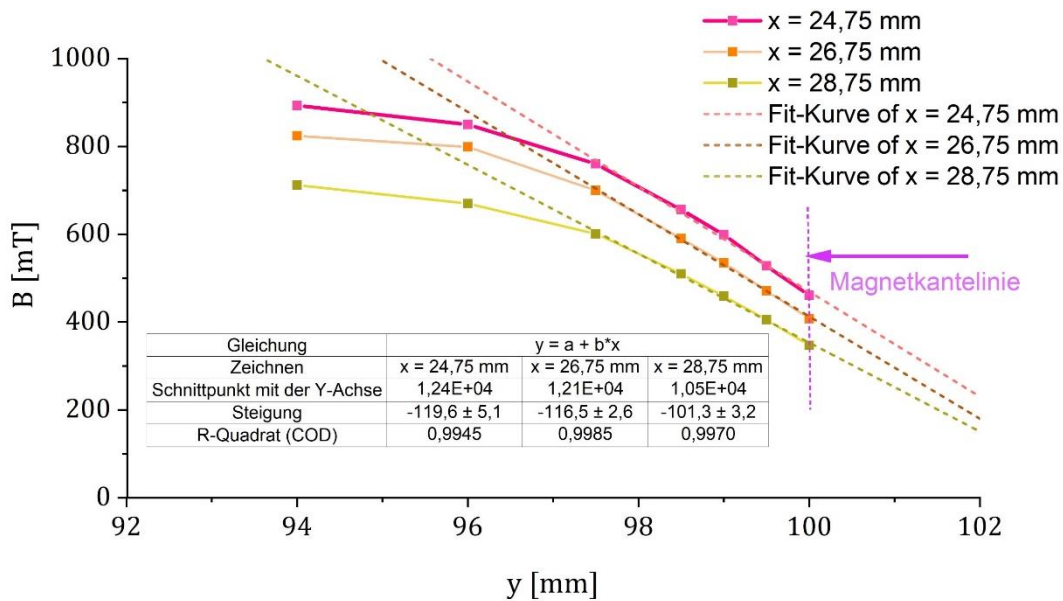


Abb. 2.4. Messungen der magnetischen Flussdichte an der Kante eines 0,99T-Spektrometers.



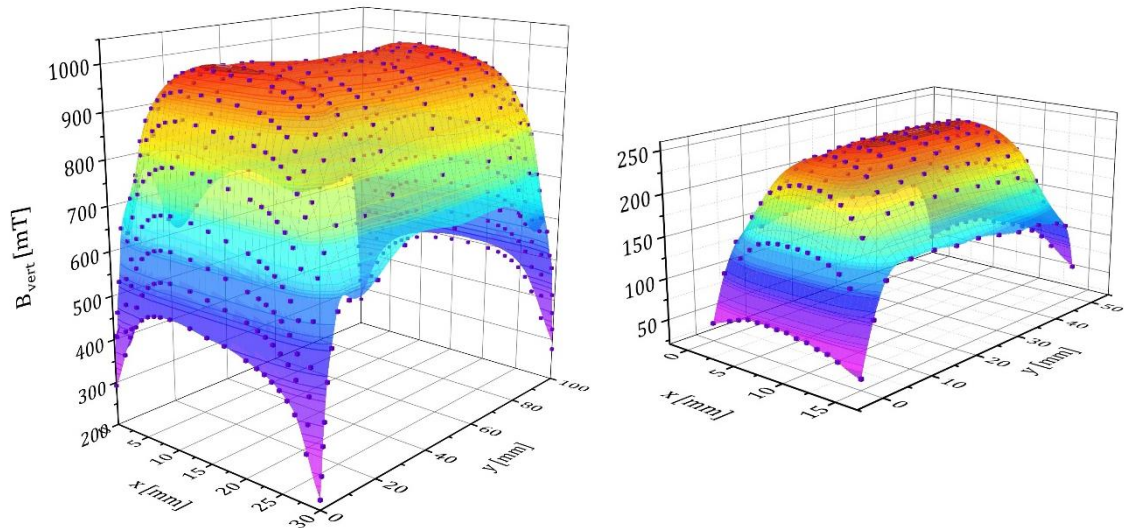


Abb. 2.5. 3-dimensionale Darstellung der 2-dimensionalen Karte des Magnetfeldes in der mittleren Ebene des Magnetspektrometers: links – im 0,99T-Spektrometer, rechts – im 0,25T-Spektrometer.

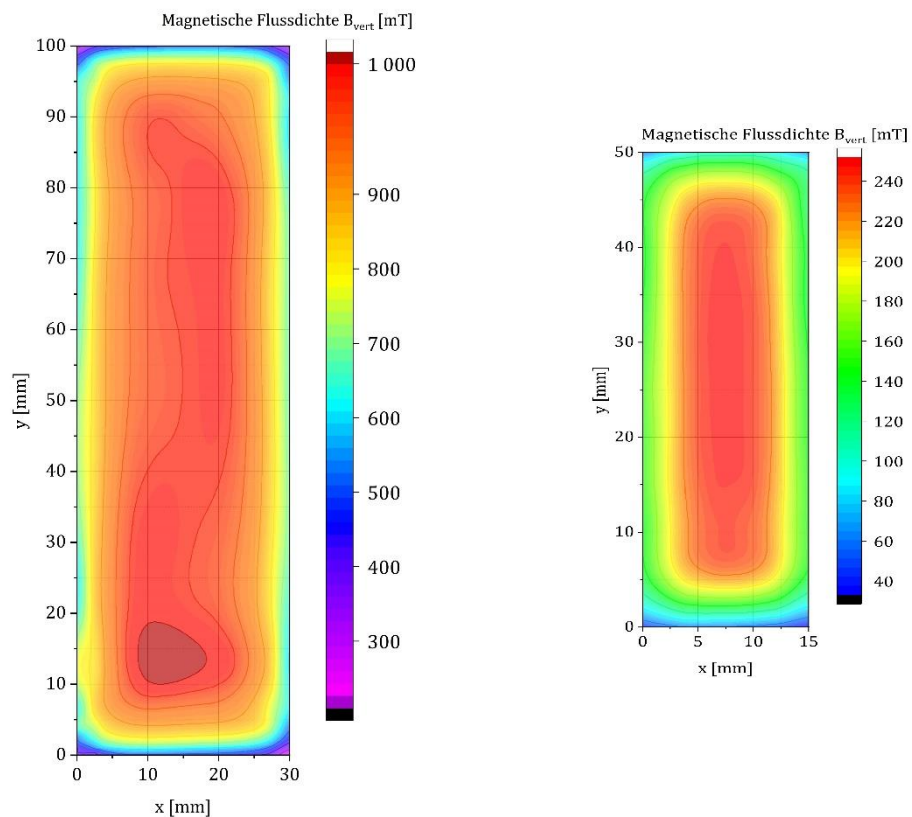


Abb. 2.6. 2-dimensionale Darstellung der 2-dimensionalen Karte des Magnetfeldes in der mittleren Ebene des Magnetspektrometers: links – im 0,99T-Spektrometer, rechts – im 0,25T-Spektrometer.

### 2.1.3. Fehlerrechnung von Werten der magnetischen Flussdichte

Die Messungen der magnetischen Flussdichte wurden in allen Spektrometern mit Hilfe des Gaußmeters-7010 von der Firma F.W.Bell [B7010] durchgeführt. Zum Vergleich wurde eine Reihe der Messungen dem Gaußmeter-5080 von der Firma F.W.Bell [B5080] erfüllt. Aus den Messungen in Abb. 2.7 folgt, dass die durch unterschiedliche Geräte registrierten Werte eine systematische Verschiebung voneinander haben, aber dieser Unterschied der Messdaten ist nur bei großen ( $> 500$  mT) Werten des Feldes wesentlich. Durch Berechnung wurde gezeigt, dass die systematische Verschiebung der Werte gegen 1000 mT etwa  $57 \pm 3$  mT, d.h.  $5,8 \pm 0,4$  % beträgt. Man kann vermuten, dass die Geräte für die großen ( $> 500$  mT) Werte auf verschiedene Niveaus kalibriert sind. Trotzdem wurden die Messungen dem Gaußmeter-7010 als Referenzmessungen angenommen, da dieses Gerät eine höhere Güte als Gaußmeter-5080 hat. Dabei geben beide Geräte die vergleichbaren Werte der magnetischen Flussdichte während Messungen in einem 0,25T-Spektrometer (bis zu 250 mT).

In Abb. 2.5 – 2.6 sind die Messpunkte und eine Oberflächenapproximationskurve zusammen dargestellt. Der Unterschied zwischen den Messpunkten und den entsprechenden Punkten auf der Approximationskurve ist vernachlässigbar, da die Messpunkte während Interpolation fest gegeben sind, d.h. es kann nur ein Berechnungsfehler wegen Ungenauigkeit der Daten in diesen Punkten entstehen.

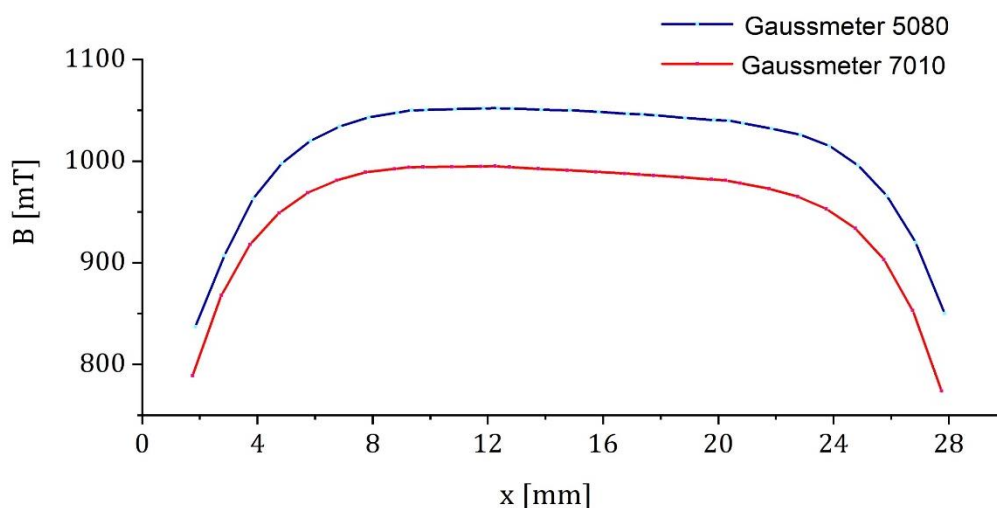


Abb. 2.7. Vergleich der Messungen der magnetischen Flussdichte in der Mitte eines 0,99T-Spektrometers (№1) bei  $y = 50$  mm.

### 2.2. Simulation der Bewegung eines relativistischen Elektrons im Magnetspektrometer

#### 2.2.1. Python-Code für die Berechnung der Trajektorie von Elektronen bzw. Protonen im Magnetspektrometer

Die Simulation der Bewegung eines relativistischen Elektrons in einem Magnetspektrometer durch einen Python-Code war schon in der Masterarbeit von S. Tavoosli [TavS19] dargestellt. In dieser Arbeit werden neue Schritte für eine optimierte Bearbeitung und wichtige Berechnungen in einem neuen Python-Code umgefasst, siehe Anhang 2. Der neue Code beruht auf das physikalische Berechnungsmodell, das in Abschnitt 1.2.2 beschrieben wurde.

Im Folgenden werden die Vorteile des neuen Python-Code gelistet:

- In dem Code kann eine Matrix der Daten flexibel verwendet werden, d.h. man darf selbst die Größe der Matrix in dem Programm definieren. Und die Daten werden für einer Bearbeitung aus einer Datei genommen.
- In dem Programm wird eine lineare Approximation der Messdaten an der Kante des Arbeitsbereiches des Spektrometers berücksichtigt.
- Aufgrund der Auflösung der IP von  $50\ \mu\text{m}$  wurde die passenden Berechnungsschritte von  $25\ \mu\text{m}$  ausgewählt.
- Die Ergebnisse des Python-Codes werden in der Form einer „Text-Datei“ gespeichert und können weiter in Excel bearbeitet werden.

Eine Spezifikation des betrachteten Python-Code ist, dass die Messdaten in der Form einer Excel-Datei mit der Erweiterung \*.csv angegeben werden sollen, siehe ein Muster in Anhang 3. Außerdem muss man die Anzahl der Spalten bzw. der Zeilen der Messdaten in dem Hauptkörper des Programms auflisten.

Das Resultat des Programms hängt von den ausgewählten Optionen ab, bzw. man kann die folgenden Dateien bilden:

- ✓ detaillierte Matrix des Magnetfeldes in einem Spektrometer, die durch eine Interpolationsfunktion erhalten wird,
- ✓ Zusammenhang der Pixel-Position auf der IP, kinetische Energie des Elektrons bzw. Protons und der Winkel zwischen der ursprünglichen Bewegungsrichtung des Teilchens und seiner Bewegungsrichtung während des Eintretens in die IP.

## 2. Charakterisierung des Magnetspektrometers

---

Dabei ist es möglich eine Berechnung nicht nur für eine seitliche IP, sondern auch für die IP an der Hinterwand des Spektrometers, ohne oder mit einer Verlängerungskonstruktion (Abb. 1.14B) durchzuführen.

### 2.2.2. Energiedispersionskurven für Elektronen und Protonen im Magnetspektrometer

In Abb. 2.8 sind die Energiedispersionskurven für Elektronen und Protonen in einem Magnetspektrometer dargestellt. Zum Vergleich werden die Kurven für die verschiedenen Spektrometer zusammen mit dem Fall eines homogenen Feldes skizziert. Der Unterschied zwischen den Kurven ist sichtbar.

Aus den Grafiken in Abb. 2.8 kann man die Messeinschränkungen bestimmen: mit Hilfe eines 0,25T-Spektrometers lassen sich die Elektronen von 0,02 bis 9 MeV auf der seitlichen IP messen. Die hochenergetischen Teilchen können auch auf der hinteren IP mit deutlich schlechteren Energieauflösung gemessen werden. Mit Hilfe eines 0,99T-Spektrometers können die Elektronen von 1,5 bis 95 MeV und die Protonen von 0,002 bis 5 MeV auf der seitlichen IP registriert werden. Für die höherenergetischen Teilchen kann man das Signal auf der hinteren IP des Spektrometers auswerten. Für eine bessere Energieauflösung in einem 0,99T-Spektrometer wird eine Verlängerungskonstruktion (Abb. 1.14B) verwendet. Dafür ist die Energiedispersionskurve für die Protonen in Abb. 2.8D dargestellt.

### 2.2.3. Fehlerquellen der Energiedispersionskurven und ihre Vermeidung

Die ursprünglichen Fehler entstehen durch die Messungen der magnetischen Flussdichte in einem Spektrometer. Für die Minimierung dieser Fehler wurde eine Approximation der Messdaten an der Kante des Magnetes in einem Spektrometer verwendet, siehe Abschnitt 2.1.2. Außerdem wurden die Daten des Magnetfeldes durch eine Interpolation stückweise dargestellt, siehe Anhang 2. Dieses Verfahren verringert auch den Fehler bei der Berechnung der Energiedispersionskurve.

Da die Eingangsspalte nicht unendlich eng ist, werden die ankommenden Elektronen mit einer bestimmten Energie in einem Bereich auf der IP verschmiert, d.h. die Eintrittsposition eines Elektrons in die IP nicht eindeutig definiert. Ihr absoluter Fehler wird abhängig von der kinetischen Energie des Elektrons für die verschiedenen Eingangsspalte des Magnetspektrometers (mit der Breite von 100, 200, 300, 400 und 500  $\mu\text{m}$ ) in Abb. 2.9 dargestellt.

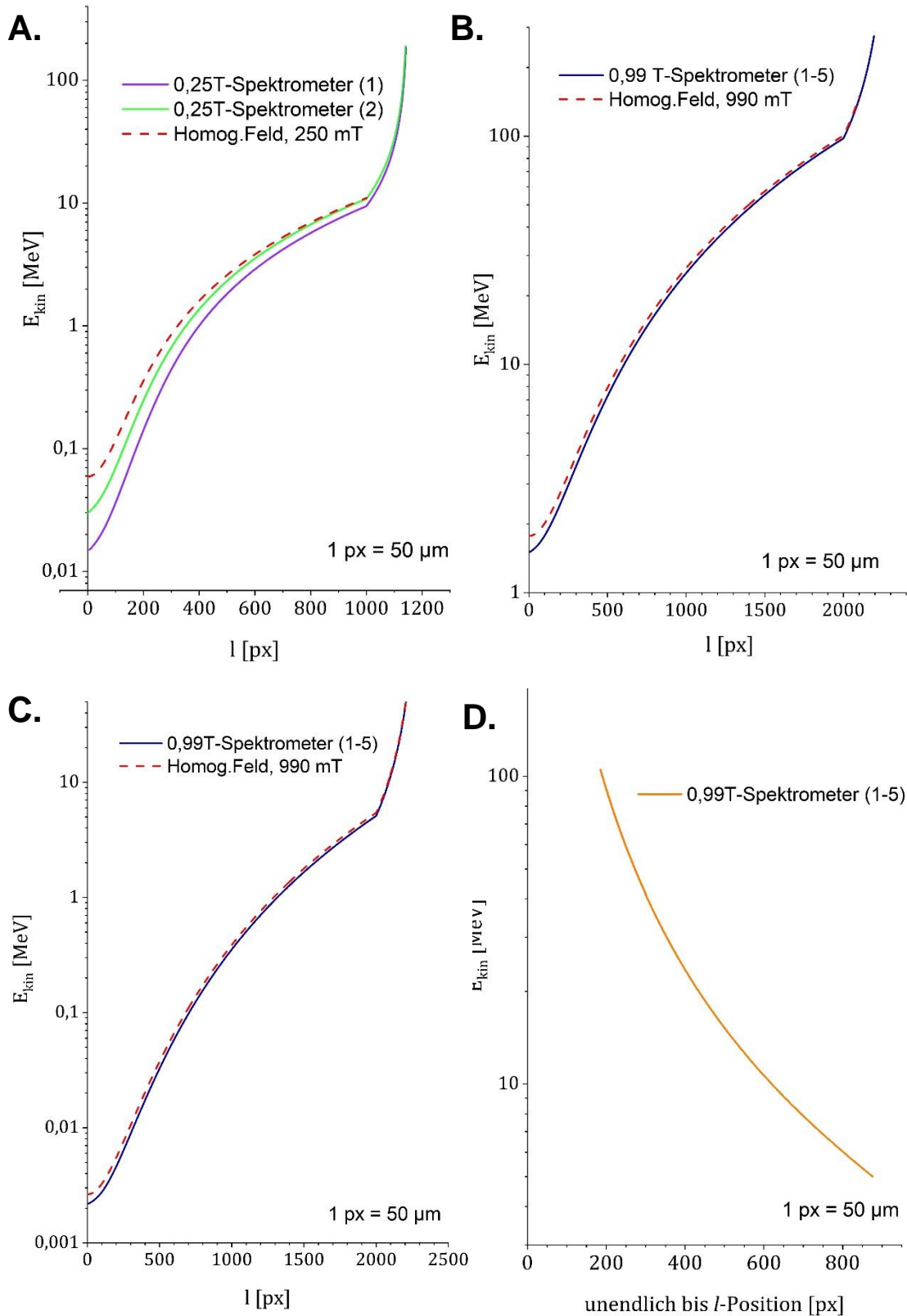


Abb. 2.8. Energiedispersionskurven: **A.** Für Elektronen in den 0,25T-Spektrometern, **B.** Für Elektronen in den 0,99T-Spektrometern, **C.** Für Protonen in den 0,99T-Spektrometern, **D.** Für Proton in den 0,99T-Spektrometern mit einer Verlängerungskonstruktion.

## 2. Charakterisierung des Magnetspektrometers

Außerdem gibt es einen absoluten systematischen Fehler für die Position der Eingangsspalte des Spektrometers  $\sim 100 \mu\text{m}$ , die durch Konstruktionsgenauigkeit des Magnetspektrometers gegeben wurde. Dieser Fehler führt zu einer vernachlässigbaren Verschiebung des Teilchenspektrums auf der IP, siehe ein Beispiel für die Eingangsspalte  $300 \mu\text{m}$  Breite in Abb. 2.9. Also, aus der gezeigten Berechnung folgt, dass für eine höhere Genauigkeit der Energiedispersionskurve wie möglich engere Eingangsspalte des Spektrometers notwendig ist, aber wie in Abschnitt 3.3.2 gezeigt werden wird, ist der Teilchenfluss bei einer engere Eingangsspalte sehr verringert, deswegen muss man ein Kompromiss zwischen den genannten Faktoren suchen, um eine optimale Eingangsspalte-Breite zu verwenden. Im Experiment wurde als optimale Breite der Eingangsspalte des Spektrometers von  $300 \mu\text{m}$  ausgewählt.

Durch den Python-Code wird noch ein Fehler erzeugt, der aufgrund der Diskontinuität der Daten entsteht. Dieser Fehler lässt sich durch Simulation-Schritte verringern. Während der Berechnung wurde für die einzigen Teilchentrajektorien einen Simulation-Schritt von  $25 \mu\text{m}$  ausgewählt, der weniger als die Auflösung der IP ( $50 \mu\text{m} = 1 \text{ px}$ ) ist.

### 2.2.4. Energieauflösung eines Magnetspektrometers

Für die Simulation werden diskrete Werte der kinetischen Energie mit einem bestimmten Schritt gegeben. Infolgedessen entsteht der Fehler als die Energieänderung pro Pixel, siehe

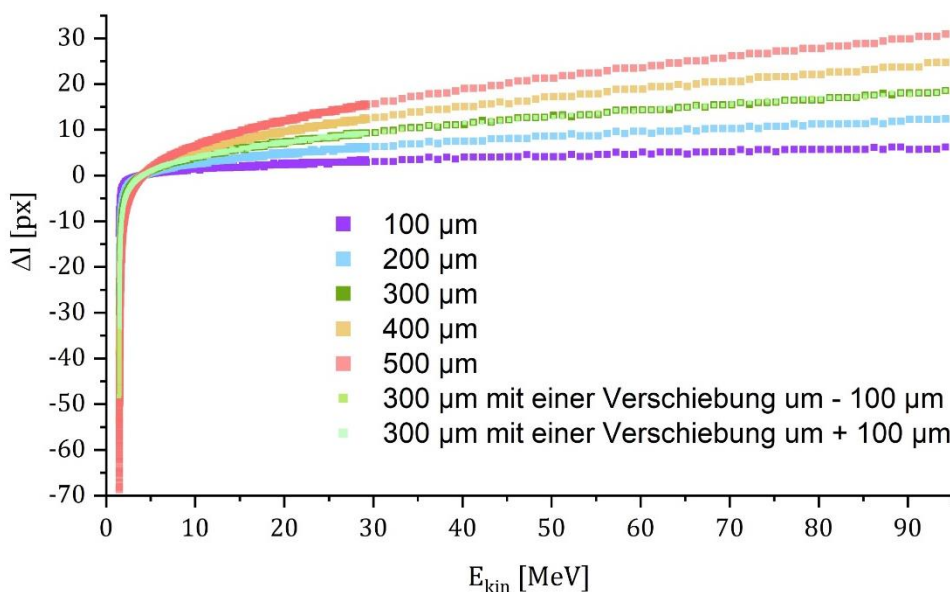


Abb. 2.9. Abhängigkeit des absoluten Fehlers (in Pixel) der Eintrittsposition eines Elektrons auf der IP in einem 0,99T-Spektrometer ( $1 \text{ px} = 50 \mu\text{m}$ ) von der kinetischen Energie des Elektrons  $E_{\text{kin}}$ .

Glg. (3.14), Abb. 2.10. Wegen der Diskontinuität der Daten werden einige Ablenkungen von einer mittleren Kurve in der Abhängigkeit der Energieänderung pro Pixel auf der seitlichen IP von der kinetischen Energie des Teilchens beobachtet. Für eine weitere Auswertung ist es notwendig, dass die Abhängigkeit der Energieänderung pro Pixel als eine glatte Funktion dargestellt wäre. Um dieses Problem zu lösen, wird die genannte Abhängigkeit ausgeglichen (Abb. 2.10).

Der genannte Fehler in den relativen Einheiten (Abb. 2.11 – blaue Linie) hat einen deutlich niedrigeren Beitrag in der gesamten Ungenauigkeit der Energiedispersion entlang der seitlichen IP des Spektrometers bei den kinetischen Energien von 30 und mehr MeV als der Fehler (Abb. 2.11 – rote Linie), der durch Verschmierung des monoenergetischen Signals auf der IP abhängig von Eingangsspalte-Breite entsteht, siehe Abschnitt 2.2.3.

Da die Eingangsspalte eine bestimmte Breite hat, wird der monoenergetische Elektronenfluss auf einem Bereich der IP verschmiert, d.h. allgemein die Elektronen treten keinen gleichen Punkt auf der IP auf. Im Experiment kommen die Elektronen zu der Eingangsspalte mit verschiedenen Energien. D.h. in einen bestimmten Punkt der IP treffen sich die von den Gegenkanten der Eingangsspalte mit der Energie  $E_1$  bzw.  $E_2$  ( $E_2 > E_1$ ) ankommenden Elektronen. Das bedeutet, dass der relative Fehler der kinetischen Energie der ankommenden Elektronen in dem ausgewählten Punkt der IP die Größe von  $\left|1 - \frac{E_1}{E_2}\right|$  beträgt, siehe Abb. 2.11 die Energieauflösung durch Verschmierung eines monoenergetischen Signals auf der IP.

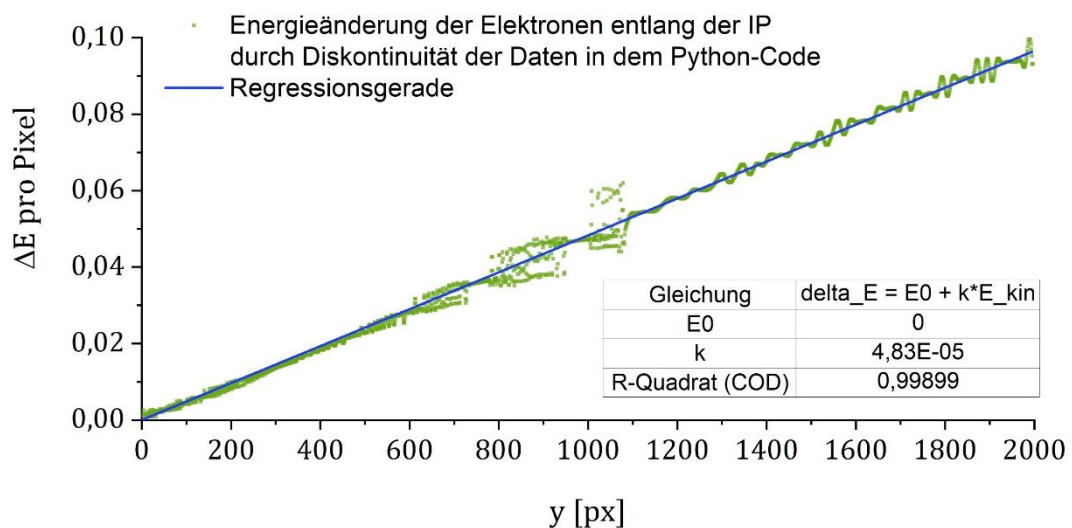


Abb. 2.10. Energieänderung der einfallenden Elektronen pro Pixel auf der seitlichen IP in einem 0,99T-Spektrometer (idealer Fall einer dünnen Eingangsspalte).

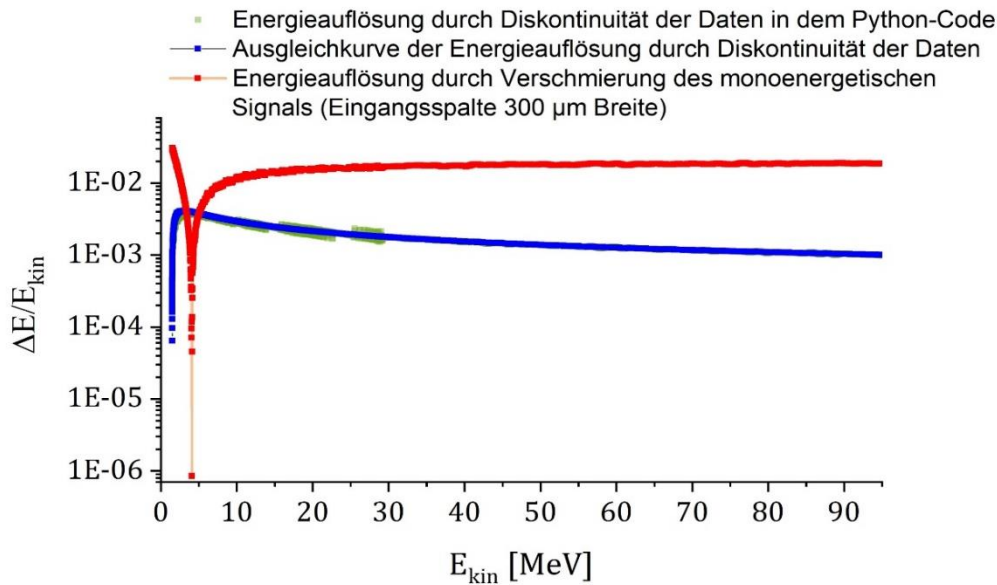


Abb. 2.11. Energieauflösung eines 0,99T-Spektrometers: blaue Linie – durch Diskontinuität der Daten in dem Python-Code; rote Linie – durch Verschmierung des monoenergetischen Signals entlang der IP abhängig von der Eingangsspalte-Breite (im Fall der Spalte 300 μm Breite).

Also, die Energieauflösung eines 0,99T-Magnetspektrometers beträgt etwa 2% für die Energien von 30 bis 95 MeV (Abb. 2.11).

### Zusammenfassung zum Kapitel 2

- Für eine Erhöhung der Genauigkeit der Messungen des Magnetfeldes wurde eine Messkonstruktion gebaut, die die Positionierung der Messsonde mit einem Fehler von  $< 20 \mu\text{m}$  sicher stellt (Abschnitt 2.1.1).
- Eine Inhomogenität des Magnetfeldes an der Magnetkante wird durch die Approximation der Daten berücksichtigt (Abschnitt 2.1.2).
- Durch die Anwendung des Python-Codes wurden die Energiedispersionskurve für Elektronen und Protonen in den Fällen aller verwendeten Spektrometer erhalten (Abschnitt 2.2.2).
- Durch die Analyse der Fehlerquellen der Energiedispersionskurven wurde gezeigt, dass der Fehler, der durch die Eingangsspalte-Breite entsteht, den höchsten Beitrag am gesamten Fehler hat.
- Schließlich wurde gezeigt, dass die Energieauflösung eines 0,99T-Spektrometers für die Energien von 30 bis 95 MeV etwa 2% beträgt.



### 3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment an PHELIX an der GSI (P176, 6.-27.09.2019)

**Ziele des Experiments** sind:

- Untersuchung der Energieverteilung der relativistischen Elektronen durch Messungen mit Hilfe der Magnetspektrometer in den Fällen der verschiedenen Targets und Laserintensitäten.
- Untersuchung der Winkelverteilung der durch Laser-Target-Wechselwirkung erzeugten Elektronen mit Hilfe einer Zylinderdiagnostik.

#### 3.1. Experimenteller Aufbau

Das Experiment (P176) wurde am PHELIX (Petawatt hoch-Energie Laser für Schwerionexperimente) an der GSI, Darmstadt im September 2019 durchgeführt. PHELIX ist ein blitzlampengepumptes Nd-Glas-System, das aus dem fs- und dem ns-Frontend und auch einem Vorverstärker und einem Hauptverstärker besteht [PHELIX]. In Tabelle 3.1 sind einige wichtige Parameter des PHELIX-Systems dargestellt.

Tabelle 3.1. Parameter des PHELIX-Systems

<b>Parameter</b>	<b>Größe</b>	
Wellenlänge	1053 nm	
Polarisation	s-pol.	
Energie des Vorpulses	1 – 3 J	
Vorpulsdauer	2 – 3 ns	
Zeitabstand zwischen dem Vorpuls und dem Hauptpuls	3 – 5 ns	
	<i>Laserfokus-Aufbau</i>	
	<i>kurzer Fokus</i>	<i>langer Fokus</i>
Energie des Hauptpulses	160 – 210 J	80 – 100 J
Anteil der Energie in FWHM	0,14 – 0,21	0,17 – 0,23
Hauptpulsdauer	750 fs	
Fokusgröße	$2,9 \pm 0,3 \mu\text{m} \times 2,7 \pm 0,3 \mu\text{m}$	$19,2 \pm 1,4 \mu\text{m} \times 11,8 \pm 1,2 \mu\text{m}$
Spitzenintensität des Hauptpulses in der Fokusebene	$0,6 - 1,0 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$	$1,1 - 2,6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$
Kontrast	bis 110 dB	

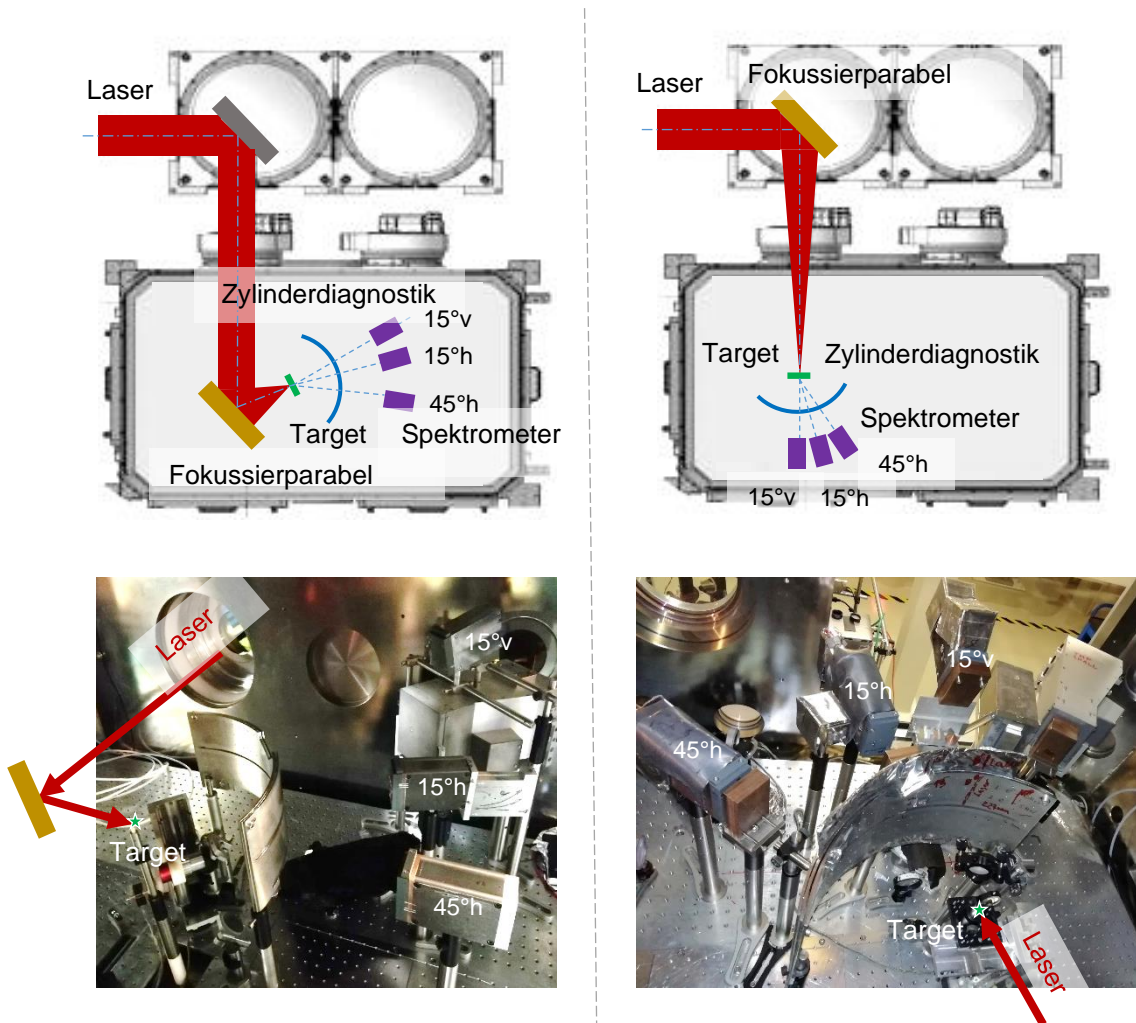


Abb. 3.1. Darstellung der verwendeten experimentellen Aufbauten: links – mit einem kurzen Laserfokus, rechts – mit einem langen Laserfokus.

Wie es in Tabelle 3.1 gezeigt wurde, wurden im Experiment zwei Aufbauten mit einem kurzen und mit einem langen Fokus verwendet (Abb. 3.1). Detaillierte Analyse des Laserstrahls mit dem Berechnen der Fokusgröße und der Spitzenintensität des Hauptpulses in der Fokusebene wird in Abschnitt 3.3.1 dargestellt.

Im Experiment wurden verschiedenen Targets getestet. Zu dieser Reihe der Targets gehören Ti-Folie 10  $\mu\text{m}$  dick, Au-Folie 10 und 100  $\mu\text{m}$  dick, Pb-Folie 100  $\mu\text{m}$  dick, Au-Radiator 1 und 2 mm dick, Ta-Radiator 2 und 5 mm dick, W-Radiator 2 und 5 mm dick, TAC-Schaum 325 – 450  $\mu\text{m}$  dick (mit der durchschnittlichen Dichte 2  $\text{mg}/\text{cm}^3$ ).

Der Schwerpunkt der Untersuchung liegt auf dem TAC-Schaum-Target und einigen Kombinationen mit einem Schaum. Der Schaum ist Cillulosetricetat (TAC,  $\text{C}_{12}\text{H}_{16}\text{O}_8$ ), das aus den Poren 1-2  $\mu\text{m}$  groß und dem Faserstoff 0,1  $\mu\text{m}$  dick und 1  $\mu\text{m}$  lang mit der Dichte

$0,1 \text{ g/cm}^3$  besteht. Die durchschnittliche Ionenladungszahl im vollionisierten Zustand beträgt 4,2. Die durchschnittliche Elektronendichte ist  $\sim 7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Dieser Wert liegt unter der kritischen Elektronendichte ( $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , siehe die Formel (1.34)) [Ros19].

## 3.2. Durchführung des Experiments

Jeder Laserschuss ist sehr individuell. Im Folgenden werden die verschiedenen Faktoren genannt, welche ein Einfluss auf das Resultat des Experiments ausüben:

- Position des Targets relativ der Laser-Fokusebene.  
Die Position des Targets wird mit Hilfe der Fokus-Diagnostik eingestellt. Dabei entsteht ein Fehler wegen Unschärfe-Tiefe.
- Position des Meniskus eines Schaum-Targets relativ der Laserfokusebene.  
Schon eine kleine Verschiebung des Meniskus kann zu unterscheidbaren Messergebnissen führen.
- Relative Anordnung eines Schaum-Targets und einer hinter platzierten Metallfolie.
- Änderung der Laserintensität und Fokusgröße von Laserschuss zu Laserschuss.  
Detailliert werden diese Faktoren in Abschnitt 3.3.1 beschrieben.
- Orientierung der Magnetspektrometer in die Target-Richtung.  
Die Qualität der Justierung der Spektrometer bestimmt die Qualität der in den Spektrometern erzeugten Spektren. Sinnvoll ist die Ergebnisse aus einer Experiment-Serie (zwischen zwei aufeinanderfolgenden Justierungsverfahren) zu vergleichen.

Um das Rauschen und den Hintergrund auf der IP verringern, wurde ein WCu-Kollimator vor dem Magnetspektrometer platziert und gegen eine parasitäre Strahlung der Bleischutz benutzt. Außerdem soll die Eingangsspalte eines Spektrometers weder eng ( $< 100 \mu\text{m}$ ) noch breit ( $> 300 \mu\text{m}$ ) sein, siehe Abschnitt 3.3.2.

Für die Auswertung des Protonen-Spektrums ist es notwendig mit Hilfe einer Al-Folie ( $13 \mu\text{m}$  dick) die IP abzudecken.

## 3.3. Experimentelle Ergebnisse und Analyse

### 3.3.1. Charakterisierung des Laserstrahls

Im Experiment P176 an der PHELIX-Anlage wurden zwei unterschiedliche Laserfokus-Aufbauten verwendet (Laserschüsse: 1-13 und 14-42). Für jeden Aufbau separat sieht das

### 3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment

Profil der Intensitätsverteilung von Laserschuss zu Laserschuss ähnlich aus, aber nicht gleich, da das Zeitintervall zwischen zwei Laserschüssen mindestens  $120 \pm 20$  min beträgt, was nicht genug lang ist, damit die PHELIX-Anlage durch Selbstabkühlung in technisch ursprünglichen Bedingungen vollständig zurückgeht. Nur nach längerer ruhiger Zeit zwischen zwei Laserschüssen bzw. mehr als 800 min lässt sich das Fokus-Profil näherungsweise reproduzieren.

Im Vergleich werden die Messungen der Intensitätsverteilung in der Fokusebene in Abb. 3.2A – 3.2E dargestellt. Diese Messungen wurden in einem gleichen Tag vor etwa 10 min vor jeweiligen Laserschüssen 3-7 (Experiment P176) mit einem unverstärkten Hauptpuls des PHELIX-Lasers bei gleichzeitiger Verringerung der Intensität durch eine Phase-Plate durchgeführt. Durch Addition der Bilder kann man die Mittelwerte für Intensitätsverteilung finden, siehe Abb. 3.2F.

Um zu zeigen, dass die PHELIX-Anlage nach einer dauernden Abkühlung in einen ursprünglichen Zustand übergeht, werden die ersten Fokusspots beim gleichen Laserfokus-Aufbau für verschiedene experimentelle Tagen verglichen. Hierbei lässt sich der Unterschied der Bilder (Abb. 3.3A – 3.3C) durch die Ungenauigkeit der Bestimmung der Fokusebene erläutern, da der Fehler der Tiefschärfe bei der Fokus-Diagnostik ca.  $\pm 50 \mu\text{m}$  beträgt.

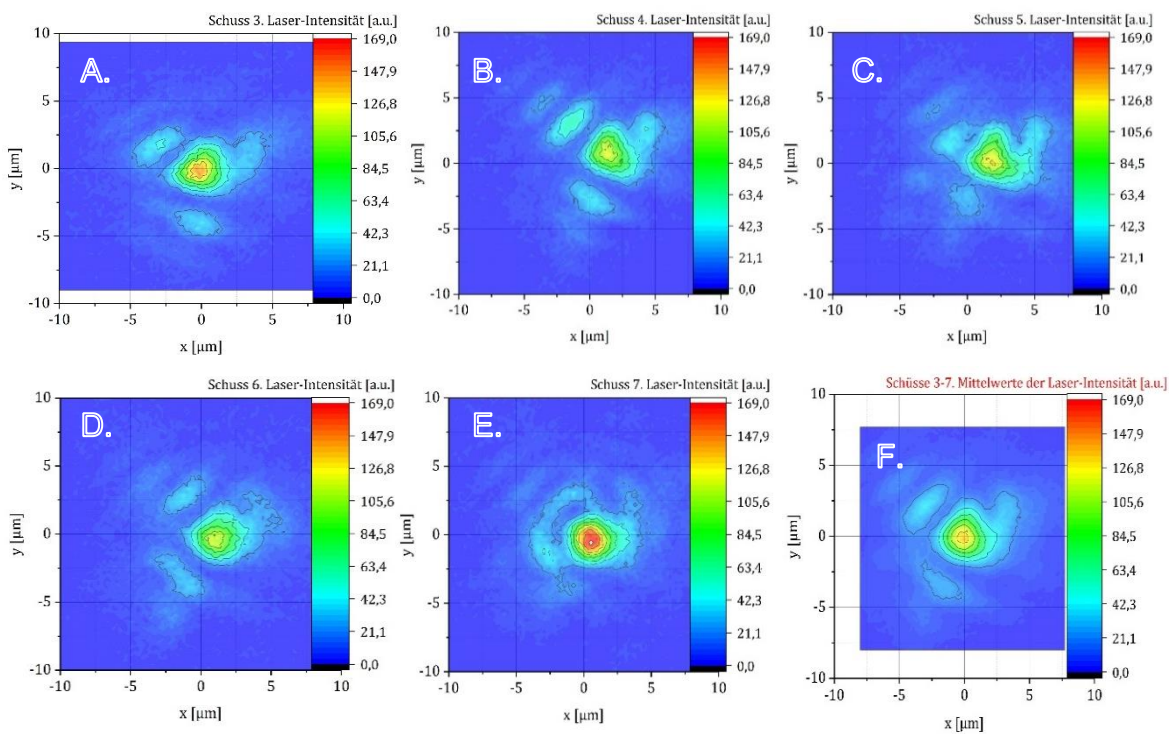


Abb. 3.2. Intensitätsverteilung des Laserpulses in der Fokusebene in den Fällen des Laserfokus-Aufbaus mit einem kurzen Fokus bei den Laserschüssen in einem experimentellen Tag.

Durch Addition der Bilder werden die Mittelwerte für die Intensitätsverteilung erhalten, siehe Abb. 3.3D.

In den Laserschüssen 1-13 wurde der Laser mit einem kurzen Fokus verwendet. Die Größe des Laserspots betrug ungefähr  $3 \times 3 \mu\text{m}$ . Zum Vergleich wurden die Fokusspots auch für den Aufbau mit einem langen Fokus bei ersten Laserschüssen jedes experimentellen Tages in Abb. 3.4 dargestellt. Aus den Bildern folgt, dass die ursprünglichen Bedingungen nicht in allen experimentellen Tagen beim Aufbau mit einem langen Fokus gleich waren, d.h. man kann die Laserschüsse auf die Gruppen: 14-18, 19-36, 37-42 verteilen, da die Bilder in Abb. 3.4B – 3.4D, bzw. 3.4E – 3.4F näherungsweise gleich sind.

Für das Experiment ist es wichtig zu wissen, welche Energie in dem zentralen Fokusspot in dem FWHM-Bereich deponiert wird. Durch diese Daten lassen sich die Laserschüsse vergleichen. In Abb. 3.5 sind die x- und y-Hauptachsen des elliptischen Laserspots für die nachfolgende Analyse bezeichnet. Allgemein kann man die Intensitätsverteilung (die Energie pro Zeit und pro Fläche) für den gaußförmigen Laserpuls so ausdrücken:

$$I = I(x, y, t) = \frac{dE}{dt \cdot dA} = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right) \quad (3.1)$$

Man kann die Parameter  $\tau$  bzw.  $w_x, w_y$  durch die Halbwertsbreiten des gaußförmigen Signals ( $t_{FWHM}$  bzw.  $x_{FWHM}, y_{FWHM}$ ) gemäß Definition der Halbwertsbreite berechnen:

$$\frac{1}{2} I_0 \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(t_{FWHM}/2)^2}{\tau^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right), \quad (3.2)$$

oder

$$\tau = \frac{t_{FWHM}}{2 \cdot \sqrt{\ln 2}}; \quad (3.3)$$

Bei  $y = 0$ :

$$\frac{1}{2} I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(x_{FWHM}/2)^2}{w_x^2}\right), \quad (3.4)$$

oder

$$w_x = \frac{x_{FWHM}}{2 \cdot \sqrt{\ln 2}}; \quad (3.5)$$

Analog für  $w_y$ :

$$w_y = \frac{y_{FWHM}}{2 \cdot \sqrt{\ln 2}}; \quad (3.6)$$

Um die Spitzenintensität  $I_0$  zu berechnen, kann man die deponierte Energie in dem FWHM-Bereich betrachten. *Einerseits* die Laserenergie im FWHM-Bereich ist:

$$E_{FWHM} = (1 - \beta) \cdot K \cdot E_{ges} \quad (3.7)$$

### 3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment

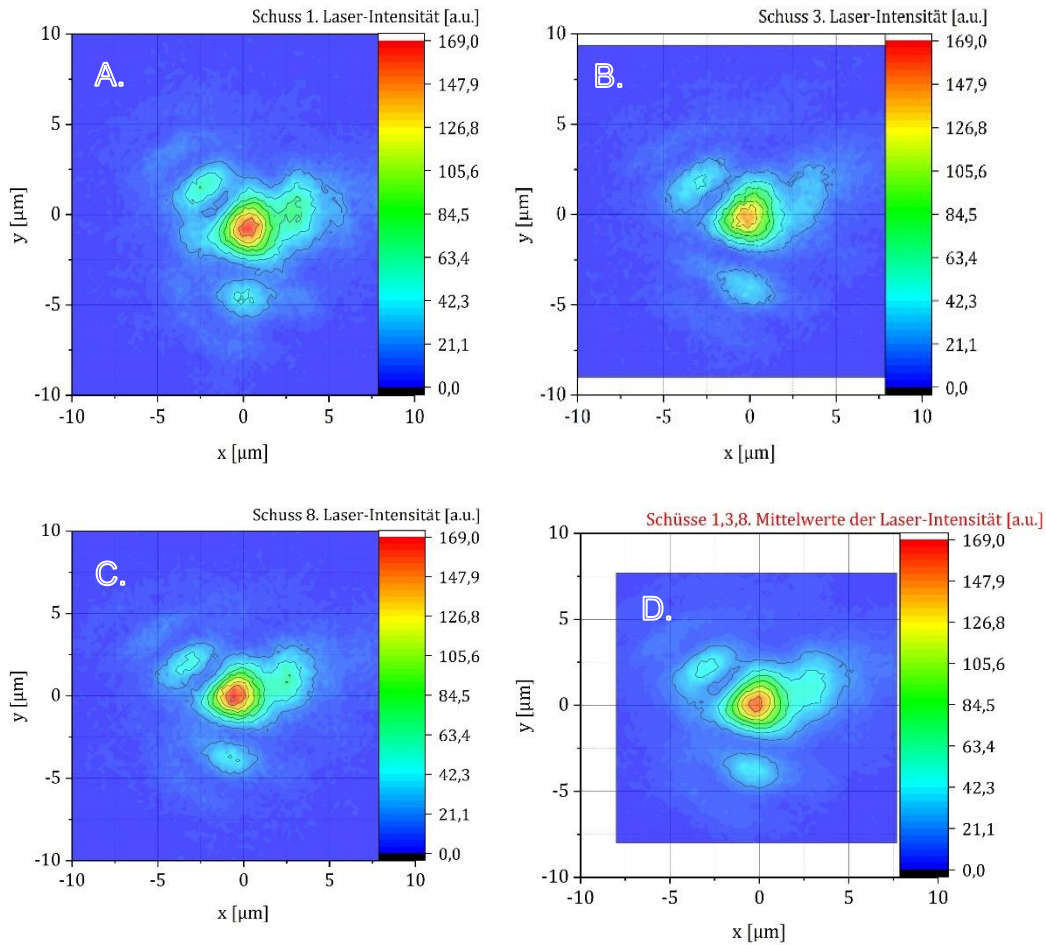


Abb. 3.3. Intensitätsverteilung des Laserpulses in der Fokusebene in den Fällen des Laserfokus-Aufbaus mit einem kurzen Fokus bei den ersten Laserschüssen jedes experimentellen Tages.

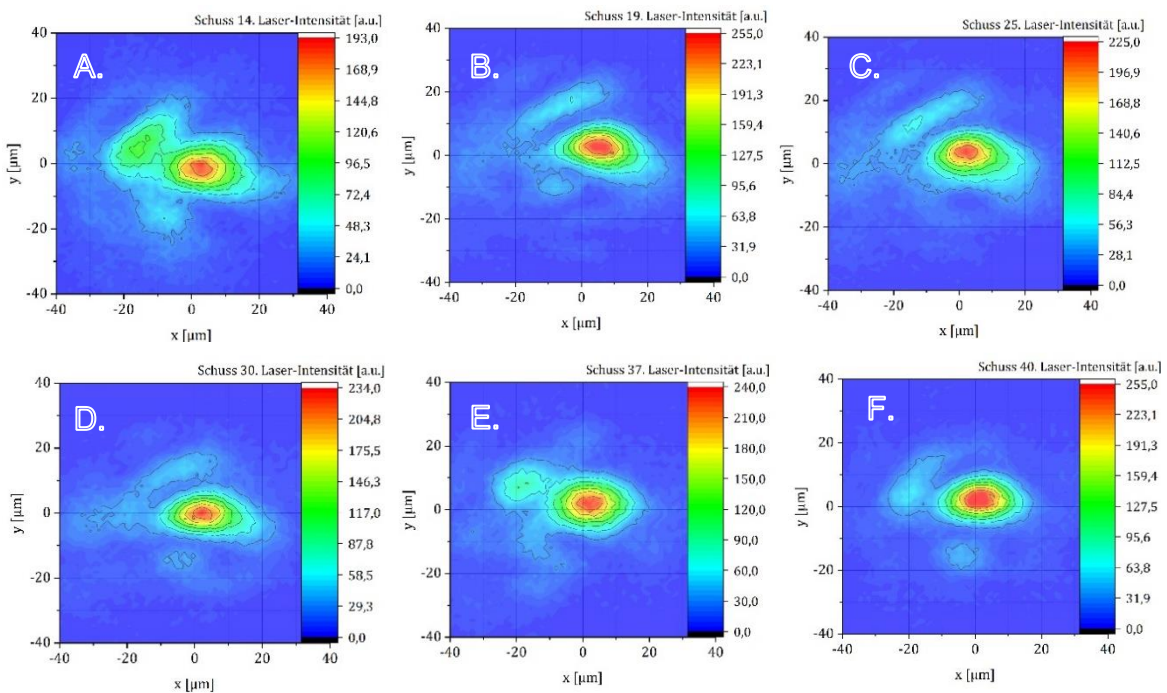


Abb. 3.4. Intensitätsverteilung des Laserpulses in der Fokusebene in den Fällen des Laserfokus-Aufbaus mit einem langen Fokus bei den ersten Laserschüssen jedes experimentellen Tages.

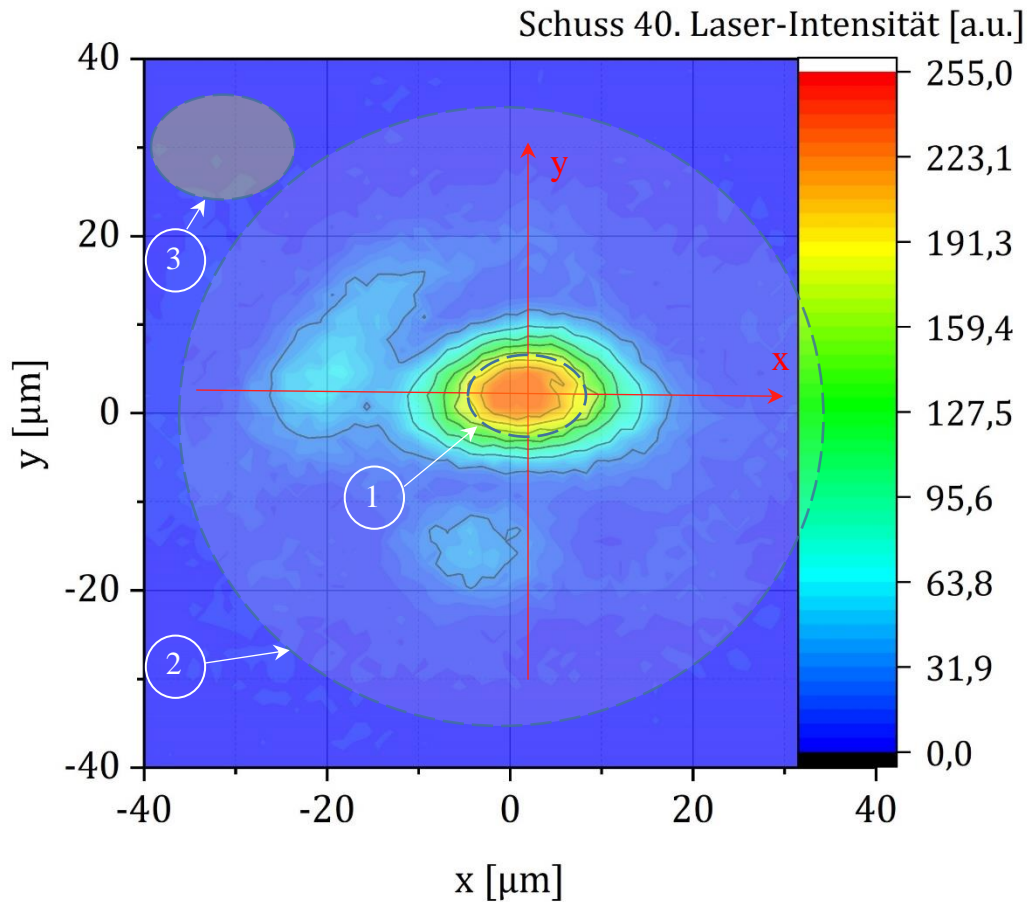


Abb. 3.5. Analyse der Laserenergieverteilung in der Fokusebene. Mit den folgenden Bezeichnungen: 1 – FWHM-Bereich des zentralen Fokusspots, 2 – gesamter Bereich, in dem eine Intensitätsverteilung des Lasers registriert wurde, 3 – Bereich außen der Laserstrahlung für die Hintergrundanalyse.

Hierbei ist  $\beta = 0,2$  die Verluste in dem Fokussierparabel (Abb. 3.1),  $K$  der Anteil der gesamten Laserenergie, die in FWHM-Bereich des zentralen Laserspots deponiert wird,  $E_{ges}$  die gesamte Energie des Laserpulses.

Für die Berechnung des Faktors  $K$  wird das Bild des Laserspots im Programm „ImageJ“ gemäß der folgenden Formel bearbeitet:

$$K = \frac{N_{FWHM} \cdot n_{hinterg} \cdot A_{FWHM}}{N_{ges} \cdot n_{hinterg} \cdot A_{ges}}, \quad (3.8)$$

wobei die Daten aus dem Bild gemäß den bezeichneten Bereichen in Abb. 3.5 genommen wurden:  $N_{FWHM}$  – die Anzahl der registrierten Ereignisse in FWHM-Bereich (1 – in Abb. 3.5),  $N_{ges}$  – die Anzahl der Ereignisse in dem gesamten Bereich der Laserstrahlung (2 – in Abb. 3.5) und  $N_{hinterg}$  – die Anzahl der Ereignisse in einem Bereich des Hintergrunds (3 – in Abb. 3.5).  $A_{FWHM}$ ,  $A_{ges}$ ,  $A_{hinterg}$  sind die entsprechenden Flächen der betrachteten

Bereiche. In Glg. (3.8) gilt die Berechnung sowohl durch  $\mu\text{m}^2$  als auch durch  $\text{px}^2$ .

$n_{\text{hinterg}} = \frac{N_{\text{hinterg}}}{A_{\text{hinterg}}}$  ist die Anzahldichte der Ereignisse in dem Hintergrundbereich.

**Andererseits** lässt sich die Energie  $E_{FWHM}$  so äußern:

$$\begin{aligned} E_{FWHM} &= \int_{-\infty}^{+\infty} dt \iint_{(FWHM)} dx \cdot dy \cdot I(x, y) = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dt \iint_{(FWHM)} dx \cdot dy \cdot I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Mit dem Ersatz  $t_1 = t/\tau$ ,  $x_1 = x/w_x$ ,  $y_1 = y/w_y$  gilt:

$$E_{FWHM} = I_0 \cdot w_x w_y \tau \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \iint_{(FWHM)} dx_1 \cdot dy_1 \cdot \exp(-t_1^2) \cdot \exp(-x_1^2 - y_1^2),$$

Noch mit einem Ersatz  $r_1^2 = x_1^2 + y_1^2$ ,  $d(\pi r_1^2) = dx_1 \cdot dy_1$  wird die folgende Formel erhalten:

$$\begin{aligned} E_{FWHM} &= I_0 \cdot w_x w_y \tau \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \exp(-t_1^2) \int_0^{R_{FWHM}^2} d(\pi r_1^2) \cdot \exp(-r_1^2) = \\ &= I_0 \cdot w_x w_y \tau \cdot \pi \sqrt{\pi} \cdot (1 - \exp(-R_{FWHM}^2)), \end{aligned} \quad (3.10)$$

wobei durch Definition der Halbwertsbreite gilt:

$$\frac{1}{2} I_0 \cdot \exp(-t_1^2) = I_0 \cdot \exp(-t_1^2) \cdot \exp(-R_{FWHM}^2),$$

d.h.

$$\exp(-R_{FWHM}^2) = \frac{1}{2}.$$

Dann folgt aus Glg. (3.10):

$$E_{FWHM} = \frac{\pi \sqrt{\pi}}{2} I_0 \cdot w_x w_y \tau \quad (3.11)$$

mit Glg. (3.4) – (3.6):

$$E_{FWHM} = \frac{1}{16} \left(\frac{\pi}{\ln 2}\right)^{3/2} I_0 \cdot x_{FWHM} \cdot y_{FWHM} \cdot t_{FWHM}.$$

Die Spitzenintensität der Gaußverteilung beträgt

$$I_0 = 16 \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{E_{FWHM}}{x_{FWHM} \cdot y_{FWHM} \cdot t_{FWHM}} \quad (3.12)$$

mit der (elliptischen) Fläche des FWHM-Bereichs des zentralen Laserspots

$$A_{FWHM} = \frac{\pi}{4} x_{FWHM} \cdot y_{FWHM}. \quad (3.13)$$

Um die Parameter  $x_{FWHM}$ ,  $y_{FWHM}$  aus Pixel in Mikrometer umzurechnen, muss man berücksichtigen, dass 1 px der angewendeten Kamera 5,86  $\mu\text{m}$  betrug und das optische System gab die gesamte Vergrößerung  $M$  ( $M = 26,14$  bei einem kurzen Laserfokus in den Laserschüssen 1 – 13;  $M = 4,68$  bei einem langen Laserfokus in den Laserschüssen 14 – 42). Also, während des kurzen Laserfokus entspricht 1 px der Kamera 0,2242  $\mu\text{m}$  der Bilder in der Fokusebene, während eines langen Laserfokus 1,2521  $\mu\text{m}$ .



Die Berechnungen für die erzeugten Laserschüsse werden in Tabelle 4.3, siehe Anhang 4, dargestellt.

#### 3.3.2. Charakterisierung der Voreinstellungen eines Magnetspektrometers

Die Qualität des Röntgenspots auf der Hinterwand des Spektrometers zeigt, wie gut das Spektrometer in die Richtung nach Target justiert wurde. Bei einer guten Justierung soll das Röntgenspot mit einem exponentiellen Abfall an der Kante scharf ausgedrückt werden. Ein Beispiel ist in Abb. 3.6C dargestellt. Außerdem hängt die Qualität des Röntgenspots auch von dem Typ des Targets, z.B. der Laserschuss 31 mit einem TAC-Schaum 350  $\mu\text{m}$  Dicke und einem dicken Radiator Au 1000  $\mu\text{m}$  Dicke, siehe Abb. 3.6B, und der Laserschuss 35 mit einem TAC-Schaum 325  $\mu\text{m}$  Dicke und einer dünnen Metallfolie Au 10  $\mu\text{m}$  Dicke, siehe Abb. 3.6C. Diese Laserschüsse wurden bei einer gleichen Justierung (im dieselben experimentellen Tag) durchgeführt. Das ist erwartet, dass sich die Streuung der Teilchen bei einem dicken Radiator erhöht und die Teilchen-Ausbeute ist verringert.

Die Größen der Eingangsspalte beeinflussen die Auflösung des Magnetspektrometers und die Genauigkeit der auf der IP erhaltenen Messungen. Man kann die effektive Fläche der Eingangsspalte durch Röntgenspot bestimmen, der auf der Hinterwand des Spektrometers gebildet wird. Dabei muss man berücksichtigen, dass die Größe des Röntgenspots eine Vergrößerung durch Projektionsgeometrie relativ der Größe der Eingangsspalte hat. Diese Vergrößerung ist gleich dem Verhältnis zwischen dem Abstand von dem Target bis zur Hinterwand des Spektrometers und dem Abstand von dem Target bis zur Eingangsspalte des Spektrometers.

Im Vergleich sind in Abb. 3.6A und 3.6B die Röntgenspots bei dem Target „CHO325 + Au1000“ dargestellt. In diesen Fällen ist die Breite der Eingangsspalte und die Spitzenlaserintensität unterschiedlich. Im Fall in Abb. 3.6A war die Breite der Eingangsspalte von 100  $\mu\text{m}$ , in Abb. 3.6B – von 300  $\mu\text{m}$ . Daher ist es klar, dass bei einer engen Eingangsspalte der Teilchenfluss verringert und die Teilchenstreuung an der Kante der Spalte stark ist, d.h. die Genauigkeit der Messung vom Teilchenfluss ist bei einer engen Spalte schlechter als bei einer breiten Spalte. Aber andererseits muss man beachten, dass sich die Energieauflösung der Teilchen durch Verschmierung des auf der IP registrierten Signals mit der Vergrößerung der Eingangsspalte-Breite verschlechtert (Abschnitt 2.2.3).

### 3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment

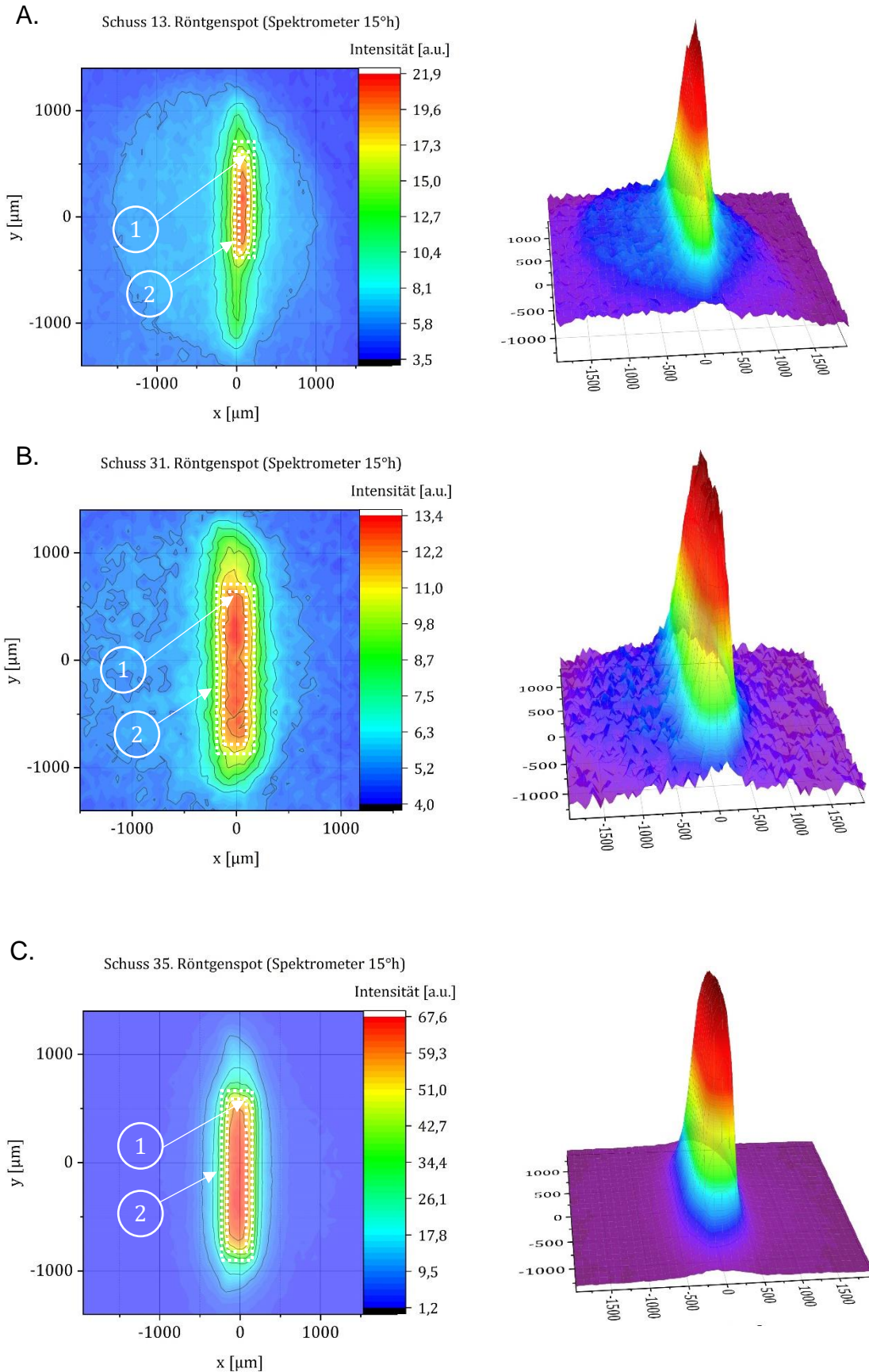


Abb.3.6. Röntgenspot auf der Hinterwand des Magnetspektrometers. Mit Bezeichnungen: 1 – reale Größe, 2 – anschauliche Größe (durch Röntgenspot) der Eingangsspalte.

Jetzt zum WCu-Kollimator, der vor dem Magnetspektrometer platziert ist, er führt zu Verringerung des Hintergrundes bzw. des Rauschens des registrierten Signals zu. Je dicker WCu-Schicht ist, desto stärker ist der Hintergrund abgeschwächt, d.h. die Anwesenheit des WCu-Kollimators führt zu einem Anstieg der Qualität des Elektronenspektrums. Aber es gibt keine eindeutige Aussage, wie die Abschwächung des registrierten Elektronensignals von der WCu-Schicht-Dicke abhängt, da alle Laserschüsse individuell sind. Das ist ein spezielles Thema für eine weitere Untersuchung, die man zusätzlich durchführen muss. Aber vermutlich wird das Elektronensignal im Spektrometer durch quasistatisches elektrisches Feld des Kollimators abgeschwächt. Aus einer groben Abschätzung durch Vergleich der Messungen mit einem 0,25T-Spektrometer ohne Kollimator und mit einem 0,99T-Spektrometer mit einem WCu-Kollimator (4 cm Dicke) im Laserschuss 35 wurde gezeigt, dass das Elektronensignal um den Faktor  $\sim 1,5 - 2$  verringert wurde (siehe Abb. 3.8).

#### 3.3.3. Algorithmus der Spektrumanalyse

Es wird ein Signal von Elektronenfluss auf der seitlichen IP betrachtet. In Abb. 3.7 sieht man den Scan jeweiliger IP. Für die Auswertung der Messdaten muss man den Hintergrund aus dem Elektronensignal subtrahieren, da der Hintergrund wegen durchdringen Röntgenstrahlung und sekundären Elektronen nicht vernachlässigbar ist.

Auch es ist wichtig, für die Auswertung nicht ganze Breite des Signals zu betrachten, sondern nur jenen mittleren Teil (Abb. 3.7, Bereich 2), wo das Signal in einem Senkrechtschnitt ungefähr konstant bleibt, d.h. die Abweichung beträgt weniger als 3-5% von dem absoluten Wert.

Es wurde bemerkt, dass das Signal im Bereich für niedrigenergetische Elektronen (bis zu 5 MeV) um 10-20% breiter ist als für hochenergetische Elektronen. Man kann das durch die Krümmung des Magnetfeldes erläutern. Aber das ist nur Randeffekt, d.h. wenn man nur den inneren Teil des Signals (ohne Kante) betrachtet, spielt dieser Effekt keine Rolle.

Für eine weitere Analyse des Elektronenspektrums werden die Daten des Signals bzw. des Hintergrundes in einer Excel-Datei mit einer automatischen Berechnung eingesetzt. Durch gezeigte Datei werden die Positionen der auf der IP registrierten Elektronen der Energien dieser Elektronen zugeordnet und alle Korrekturen für die Rekonstruktion der realen Elektronenanzahl aus PSL verwendet, siehe Abschnitt 1.3.2.

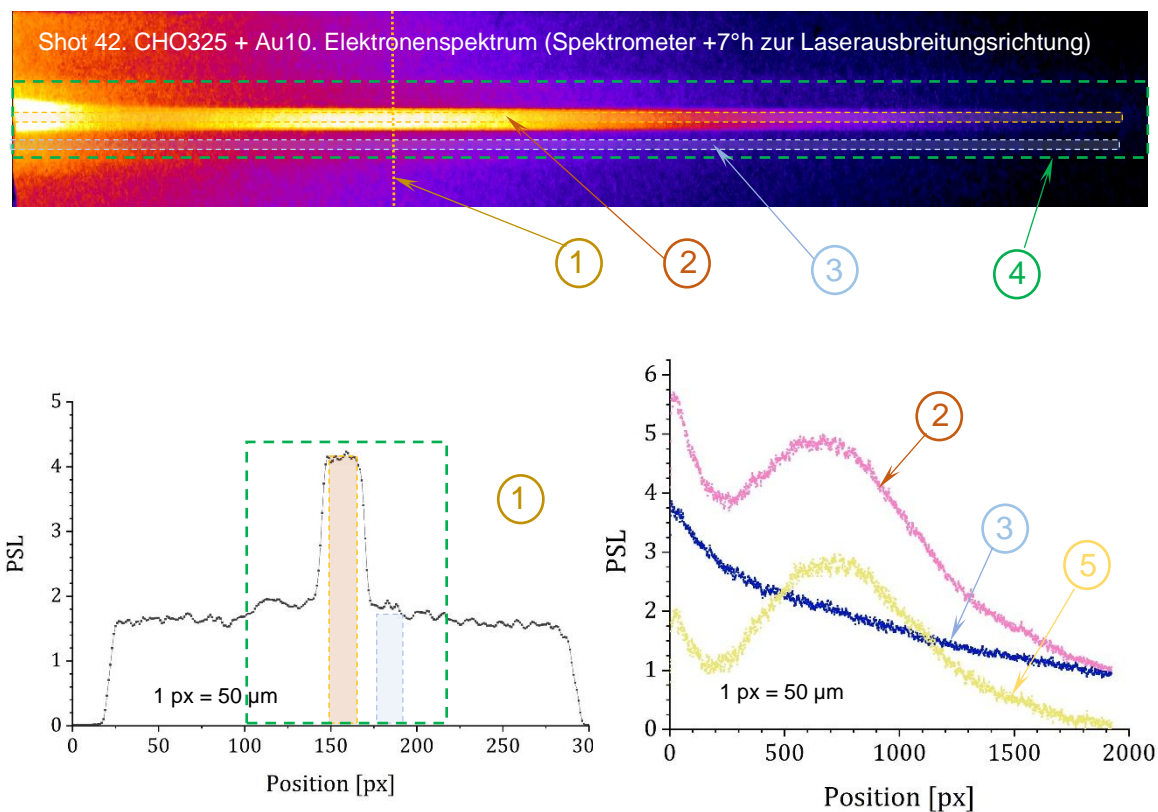


Abb. 3.7. Analyse des Signals auf der IP, das in einem Magnetspektrometer registriert wurde. Die verwendeten Bezeichnungen: 1 – Senkrechtschnitt des Signals 5 px breit (Mittelwerte pro Pixel), 2 – Signal entlang des Spektrometers mit dem Hintergrund, 3 – Hintergrund entlang des Spektrometers, 4 – Messbereich zwischen den Magneten des Spektrometers, 5 – Differenz des Signals und Hintergrundes.

Während der Anwendung der genannten Excel-Datei muss darauf achten, dass einige Parameter mit dem Laserschuss verbunden sind und deswegen sollen sie korrigiert sein.

*Die Excel-Datei enthält die folgenden Spalten:*

1. **l [px]**: Position des Elektrons entlang der IP in Pixel.
2. **E<sub>kin</sub> [MeV]**: kinetische Energie des auf die *l*-Position der IP ankommenden Elektrons. Dieser Parameter wurde für ein konkretes Magnetspektrometer durch den Python-Code berechnet, siehe Abschnitt 2.2.1 und Anhang 2.
3. **Phi [°]**: Winkel, siehe Abschnitt 2.2.1 und Anhang 2.
4. Elektronensignal auf der IP mit dem Hintergrund in PSL (Abb. 3.7). Die Werte sind pro Pixel gegeben.
5. Hintergrund auf der IP in PSL (Abb. 3.7). Die Werte sind pro Pixel gegeben.

6. **delta\_E**: Änderung der Energie pro Pixel = Differenz der Energien für nebenliegenden Pixel.

7. Interpolationsfunktion **f\_delta\_E**: Es wurde durch Origin eine kontinuierliche Abhängigkeit delta\_E von der Position  $l$  [px] erhalten, da die Daten in der 6. Spalte diskretisiert sind und für die weitere Berechnung eine Ableitung der Energie über der Länge der IP notwendig ist, d.h.

$$\text{delta}_E = \frac{E_{kin}((l+1)[px]) - E_{kin}(l[px])}{1 \text{ px}} \rightarrow f_{\text{delta}_E} = \frac{dE_{kin}}{dl [px]}. \quad (3.14)$$

8. Elektronensignal auf der IP ohne Hintergrund (Differenz der Daten aus den 4. und 5. Spalten). Die Werte sind pro Pixel gegeben.

9. Umrechnung der Daten aus der 8. Spalte mit der Berücksichtigung der Sensitivität der verwendeten IP, siehe Abschnitt 1.3.2.

10. Verwendung der Winkel-Korrektur zu den Daten aus der 9. Spalte. Die Berechnung wird durch die Daten aus der 3. Spalte durchgeführt, siehe Abschnitt 1.3.2.

11. Verwendung der zeitliche Abfall-Korrektur des Signals zu den Daten aus der 10. Spalte, siehe Abschnitt 1.3.2. Hierbei ist der Korrekturfaktor **für den Laserschuss individuell** bestimmt. Als Resultat der Berechnung wurde die Elektronenanzahl pro Pixel erhalten, d.h. **delta\_N\_Spektrom**.

12. **dN\_Spektrom/dE**: Berechnung der in einem Magnetspektrometer registrierten Elektronenanzahl pro Energieintervall:

$$\frac{dN_{\text{Spektrom}}}{dE} = \frac{dN_{\text{Spektrom}}/dl}{dE/dl} \cong \frac{\text{delta}_N_{\text{Spektrom}}}{f_{\text{delta}_E}} \quad (3.15)$$

13. Umrechnung pro Raumwinkel für die Winkelposition des Spektrometers ( $\alpha, \beta$ ), d.h.

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} = \left. \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega} \right|_{\alpha,\beta} = \frac{dN_{\text{Spektrom}}}{dE} \cdot \frac{1}{\Omega_{\text{Spektrom}}}. \quad (3.16)$$

Hierbei beträgt der Raumwinkel für die Spektrometer-Eingangsspalte der Länge von  $l_1 = 50 \mu\text{m}$  (= 1px) (da die Daten aus der IP als durchschnittlichen Daten pro einen Pixel genommen wurden) und der Breite von  $d_L$ :

$$\Omega_{\text{Spektrom}} = \frac{A_{\text{Spektrometer}}}{R^2} = \frac{l_1 \cdot d_L}{R^2} \quad (3.17)$$

mit dem Abstand zwischen dem Target und der Eingangsspalte des Spektrometers  $R$ . Die Parameter  $R$  und  $d_L$  wurden **für jeden Laserschuss individuell** definiert.

#### 3.3.4. Messeinschränkungen eines Magnetspektrometers

Das Magnetspektrometer hat einige Messeinschränkungen. Die untere Einschränkung der Energiemessung entsteht in einem Spektrometer aufgrund seiner Konstruktionsbesonderheiten ( $\sim 1,5 - 1,65$  MeV in dem Fall eines 0,99T-Spektrometers, siehe Abschnitt 2.2.2) und der Überbelichtung der seitlichen IP neben der Eingangsspalte des Spektrometers. Diese Überbelichtung kann durch den Kollimator vor dem Spektrometer verringert werden. Obwohl der Kollimator dient, um den Hintergrund zu verringern, hat er auch einen negativen Einfluss auf die Messungen der niedrigerenergetischen Elektronen. Dadurch wird das niedrigerenergetische Elektronspektrum verzerrt. Eine Lösung, um die untere Energiemessschwelle zu verringern, ist die Verwendung eines 0,25T-Magnetspektrometers, das eine bessere Energieauflösung bei den niedrigen Energien hat als ein 0,99T-Spektrometer, ohne zusätzlichen Kollimator.

In Abb. 3.8 sind die Spektren in einem 0,99T-Spektrometer unter einem Winkel von  $15^\circ$  und in einem 0,25T-Spektrometer unter einem Winkel von  $18^\circ$  dargestellt, um sie zu vergleichen. Man sieht, dass das durch 0,25T-Spektrometer registrierte Spektrum bei der Energie weniger als 3,5 MeV höher liegt als das durch 0,99T-Spektrometer registriert wurde. Diese bedeutet, dass das Spektrum im 0,99T-Spektrometer bei den niedrigen Energien verzerrt ist und man kann durch 0,25T-Spektrometer eine Korrektur ins Spektrum einsetzen. Infolgedessen kann man auch aus den Daten eines 0,25T-Spektrometers die Temperatur der ponderomotorischen Elektronen rausziehen, was mit Hilfe des 0,99T-Spektrometers im betrachteten Fall nicht erreichbar war.

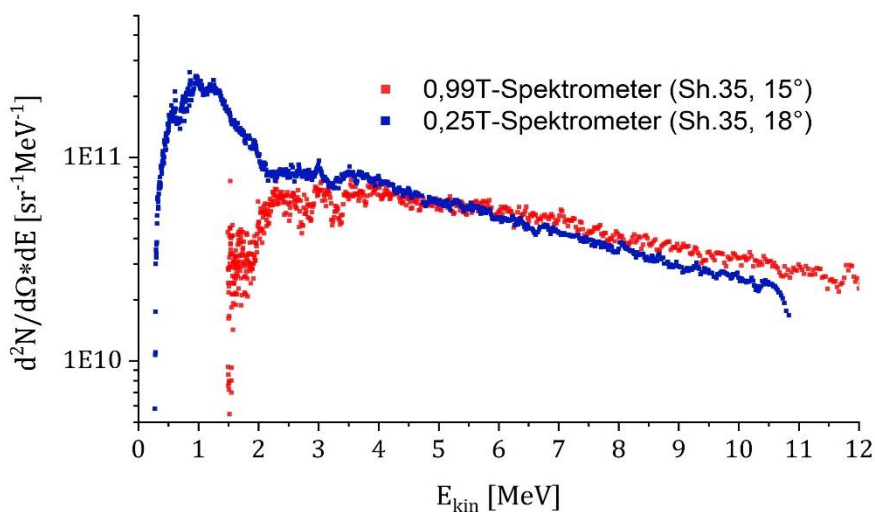


Abb.3.8. Spektren durch ein 0,99T-Spektrometer und ein 0,25T-Spektrometer.

Wie es schon erwähnt wurde, gibt es in einigen Fällen eine Messeinschränkung durch Überbelichtung der IP. Um dieses Problem zu lösen, muss man das Vielmal-Scannen der IP verwenden. Dabei ist es wichtig, durch Vielmal-Scannen einen Umrechnungsfaktor der Daten zu finden, um nach jedem weiteren Scan das ursprüngliche Signal in einem überbelichteten Bereich zu rekonstruieren.

Es gibt auch noch ein umgekehrtes Problem, wenn das Signal so schwach ist, dass die Differenz zwischen dem Signal und Hintergrund im Raum eines Pixels manchmal negativ sein könnte. Das sieht so aus, dass „das Rauschen“ eine untere Elektronenzahlschwelle auf dem Energiespektrum in einer Logarithmuskala erreicht und das Signal nicht mehr unten bei den höheren Energien geht (rote Strichlinie in Abb. 3.9). Um diese Messschwelle des Spektrometers noch ein bisschen zu niedrigen Elektronenzahlen zu ziehen, kann man die durchschnittlichen Werte aus der IP schon nicht pro 1 px, sondern pro 5, 10, 15 usw. px zu nehmen.

Also, durch Auswertung der Daten kann man konstatieren, dass mit Hilfe eines 0,99T-Spektrometers die Messungen der Elektronenzahl niedriger als ca.  $10^8 \text{ sr}^{-1}\text{MeV}^{-1}$  (0,5% von dem maximalen Wert) sinnlos sind.

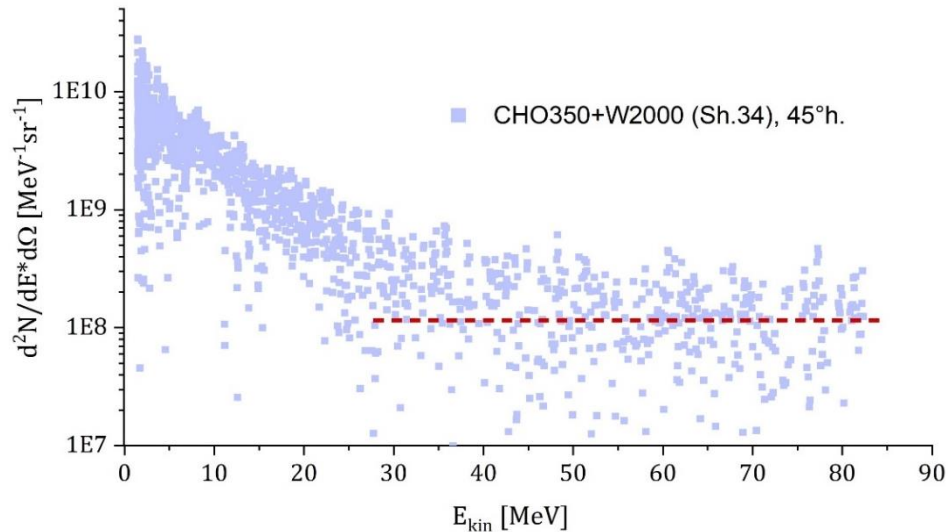


Abb.3.9. Rauschschwelle der IP.

#### 3.3.5. Temperatur-Skalierung der relativistischen Elektronen mit der Laserintensität bei einem dünnen (10 – 100 $\mu\text{m}$ Dicke) Metallfolie-Target

Das Ziel dieses Abschnittes ist zu zeigen, wie die bekannten Skalierungsgesetze, die in Abschnitt 1.1.8.1 dargestellt sind, mit den Messungen in unserem Experiment korrelieren.

### 3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment

In Tabelle 3.2 ist die effektive Temperatur und die maximale erreichte Energie der hochenergetischen (ponderomotorischen) Elektronen bei einem dünnen Metallfolie-Target in den verschiedenen Laserschüssen zusammengefasst. In Abb. 3.10 – 3.12 sind die entsprechenden Elektronenspektren illustriert, die auf die Gruppen gemäß Tabelle 3.2 geteilt wurden.

Tabelle 3.2. Effektive Temperatur und maximale erreichte Energie der hochenergetischen Elektronen bei einem dünnen Metallfolie-Target in den verschiedenen Laserschüssen.

Winkelposition des Magnetspektrometers in YZ (h) und XZ (v) Ebene; Laserstrahl (0°h/0°v)	Target (Shot)	$I_0/I_{18}$	$T_{eff}$ [MeV] *	$E_{max}$ [MeV]
0°h/ 0°v	Au10 (Sh.37)	18±1	1,2±0,3	8
	Au10 (Sh.40)	26±2	1,8±0,2	12
7°h/ 0°v	Au10 (Sh.37)	18±1	1,2±0,3	8
	Au10 (Sh.40)	26±2	2,2±0,3	12
7°h/ 0°v	Au10 (Sh.37)	18±1	1,2±0,3	8
	Au10 (Sh.40)	26±2	1,67±0,12	12
0°h/15°v	Ti10 (Sh.14)	16±2	2,1±0,4	8
	Ti10 (Sh.1)	776±16	7,7±1,6	35
	Ti10 (Sh.8)	969±23	6,7±1,2	22
	Ti10 (Sh.3)	1002±62	5,4±1,3	22
15°h / 0°v	Ti10 (Sh.14)	16±2	1,3±0,2	8
	Ti10 (Sh.8)	969±23	10,4±1,7	22
45°h/0°v	Ti10 (Sh.14)	16±2	1,18±0,12	7
	Ti10 (Sh.19)	19±2	1,3±0,3	7
	Ti10 (Sh.1)	776±16	4,0±0,5	20
	Ti10 (Sh.3)	1002±62	5,4±0,9	14

\* Der absolute Fehler der effektiven Temperatur wurde durch Methode der kleinsten Quadrate für eine lineare Abhängigkeit im ausgewählten Energiebereich abgeschätzt.

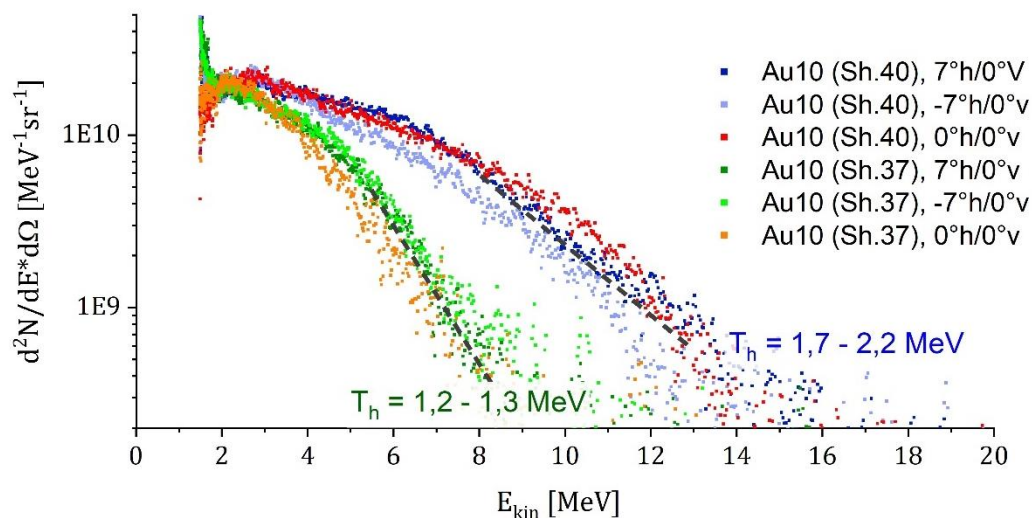


Abb. 3.10. Darstellung der Elektronenspektren bei einem dünnen Metallfolie-Target durch die Magnetspektrometer, die unter einem Winkel von 0°, bzw. ±7° zu der Laserstrahlrichtung relativ des Targets gestellt wurden.



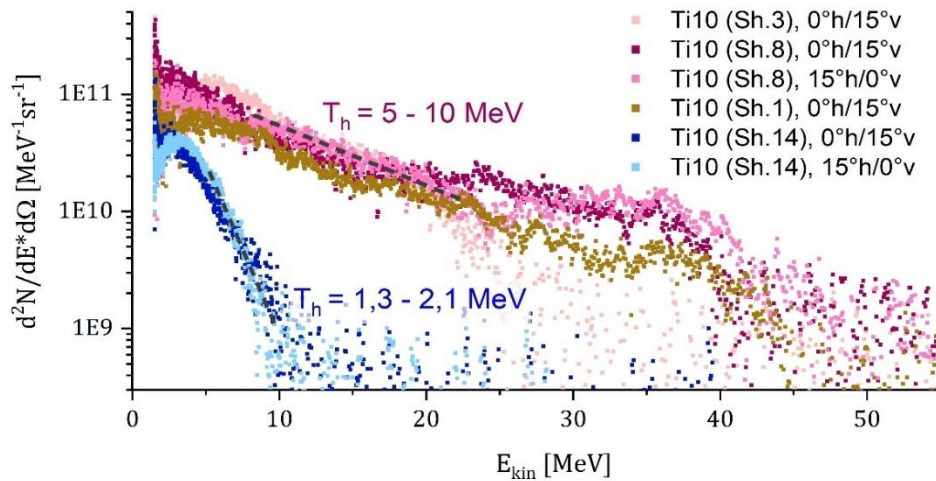


Abb. 3.11. Darstellung der Elektronenspektren bei einem dünnen Folie-Target durch die Magnetspektrometer, die unter einem Winkel von 15° in der Horizontal- bzw. Vertikalrichtung zu der Laserstrahlrichtung relativ des Targets gestellt wurde.

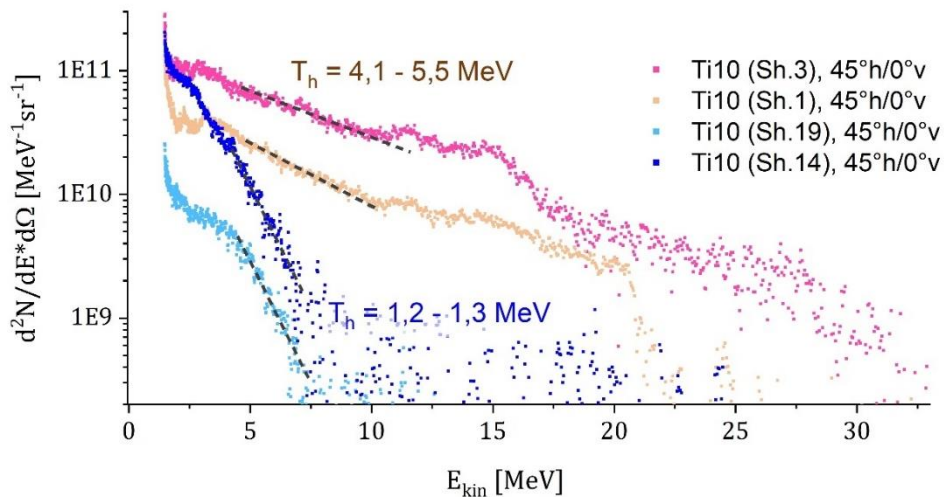


Abb. 3.12. Darstellung der Elektronenspektren bei einem dünnen Metallfolie-Target durch die Magnetspektrometer, die unter einem Winkel von 45° in der Horizontalrichtung zu der Laserstrahlrichtung relativ des Targets gestellt wurde.

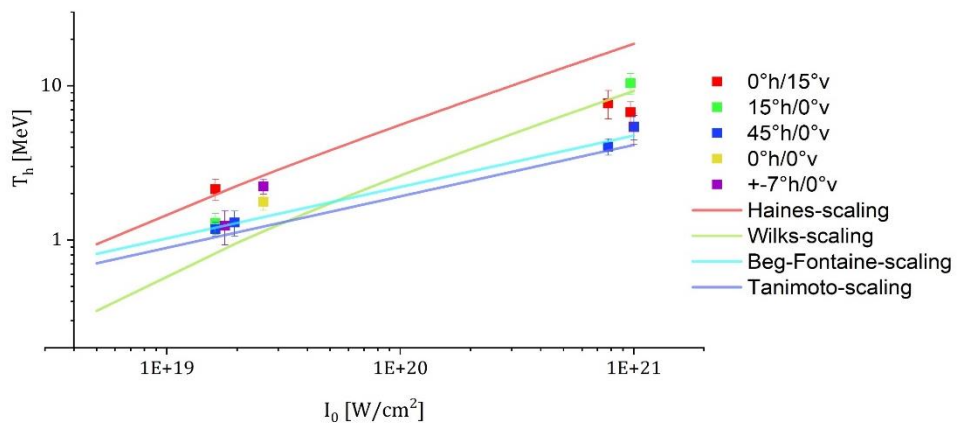


Abb. 3.13. Temperatur-Skalierung der relativistischen Elektronen mit der Spitzenlaserintensität.

In Abb. 3.13 werden die Messergebnisse mit den bekannten Temperatur-Skalierungen (Abschnitt 1.1.8.1) zusammengefasst. Alle Messpunkte liegen in der Nähe der Skalierung-Fits. Die Messungen, die durch Spektrometer unter einem Winkel von  $45^\circ$  erhalten wurden, korrelieren besonders gut mit dem Skalierungsgesetz von Beg-Fontaine. Außerdem ist eine Tendenz sichtbar, dass die Messungen unter einem Winkel von  $0^\circ$  bzw.  $7^\circ$  und  $15^\circ$  auf der Grafik etwas höher liegen als die unter einem Winkel von  $45^\circ$  registriert wurden. D.h. die relativistischen Elektronen haben eine höhere Energie in der Laserstrahlrichtung.

#### 3.3.6. Elektronenspektren-Analyse bei den verschiedenen Targets mit einem Schaum

Die Ziele dieses Abschnittes sind:

- Bestimmung der effektiven Temperaturen und der maximalen erreichten Energie der relativistischen Elektronen.
- Vergleich und Analyse der Elektronenspektren bei den verschiedenen Targets.

##### 3.3.6.1. Darstellung der Spektren durch eine Klassifikation der Targets

###### A. TAC-Schaum als ein Target

In Tabelle 3.3 ist die effektive Temperatur und die maximale erreichte Energie der relativistischen Elektronen bei einem TAC-Schaum-Target in den verschiedenen Laserschüssen zusammengefasst. In Abb. 3.14 sind die entsprechenden Elektronenspektren illustriert, die auf die Gruppen gemäß Tabelle 3.3 geteilt wurden.

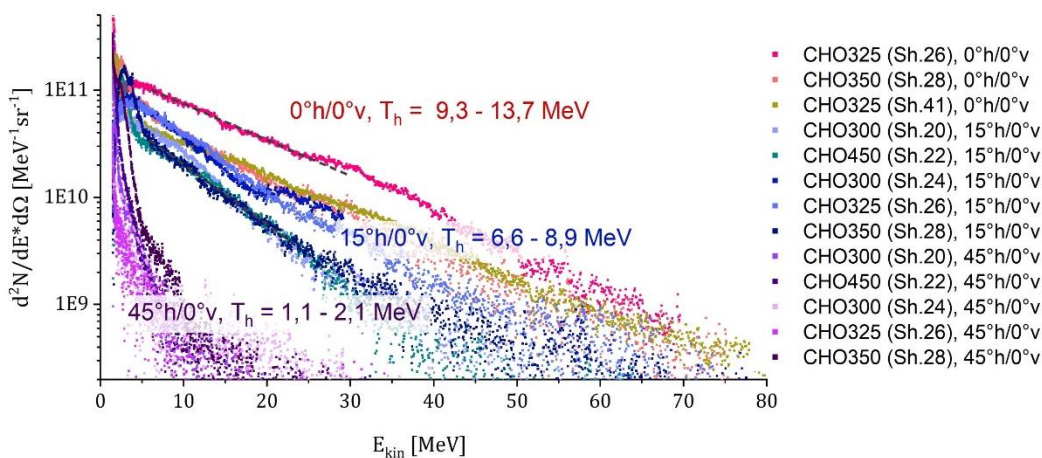


Abb. 3.14. Darstellung der Elektronenspektren bei einem TAC-Schaum-Target durch die Magnetspektrometer, die unter einem Winkel von  $0^\circ$ , bzw.  $15^\circ$  und  $45^\circ$  zu der Laserstrahlrichtung relativ des Targets gestellt wurden.

Tabelle 3.3. Effektive Temperatur und maximale erreichte Energie der relativistischen Elektronen bei einem TAC-Schaum-Target in den verschiedenen Laserschüssen.

Winkelposition des Magnetspektrometers in YZ (h) und XZ (v) Ebene; Laserstrahl (0°h/0°v)		Target (Shot)	$I_0/I_{18}$	$T_{eff}$ [MeV]	$E_{max}$ [MeV]
		0°h/0°v	CHO325 (Sh.26)	13±1	12,9±1,6
	CHO350 (Sh.28)	19±2	9,3±1,1		
	CHO325 (Sh.41)	25±2	13,7±1,1		
15°h/0°v		CHO450 (Sh.22)	11±1	8,5±0,7	35
		CHO300 (Sh.24)	12±2	7,4±0,6	
		CHO325 (Sh.26)	13±1	6,6±0,7	
		CHO300 (Sh.20)	16±2	8,9±1,8	
		CHO350 (Sh.28)	19±2	7,7±1,2	
45°h/0°v		CHO450 (Sh.22)	11±1	1,2±0,3	10
		CHO300 (Sh.24)	12±2	2,1±0,7	
		CHO325 (Sh.26)	13±1	2,3±0,7	
		CHO300 (Sh.20)	16±2	1,9±0,3	
		CHO350 (Sh.28)	19±2	1,1±0,3	

### B. TAC-Schaum mit einer dünnen Folie (10 – 100 µm Dicke) als ein Target

In Tabelle 3.4 ist die effektive Temperatur und die maximale erreichte Energie der relativistischen Elektronen bei einem TAC-Schaum mit einer dünnen Metallfolie in den verschiedenen Laserschüssen zusammengefasst. In Abb. 3.15 sind die entsprechenden Elektronenspektren illustriert, die auf die Gruppen gemäß der Tabelle 3.4 geteilt wurden.

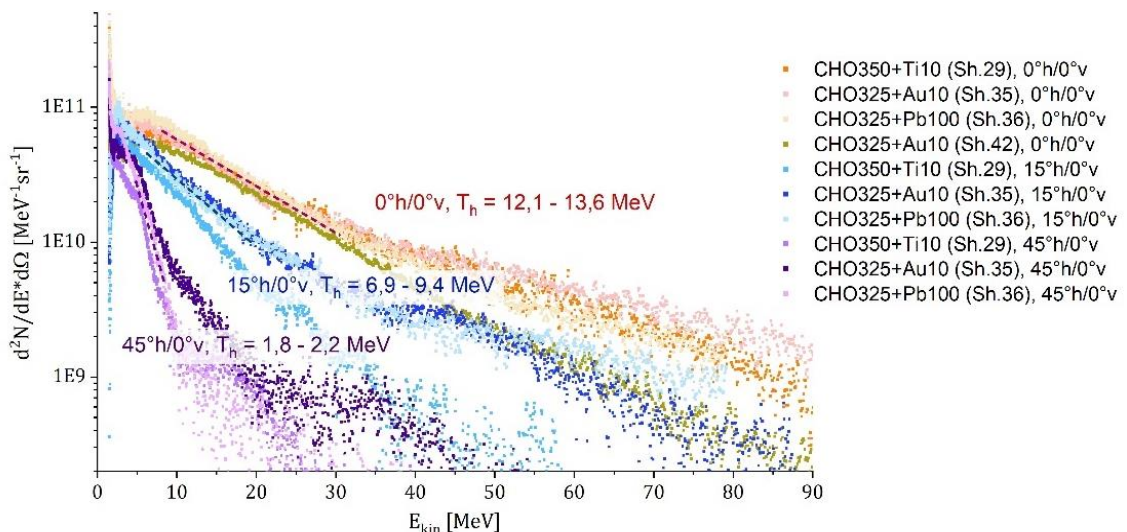


Abb. 3.15. Darstellung der Elektronenspektren bei einem TAC-Schaum mit einer dünnen Metallfolie durch die Magnetspektrometer, die unter einem Winkel von 0°, bzw. 15° und 45° in der Horizontalrichtung zu der Laserstrahlrichtung relativ des Targets gestellt wurden.

Tabelle 3.4. Effektive Temperatur und maximale erreichte Energie der relativistischen Elektronen bei einem TAC-Schaum mit einer dünnen Metallfolie in den verschiedenen Laserschüssen.

Winkelposition des Magnetspektrometers in YZ (h) und XZ (v) Ebene; Laserstrahl (0°h/0°v)		Target (Shot)	$I_0/I_{18}$	$T_{eff}$ [MeV]	$E_{max}$ [MeV]
		0°h/0°v	CHO325+Au10 (Sh.35)	15±2	13±3
	CHO325+Pb100 (Sh.36)	17±2	12,1±1,8		
	CHO350+Ti10 (Sh.29)	19±2	14±3		
	CHO325+Au10 (Sh.42)	22±2	13,3±0,6		
15°h/0°v		CHO325+Au10 (Sh.35)	15±2	9,4±1,3	60
	CHO325+Pb100 (Sh.36)	17±2	9,2±1,1		
	CHO350+Ti10 (Sh.29)	19±2	6,9±0,6		
45°h/0°v		CHO325+Au10 (Sh.35)	15±2	2,2±0,5	20
	CHO325+Pb100 (Sh.36)	17±2	2,1±0,4		
	CHO350+Ti10 (Sh.29)	19±2	1,8±0,3		

#### C. Schaum mit einem dicken Radiator ( ≥ 1 mm Dicke) als ein Target

In Tabelle 3.5 ist die effektive Temperatur und die maximale erreichte Energie der relativistischen Elektronen bei einem Schaum-TAC mit einem dicken Radiator in den verschiedenen Laserschüssen zusammengefasst. In Abb. 3.16 sind die entsprechenden Elektronenspektren illustriert, die auf die Gruppen gemäß Tabelle 3.5 geteilt wurden.

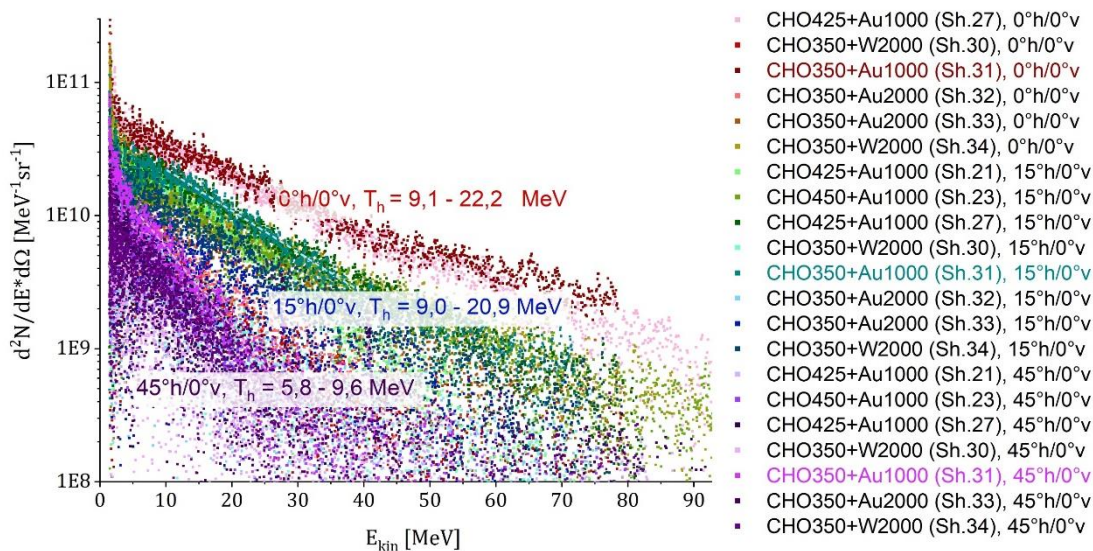


Abb. 3.16. Darstellung der Elektronenspektren bei einem TAC-Schaum mit einem dicken Radiator durch die Magnetspektrometer, die unter einem Winkel von 0° bzw. 15° und 45° in der Horizontalrichtung zu der Laserstrahlrichtung relativ des Targets gestellt wurden.

Tabelle 3.5. Effektive Temperatur und maximale erreichte Energie der relativistischen Elektronen bei einem Schaum-TAC mit einem dicken Radiator in den verschiedenen Laserschüssen.

Winkelposition des Magnetspektrometers in YZ (h) und XZ (v) Ebene; Laserstrahl ( $0^\circ\text{h}/0^\circ\text{v}$ )		Target (Shot)	$I_0/I_{18}$	$T_{eff}$ [MeV]	$E_{max}$ [MeV]
		$0^\circ\text{h}/0^\circ\text{v}$	CHO350+Au1000 (Sh.31)	15±2	22±4
	CHO350+Au2000 (Sh.32)	15±1	10±2		
	CHO350+W2000 (Sh.34)	15±1	15,9±1,8		
	CHO350+Au2000 (Sh.33)	16±1	17±4		
	CHO425+Au1000 (Sh.27)	16±2	21,2±1,7		
	CHO350+W2000 (Sh.30)	23±1	9,1±1,3		
$15^\circ\text{h}/0^\circ\text{v}$		CHO450+Au1000 (Sh.23)	12±1	21±3	40-60
		CHO425+Au1000 (Sh.21)	13±1	10,9±0,9	
		CHO350+Au1000 (Sh.31)	15±2	14,7±1,4	
		CHO350+Au2000 (Sh.32)	15±1	9±2	
		CHO350+W2000 (Sh.34)	15±1	15,2±1,4	
		CHO425+Au1000 (Sh.27)	16±2	16,6±1,3	
		CHO350+Au2000 (Sh.33)	16±1	12,1±1,7	
		CHO350+W2000 (Sh.30)	23±1	9,0±1,3	
$45^\circ\text{h}/0^\circ\text{v}$		CHO450+Au1000 (Sh.23)	12±1	7,8±1,2	20
		CHO425+Au1000 (Sh.21)	13±1	5,8±0,7	
		CHO350+Au1000 (Sh.31)	15±2	7,2±1,4	
		CHO350+W2000 (Sh.34)	15±1	8,9±1,7	
		CHO425+Au1000 (Sh.27)	16±2	8,2±1,6	
		CHO350+Au2000 (Sh.33)	16±1	9±2	
		CHO350+W2000 (Sh.30)	23±1	9,6±1,9	

### 3.3.6.2. Vergleich der Spektren mit einer Analyse

In Tabelle 3.6 sind zum Vergleich einige Charakteristiken der Elektronenspektren bei den verschiedenen Targets und den Winkelpositionen der Magnetspektrometer gesammelt. Hierbei werden nur die Laserschüsse mit der Spitzenintensität  $I_0 = 1 - 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  (beim langen Laserfokus) betrachtet. Für eine anschauliche Darstellung werden die Elektronenanzahlen auf einem Diagramm in Abb. 3.17 illustriert. Man sieht, dass in den Fällen eines Schaums bzw. eines Schaums mit einer dünnen Metallfolie die Elektronenanzahl wesentlich höher ist als in den Fällen einer nur dünnen Metallfolie. Auch die Elektronenanzahl sinkt mit dem Wachstum der Winkel zwischen der Beobachtungs- und Laserstrahlrichtung, d.h. der Elektronenstrahl ist stark gerichtet entlang der Laserstrahlrichtung. Darüber wird noch in Abschnitt 3.3.7 diskutiert.

### 3. Verwendung der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik im Experiment

Tabelle 3.6. Vergleich der Spektren für die verschiedenen Targets bei der Winkelposition des Spektrometers von 0°, 15° und 45° zum Laserstrahl in der YZ bzw XZ-Ebene.

Winkelposition des Magnetspektrometers in YZ (h) und XZ (v) Ebene; Laserstrahl (0°h/0°v)	Target (Shot)	$I_0/I_{18}$	$T_{eff}$ [MeV]	$E_{max}$ [MeV]	$\frac{dN}{d\Omega}, 10^{10} [\text{sr}^{-1}]$		
					$E_{kin}$ bis 7,5 MeV	$E_{kin}$ von 7,5 bis 40 MeV	$E_{kin}$ mehr als 40 MeV
0°h/15°v	Ti10 (Sh.14)	16±2	2,1±0,3	8	12,7	0,5	-
	CHO325 (Sh.26)	13±1	12,9±1,6	70	62,2	109,6	7,6
	CHO350 (Sh.28)	19±2	9,3±1,1		55,8	49,9	3,6
	CHO325+Au10 (Sh.35)	15±2	13±3	100	44,7	82,3	20,6
CHO350+Ti10 (Sh.29)	19±2	14±3	40,9		81,8	16,1	
15°h/0°v	Ti10 (Sh.14)	16±2	1,3±0,2	8	7,8	7,0	-
	CHO325 (Sh.26)	13±1	6,6±0,7	50	37,3	43,4	2,0
	CHO350 (Sh.28)	19±2	7,7±1,2		41,8	21,3	1,1
	CHO325+Au10 (Sh.35)	15±2	9,4±1,3	35-60	32,6	41,0	3,5
	CHO350+Ti10 (Sh.29)	19±2	6,9±0,6		27,1	22,5	0,5
45°h/0°v	Ti10 (Sh.14)	16±2	1,2±0,2	7	16,7	0,1	-
	CHO325 (Sh.26)	13±1	2,3±0,7	12	1,2	0,2	-
	CHO350 (Sh.28)	19±2	1,1±0,3		18,3	0,8	-
	CHO325+Au10 (Sh.35)	15±2	2,2±0,5	15-20	20,4	6,1	0,2
	CHO350+Ti10 (Sh.29)	19±2	1,8±0,3		13,2	2,3	-

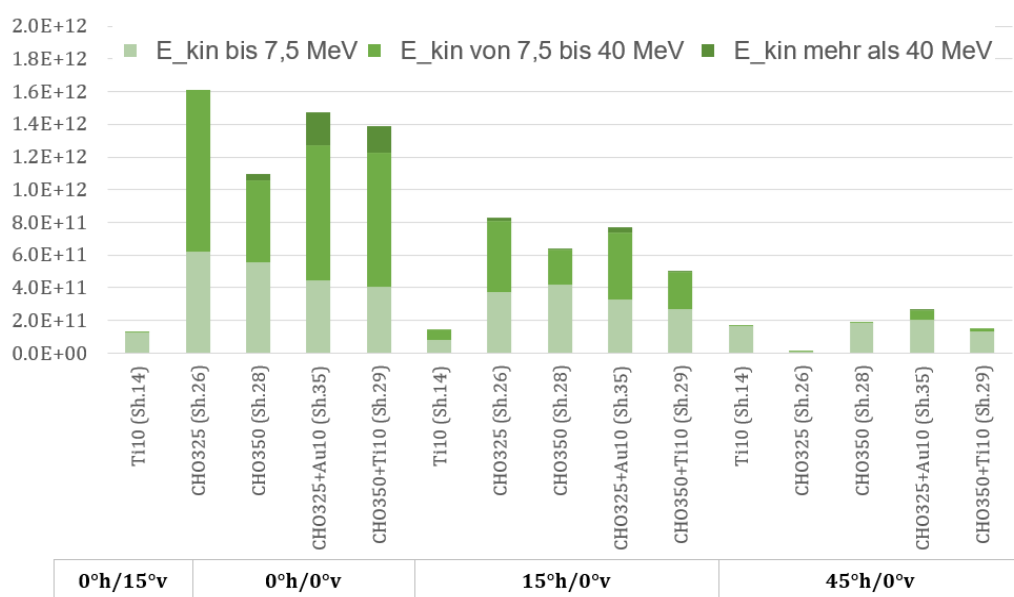


Abb.3.17. Diagramm der Elektronenanzahlverteilung in Energieintervallen.

Insgesamt kann man schließen, dass die Elektronenspektren in den Fällen eines Schaums mit einer dünnen Metallfolie, siehe Abb. 3.18B – 3.18D und in Abschnitt 3.3.7, eine ausgeglichene Winkelverteilung durch Metallfolie haben und stabilisiert sind, siehe Abb. 3.18A, d.h. das Rauschen ist bei den höheren Energien verringert, als in den Fällen eines Schaum-Targets. Infolge der Stabilisierung ist eine höhere maximale kinetische Energie der Elektronen bei einem Schaum mit einer dünnen Metallfolie erreichbar.

In Abb. 3.19 sind zum Vergleich die Spektren bei einem Schaum mit einer dünnen Metallfolie und bei einem Schaum mit einem dicken Radiator dargestellt. In dem Fall mit einem Radiator ist die Anzahl der niedrigerenergetischen Elektronen kleiner, aber bei den höheren Energien (mehr als 25 MeV) bleibt vergleichbar, wie in dem Fall mit einer dünnen Metallfolie. Das Rauschen ist in dem Fall mit einem Radiator stärker ausgedrückt als in dem Fall mit einer dünnen Metallfolie, da die Elektronen durch einen Radiator stärker gestreut werden als durch eine dünne Metallfolie.

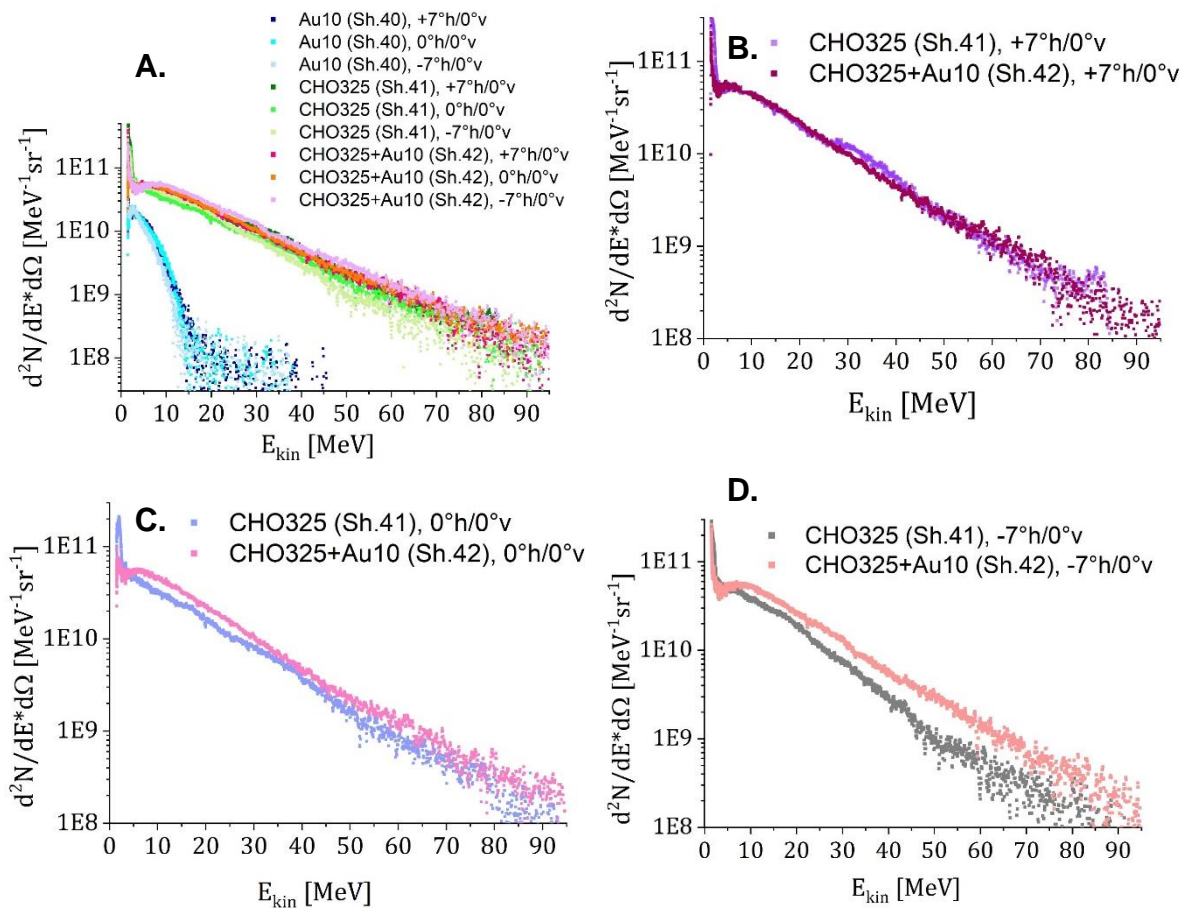


Abb.3.18. Vergleich der Spektren bei den verschiedenen Targets. Das Target-Normal wurde um 7° (dazu +3° als eine Korrektur) zur Laserstrahlrichtung gedreht.

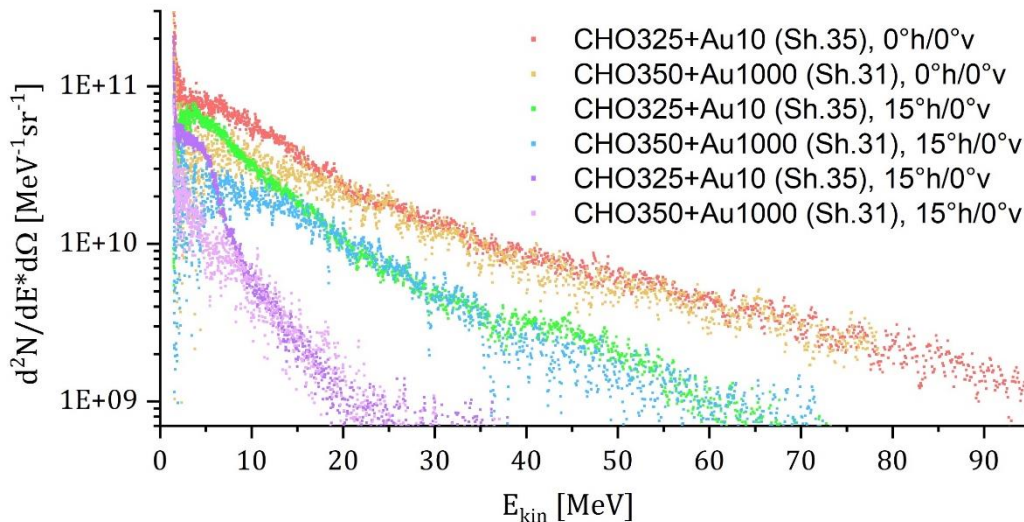


Abb.3.19. Vergleich der Spektren bei einem Schaum mit einer dünnen Metallfolie und bei einem Schaum mit einem dicken Radiator dargestellt.

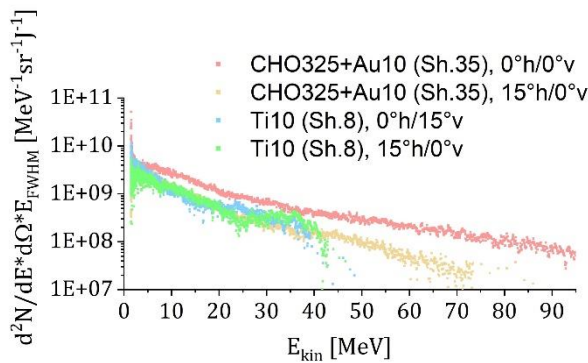


Abb.3.20. Vergleich der Spektren pro deponierte Laserenergie bei einem langen Laserfokus (Sh.35) und bei einem kurzen Laserfokus (Sh.8).

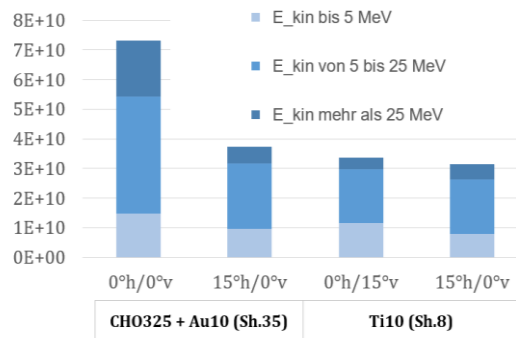


Abb.3.21. Elektronenanzahlen pro deponierte Laserenergie in den verschiedenen Energiegruppen (Vergleich Sh.8 und 35).

In Abb. 3.20 ist es gezeigt, dass relativ höhere Anzahl der hochenergetischen Elektronen pro deponierte Laserenergie durch einen Schaum anstatt einer dünnen Metallfolie als Target gewonnen werden kann. In Abb. 3.21 ist ein Diagramm dargestellt, in dem die Elektronenanzahlen für die verschiedenen Energiegruppen anschaulich illustriert werden.

Für die Analyse der Spektren wurden die effektiven Temperaturen durch Boltzmann-ähnliche Verteilungsfunktion berechnet. In meisten Spektren, die im Fall eines Schaums ohne oder mit Metallfolie durch ein 0,99T-Spektrometer erhalten wurden, lässt sich die effektive Temperatur der ponderomotorischen Elektronen wegen einer Verzerrung des Elektronensignals (Bsp. in Abb. 3.8) oder einer schlechten Energieauflösung in der Nähe der untere Energieschwelle des Spektrometers (Bsp. in Abb. 3.18, bei  $E < 5$  MeV) nicht bestimmen. Diese Temperatur kann mit Hilfe eines 0,25T-Magnetspektrometers berechnet werden, da dieses



Spektrometer eine bessere Energieauflösung für die niedrigerenergetischen Elektronen (bzw. ponderomotorischen Elektronen bis zu Energie von 2 – 3 MeV) hat.

In den Fällen, wenn ein Schaum als Target verwendet wurde, dominieren superponderomotorische Elektronen bei der Energie  $E > 7,5 \text{ MeV} \gg \Phi_{pond}$  (Abschnitt 3.3.7). Dabei soll das Energiespektrum meistens durch mehrere effektiven Temperaturen beschrieben werden. Und daneben kann man das Energiespektrum durch sogenannte charakteristische Temperaturen beschreiben (Abschnitt 1.1.7). In Abb. 3.22 wird ein Beispiel betrachtet, in dem ein zwei-Temperatur-Fit als eine gute Näherung des Verlaufes des Energiespektrums dargestellt ist, dabei zwei Fraktionen des Elektronensystems betrachtet werden. Eine Fraktion dominiert bei den Hochenergien und ihre charakteristische Temperatur lässt sich direkt aus dem Spektrum durch die Steigung der Tangente zum Spektrum berechnen (wie eine effektive Temperatur). Die andere Fraktion des Elektronensystems kann nur mittels der ersten Fraktion bestimmt werden. In Anhang 5 ist eine detaillierte Berechnung dargestellt.

Außerdem sieht man in Abb. 3.18A und 3.22, dass die Anzahl der Elektronen und ihre Energie in dem Fall eines Schaums mit oder ohne eine Metallfolie deutlich höher ist als in dem Fall nur einer Metallfolie. D.h. mittels des Schaums kann die Laserenergie effektiver in die kinetische Energie von Elektronen umgewandelt werden, damit die Elektronen bis zu ultra-relativistischen Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Das Effizient der Laserenergieumwandlung an Elektronen wird in Abschnitt 3.3.7 abgeschätzt werden.

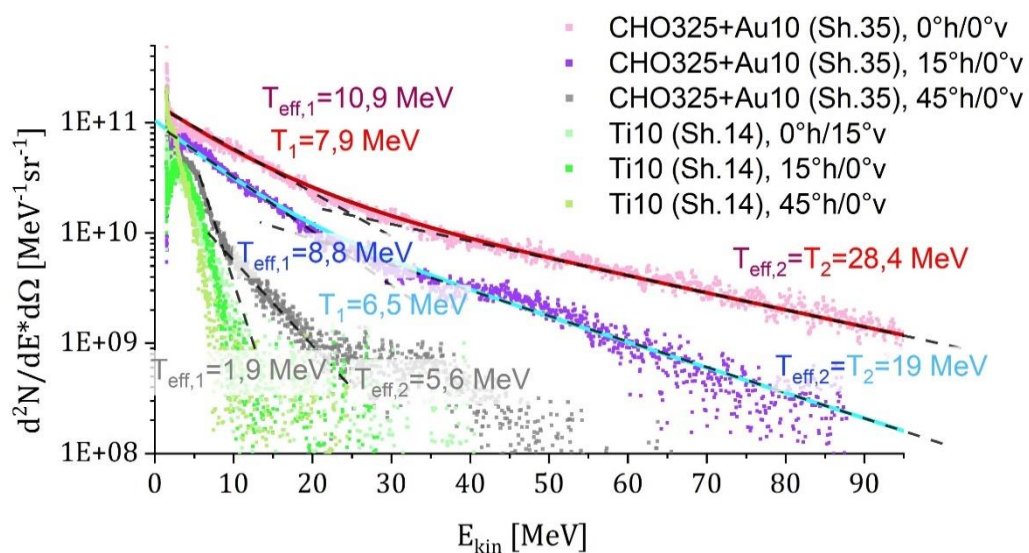


Abb.3.22. Zwei-Temperatur-Fit für Elektronenspektren. Mit den Bezeichnungen:  $T_1, T_2$  – die charakteristischen Temperaturen von relativistischen Elektronen,  $T_{eff,1}, T_{eff,2}$  – die effektiven Temperaturen von relativistischen Elektronen (siehe Abschnitt 1.1.7).

#### 3.3.7. Winkelverteilung der durch Zylinderdiagnostik registrierten Elektronen

Ziele dieses Abschnittes sind:

- Vergleich und Analyse der Elektronenwinkelverteilung durch die Messungen mit Hilfe der Magnetspektrometer und der Zylinderdiagnostik.
- Approximation der Elektronenwinkelverteilung durch ein gaußförmiges Profil in den Fällen eines Schaums mit einer dünnen Metallfolie als Target.
- Abschätzung der Anzahl der hochenergetischen Elektronen, die durch Laser-Target-Wechselwirkung erzeugt wurden.

##### 3.3.7.1. Qualitativer Vergleich der experimentellen Ergebnisse der Zylinderdiagnostik bei den verschiedenen Targets

Obwohl die Röntgen- und Elektronenstrahlung auf der Zylinderdiagnostik nicht unterscheidbar sind, kann man durch die Simulation in Gean4-Code und die Daten der IP-Sensitivität [Bon13-1] behaupten, dass der Beitrag der Röntgenstrahlung im Vergleich mit der Elektronenstrahlung in der Zylinderdiagnostik vernachlässigt ist.

In Abb. 3.23 sind die durch Zylinderdiagnostik registrierten Signale dargestellt. Zum Vergleich wurde die Farbwiedergabe synchronisiert, um die Ereignisse in den Fällen der verschiedenen Targets deutlich zu unterscheiden. Qualitativ kann man merken, dass die Plasma-Filamente durch Zylinderdiagnostik in dem Fall eines Schaums registriert wurden. Diese Plasma-Filamente entstehen in dem Target stochastisch. Infolgedessen, wenn hinter einen TAC-Schaum noch eine dünne Metallfolie oder ein dicker Radiator platziert wird, wird eine kleine Ablenkung bis zu  $5^\circ$  des Zentrums des auf der Zylinderdiagnostik beobachteten Signals registriert. Außerdem hat dieses Signal eine gaußähnliche Form. D.h. durch eine dünne Metallfolie bzw. einen dicken Radiator hinter einen TAC-Schaum wird der Elektronenstrahl winkelabhängig ausgeglichen. Dabei wird das Signal von dem dicken Radiator stärker verschmiert als von der dünnen Metallfolie.

##### 3.3.7.2. Algorithmus der Umrechnung der Elektronenspektren von Spektrometern zum Elektronensignal vor bzw. nach der Zylinderdiagnostik

Das Ziel dieses Unterabschnittes ist eine Umrechnung des in einem Magnetspektrometer registrierten Elektronensignals durchzuführen, um die Messungen mit dem Signal auf der Zylinderdiagnostik zu vergleichen.

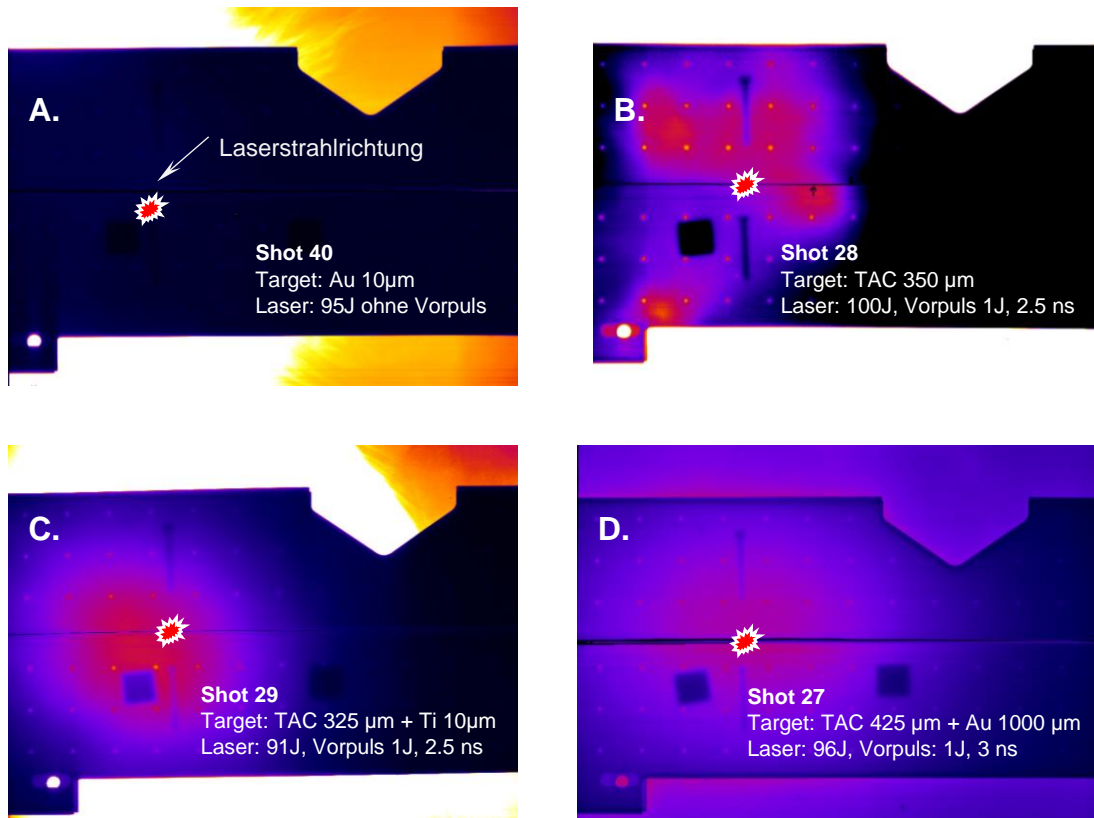


Abb. 3.23. Vergleich der experimentellen Ergebnisse der Zylinderdiagnostik (nach 6 mm der Stahlschicht) in den Fällen der Targets: A. Eine dünne Metallfolie, B. Ein Schaum, C. Ein Schaum mit einer dünnen Metallfolie, D. Ein Schaum mit einem dicken Radiator.

Für eine weitere automatische Umrechnung wird *eine Excel-Datei mit den folgenden Spalten* benutzt:

**1.-3.** sind dieselbe, wie in der Excel-Datei, die in Abschnitt 3.3.3 beschrieben wurde.

**4.** wird durch die Elektronenverteilungsfunktion ausgefüllt. Diese anpassende Verteilungsfunktion  $f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta}$  wird durch die Daten des Elektronenspektrums konstruiert. Gemäß Glg.

(1.77) – (1.78), siehe Abschnitt 1.4.2, lässt sich die Verteilungsfunktion  $f_{E_{new},\Omega}|_{\alpha,\beta}$  bestimmen. In unserem Fall ist  $E_{new} \equiv E_{kin}$ , d.h. Daten aus der 2. Spalte der Excel-Datei.

**5.** Umrechnung der Daten aus der 4. Spalte zu den Daten pro 1 px der Zylinderdiagnostik,

d.h.  $f_{E_{new},\Omega}|_{\alpha,\beta} \cdot \Omega_{1px} \cdot \text{delta}_E$ , wobei der Raumwinkel für 1 px  $\Omega_{1px} = \frac{x_{1px}^2}{L_{zyl}^2}$  mit der Pixelgröße  $x_{1px} = 50 \mu\text{m}$  und dem Abstand zwischen dem Target und der Zylinderdiagnostik  $L_{zyl} = 210 \text{ mm}$  ist. Außerdem ist delta\_E die Änderung der Energie pro Pixel, d.h. eine

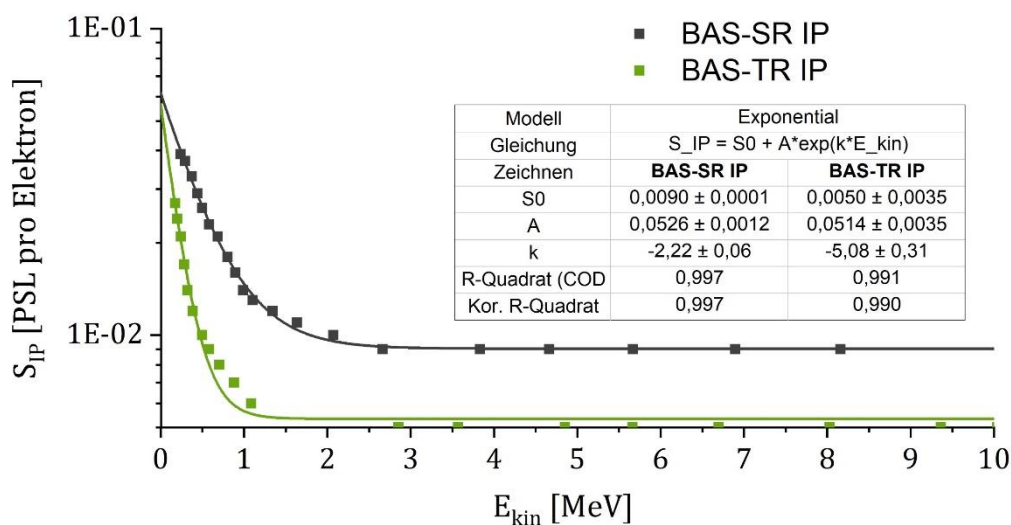


Abb. 3.24. Sensitivität der verschiedenen Typen der IP [Bon13].

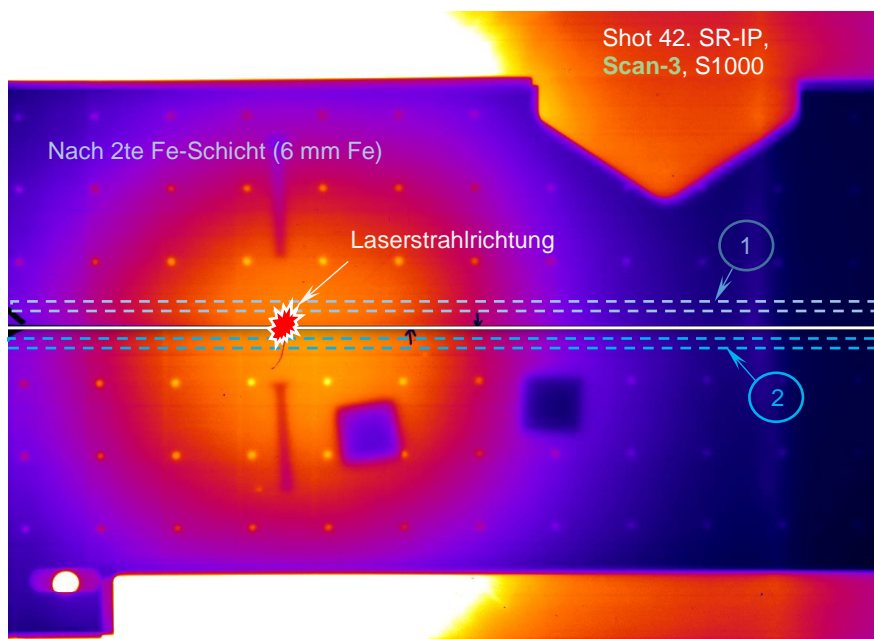


Abb. 3.25. Bearbeitungsmethode des Signals auf der Zylinderdiagnostik.

Differenz der Energien für nebenliegenden Pixel, siehe die 6. Spalte in der Excel-Datei aus Abschnitt 3.3.3.

6. Die Daten muss man zurück mit der zeitliche Abfall-Korrektur umrechnen.
7. Für das Vergleich der Daten muss man Vielmal-Scan-Faktor berücksichtigen.
8. Die Daten aus der 7. Spalte muss man um die Sensitivität der auf der Zylinderdiagnostik gestellten IP ( $S_{IP}$ , siehe Abb. 3.24 [Bon13]) multiplizieren.

Der nächste Schritt ist die Addition der Daten aus der 8. Spalte. Das Ergebnis entspricht dem Elektronensignal, das in einem Pixel der IP auf der Zylinderdiagnostik in der Winkelposition  $(\alpha, \beta)$  registriert wird.

Zur Verfügung stehen die experimentellen Ergebnisse der Zylinderdiagnostik, mit denen man vergleichen kann. Da in der Mitte der zylindrischen Schichten der Zylinderdiagnostik ein dünner Ausschnitt erzeugt wurde, werden die Signaldaten aus zwei naheliegenden Bereichen genommen, siehe in Abb. 3.25 strichmarkierte Bereiche. Danach werden die Mittelwerte der Daten entlang des Zylinderdiagnostik-Ausschnittes berechnet, um das Signal in der Mitte der Zylinderdiagnostik zu rekonstruieren.

#### 3.3.7.3. Umrechnung der Elektronenspektren von Spektrometern zur Vergleichsposition der Zylinderdiagnostik

Als ein Beispiel der Anwendung der Berechnungsmethode, die in Unterabschnitt 3.3.7.2 dargestellt war, wird der Laserschuss 29 aus dem Experiment P176 an PHELIX betrachtet. In diesem Laserschuss wurde ein TAC-Schaum mit einer dünnen Metallfolie (CHO325 + Ti10) als Target verwendet. Wie es schon in Unterabschnitt 3.3.7.1 gezeigt wurde, hat das auf der Zylinderdiagnostik registrierte Signal in dem Fall des genannten Targets eine gaußartige Form.

In Abb. 3.26 sieht man eine Verschiebung des Signal-Peaks auf der Zylinderdiagnostik ca. um  $4^\circ$ . Durch Position dieses Signal-Peaks und Annahme über die Symmetrie des Elektronenstrahls wird das Profil der Winkelverteilung der Elektronen rekonstruiert, siehe Abb. 3.26. Aus der Winkelverteilung des Signals kann man schließen, wie hoch der Beitrag der winkelunabhängigen Elektronenverteilung ist. Die Halbwertsbreite des Elektronensignals vor der Zylinderdiagnostik ist näherungsweise gleich wie die Halbwertsbreite des Signals auf der IP der Zylinderdiagnostik. Diesen Umstand kann man für die Abschätzung der Winkelverteilung der hochenergetischen Elektronen verwenden.

#### 3.3.7.4. Winkelverteilung der ponderomotorischen und superponderomotorischen Elektronen und ihrer Energie in dem Fall eines TAC-Schaums mit einer dünnen Metallfolie

In Abb. 3.27A – 3.27B sind die summierten Größen:  $F_N = \left. \frac{dN_{ges}}{d\Omega} \right|_\alpha$  und  $F_E = \left. \frac{dE_{ges}}{d\Omega} \right|_\alpha$  für den Laserschuss 29 durch drei Referenzpunkte ( $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 45^\circ$ ) dargestellt, mit der Berücksichtigung, dass das Maximum der Verteilung um  $4^\circ$  aus den zufälligen Gründen von der

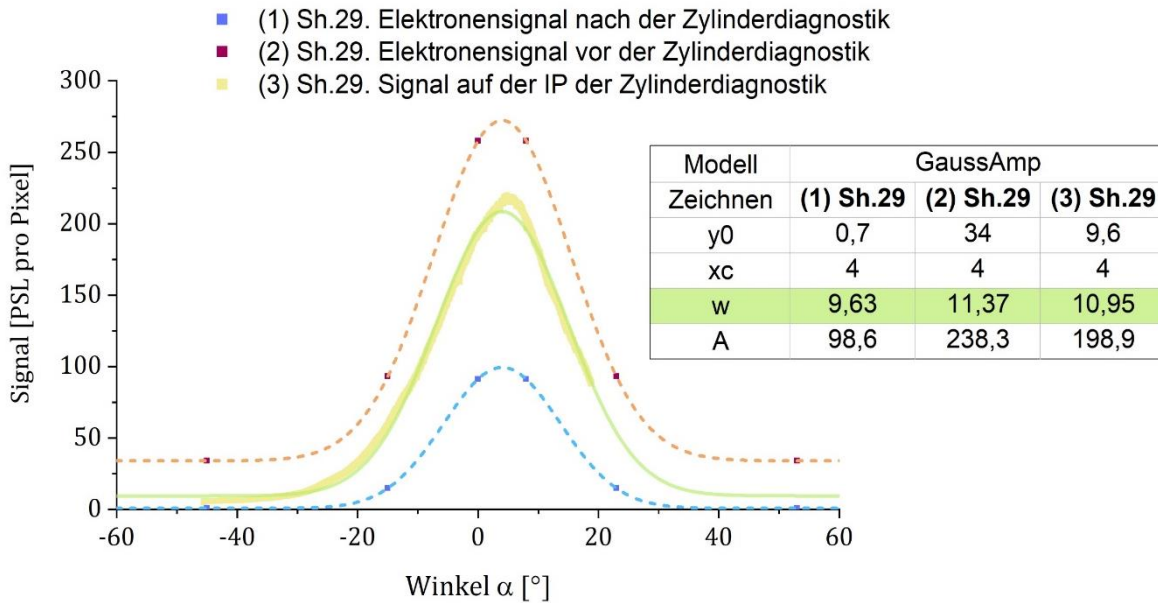


Abb. 3.26. Darstellung des Elektronensignals vor und nach Stahlschichten bzw. auf der IP der Zylinderdiagnostik.

Die Signale kann man durch die Gauß-Verteilungsfunktion approximieren:

$y = y_0 + A \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}\right)$ , wobei  $x_c$  die Winkelposition des Maximums des Signals ist. Hierbei beträgt die Halbwertsbreite des Signals  $\Delta\alpha_{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot w \cong 2,35w$ .

Laserstrahlrichtung verschoben ist. Durch Vergleich der Halbwertsbreite für die Winkelverteilungen der Elektronen und ihrer Energie kann man behaupten, dass die DLA- (superponderomotorischen) Elektronen stärker gerichtet als die ponderomotorischen Elektronen, d.h. mit der Winkelzunahme zur Laserstrahlrichtung wird nicht nur die Anzahl von Elektronen sinken, sondern auch ihre effektive Temperatur, was schon in Abschnitt 3.3.6 gezeigt wurde. Auch man kann merken, dass der größte Anteil der Elektronen mit der Energie  $E > 1,5 \text{ MeV}$  &  $< 7,5 \text{ MeV}$  ist die ponderomotorischen Elektronen mit einer sphärischen Verteilung sowohl für die Elektronenanzahl als auch für ihre Energie.

Konzeptuell lässt sich die allgemeine Verteilungsfunktion so darstellen:

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha} = \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega}|_{\alpha} = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_0}\right) + \sum_{i=1}^n A_i(\alpha) \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_i(\alpha)}\right) \quad (3.18)$$

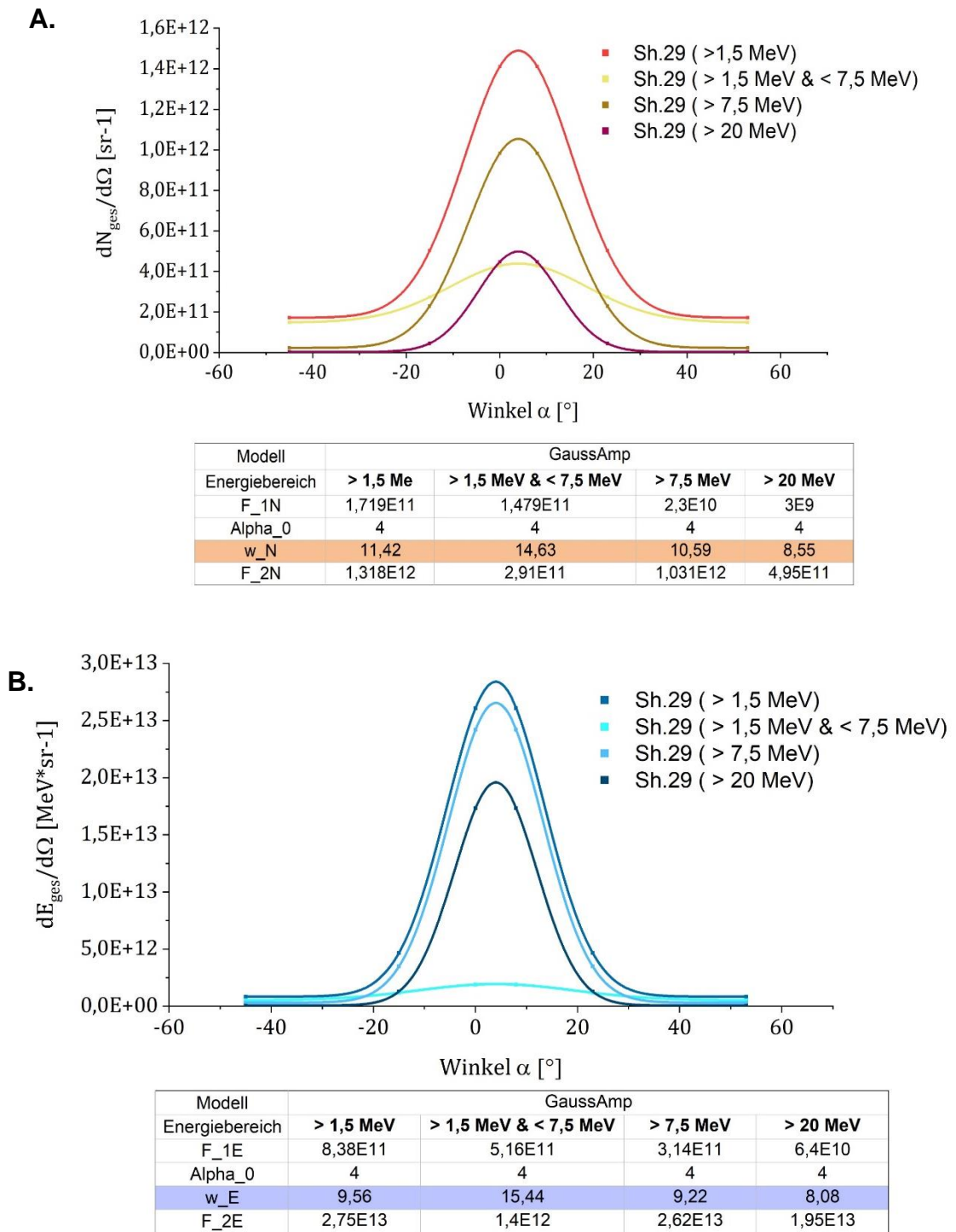


Abb. 3.27. Darstellung der Winkelverteilung der Elektronen und ihrer Energie nach einem TAC-Schaum mit einer dünnen Metallfolie (Sh. 29, CHO350+Ti10). Approximation durch die Gauß-Verteilungsfunktion:

$$F_N = F_{1N} + F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2w_N^2}\right) \text{ bzw. } F_E = F_{1E} + F_{2E} \cdot \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2w_E^2}\right),$$

wobei  $\alpha_0$  die Winkelposition des Maximums des Signals ist. Hierbei beträgt die Halbwertsbreite des Signals  $\Delta\alpha_{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot w \cong 2,35w$ .

Außerdem kann man die Gleichungen für die Funktionen  $F_N$  und  $F_E$  (Abb. 3.27) in einem gesamten Energiebereich bei der Energie  $E > 1,5$  MeV so konstruieren:

$$F_N = \left. \frac{dN_{ges}}{d\Omega} \right|_{\alpha} = F_{1N} + F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2w_N^2}\right) = F_{1N} + \sum_{i=1}^n A_i(\alpha) \cdot T_i(\alpha) \quad (3.19)$$

$$F_E = \left. \frac{dE_{ges}}{d\Omega} \right|_{\alpha} = F_{1E} + F_{2E} \cdot \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2w_E^2}\right) = F_{1E} + \sum_{i=1}^n A_i(\alpha) \cdot T_i^2(\alpha) \quad (3.20)$$

Hierbei sind die ponderomotorischen und DLA-Elektronen trennbar dargestellt. Die ponderomotorischen Elektronen sind relativistisch und werden näherungsweise sphärisch-symmetrisch in einem Vollraumwinkel gestrahlt. Die DLA- (superponderomotorischen) Elektronen sind schon ultrarelativistisch und stark in die Laserstrahlrichtung gerichtet.

Für den Vergleich mit den weiteren Abschätzungen kann man zuerst bestimmen, wieviel freie Elektronen insgesamt durch eine vollständige Ionisation der Target-Atome z.B. bei dem Laserschuss 35 gewonnen werden kann: wenn alle Elektronen in einem TAC-Schaum 325  $\mu\text{m}$  Dicke in dem FWHM-Bereich des Laserfokus  $20 \times 10 \mu\text{m}$  befreit sind, beträgt ihre gesamte Anzahl  $\sim 3 \cdot 10^{13}$ .

Die Anzahl der ponderomotorischen Elektronen lässt sich durch die folgende Formel berechnen:

$$N_{pond} = \int_0^{4\pi} d\Omega \cdot \int_0^{+\infty} dE \cdot f_{E,\Omega}(pond) \Big|_{\alpha} = 4\pi \int_0^{+\infty} dE \cdot f_{E,\Omega}(pond) \Big|_{\alpha} \quad (3.21)$$

mit  $f_{E,\Omega}(pond) \Big|_{\alpha} := \left. \frac{d^2N}{d\Omega \cdot dE} \right|_{\alpha} = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_0}\right)$ .

Im Laserschuss 35 (CHO325+Au10) (Abschätzung durch die Messungen eines 0,25T-Spektrometers) betrug diese Anzahl  $9,7 \cdot 10^{12}$ . Zum Vergleich, im Laserschuss 14 (Ti10) betrug sie nur  $1,8 \cdot 10^{12}$ . Der Anteil der Laserenergie in dem FWHM-Bereich, die an die ponderomotorischen Elektronen übertragen wurde, betrug  $\sim 8\%$  in dem Laserschuss 35 und  $\sim 2\%$  in dem Laserschuss 14.

Für die superponderomotorischen Elektronen kann man aus Glg. (3.19) den folgenden Ausdruck verwenden:

$$\begin{aligned} N_{super} &\cong \int_0^{2\pi} d\Omega \cdot \int_0^{+\infty} dE \cdot f_{E,\Omega}(super) \Big|_{\alpha} \cong \int_0^{2\pi} d\Omega \cdot F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right) = \\ &\int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2\pi \sin(\alpha) d\alpha \cdot F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right) \cong \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d(\alpha^2) \cdot \pi F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right) \cong \\ &\cong F_{2N} \cdot 2\pi\sigma^2 \end{aligned} \quad (3.22)$$

mit  $f_{E,\Omega}(super) \Big|_{\alpha} := \left. \frac{d^2N}{d\Omega \cdot dE} \right|_{\alpha} = \sum_{i=1}^n A_i(\alpha) \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_i(\alpha)}\right)$ .

Aus dieser Abschätzung folgt, dass die Anzahl der superponderomotorischen Elektronen in dem Laserschuss 35 ungefähr  $0,44 \cdot 10^{12}$  betrug. Dabei wurde  $\sim 6\%$  der Laserenergie in dem FWHM-Bereich des Laserfokus an die DLA-Elektronen übertragen. Also, die gesamte



Anzahl der ponderomotorischen und DLA-Elektronen in dem Laserschuss 35 betrug  $\sim 1,0 \cdot 10^{13}$  mit dem Anteil der übertragenen Laserenergie in dem FWHM  $\sim 14 \%$ .

#### **Zusammenfassung zum Kapitel 3**

- Durch Berechnung wurde gezeigt, dass nur ca. 15-25 % der Laserenergie in den Halbwertsbreite-Bereich des Laserfokusses bei den verwendeten experimentellen Aufbauten (Abb. 3.1) deponiert wurde, siehe Tabelle 4.3 in Anhang 4.
- Der Kollimator vor dem Spektrometer hilft den Hintergrund abzuschwächen, aber das registrierte Signal wird auch verringert. Man muss den Einfluss des Kollimators auf den Elektronenstrahl weiter analysieren. Das ist ein Thema für eine weitere Untersuchung im Nachgang zu dieser Masterarbeit.
- Es wurde eine Korrelation der Messungen von Magnetspektrometern mit dem Temperatur-Skalierungsgesetz von Beg-Fontaine für den Fall eines dünnen Metallfolie-Targets gezeigt (Abschnitt 3.3.5).
- Durch Elektronenspektren wurde qualitativ gezeigt, dass die Anzahl der freien Elektronen und ihre Energie bis zu 10-fach in dem Fall eines TAC-Schaums als Target im Vergleich mit einer dünnen Metallfolie erhöhen kann. Dabei ist die Anzahl der DLA-Elektronen, die stark in die Laserstrahlrichtung gerichtet werden, auch wesentlich höher.
- Durch zwei-Temperatur-Fits wurde das Elektronenspektrum in einem Beispiel approximiert (Abb. 3.22). Die Berechnungsmethode ist in Anhang 5 detailliert dargestellt.
- Durch Zylinderdiagnostik wurde eine Filamentierung des Plasmakanals (Ionenkanals) in einem TAC-Schaum-Target bestätigt. Wenn hinter einen TAC-Schaum eine dünne Metallfolie oder ein dicker Radiator platziert wird, wird das Elektronensignal auf der IP der Zylinderdiagnostik ein gaußförmiges Profil annehmen (Abb. 3.23, 3.26). D.h. mit Hilfe der Metallfolie bzw. des Radiators wird das Elektronenspektrum ausgeglichen zur Gauß-ähnlichen Anzahl- und Energieverteilung.
- Es wurde eine Abschätzung der Anzahl von ponderomotorischen und DLA-Elektronen vorgeschlagen. Die Berechnung bestätigt, dass deutlich höhere Anzahl der hochenergetischen Elektronen in dem Fall eines Schaums als Target erzeugt wurde, als nur bei einem dünnen Metallfolie-Target.



## Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Mechanismus der effektiven Laserbeschleunigung der ultrarelativistischen Elektronen durch ihre Energieverteilung (Messungen mit Hilfe der gebauten Magnetspektrometer) und Winkelverteilung (Messungen durch eine neue Zylinderdiagnostik) untersucht. Als Target wurde der TAC-Schaum ausgewählt, in dem durch Laservorpuls ein NCD-Plasma erzeugt wird und danach durch Laserhauptpuls ein Ionenkanal gebildet wird, in dem die Elektronen effektiv beschleunigt werden. Im Vergleich mit dem Fall eines dünnen (10-100  $\mu\text{m}$ ) Metallfolie-Targets, wo die Target-Elektronen durch den Laserstrahl nur in einer Schicht von  $\sim 10$   $\mu\text{m}$  Dicke beschleunigt werden können, können die Schaum-Elektronen im Bereich bis zu 200-250  $\mu\text{m}$  Länge entlang des sogenannten Ionenkanals durch den DLA-Mechanismus effektiv beschleunigt werden. Im Experiment wurde mit Hilfe der Magnetspektrometer gezeigt, dass durch Laser-Schaum-Wechselwirkung (bei der Spitzenlaserintensität von  $1,1 - 2,6 \cdot 10^{19}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ ) die hochenergetischen Elektronen mit Energien bis zu 80-100 MeV produziert werden.

Mit Hilfe der Zylinderdiagnostik konnte man sehen, dass der Elektronenstrahl im Fall eines Schaum-Targets stark in die Laserstrahlrichtung gerichtet wird, was eine dominante Rolle des DLA-Mechanismus bestätigt. Außerdem wurde eine Filamentierung des im Target erzeugten Ionenkanals durch die Elektronenflüsse registriert. Die entstandenen Filamente sind stochastisch verteilt. Während des Einsatzes einer dünnen (10 – 100  $\mu\text{m}$  Dicke) Metallfolie hinter einem Schaum-Target wurde gezeigt, dass die Elektronenanzahl im Energiebereich von 40 bis 100 MeV steigt, und in der Zylinderdiagnostik wird eine gaußförmige Elektronenverteilung mit dem Halbwertsbreite-Winkel ca.  $26^\circ$  registriert. Bei der Anwendung hinter einem Schaum eines dicken Radiators (1-2 mm Dicke) ergab sich einen größeren Winkel von  $40^\circ$ , der sich durch die Streuung von relativistischen Elektronen im Radiator erklären lässt.

Im Experiment mit Schäumen bei der Spitzenlaserintensität von  $1,1 - 2,6 \cdot 10^{19}$   $\text{W}/\text{cm}^2$  wurde der an die erzeugten relativistischen Elektronen (mit der Energie höher als 2 MeV) übertragene Anteil der Laserenergie im FWHM-Bereich des Laserfokusses abgeschätzt. Er betrug  $\sim 20$  %. Im Vergleich mit dem Fall einer dünnen Metallfolie als Target betrug dieser Anteil nur etwa 2 %. Das bedeutet, dass durch einen Schaum eine effektive Laserenergieübertragung an Target-Elektronen realisiert werden kann.

Es wurde eine höhere Effektivität der Produktion von hochenergetischen Elektronen aus dem Schaum im Gegensatz einer dünnen Folie noch durch Messungen bei einer höheren Laserintensität von  $0,9 \cdot 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> festgestellt. In der Tabelle sind die Elektronenanzahl  $N_e$  pro Laserenergie in FWHM-Bereich und Raumwinkel, die maximale erreichte Energie  $E_{max}$ , die effektive Temperatur  $T_{eff}$  in der Laserstrahlrichtung bei zwei verschiedenen Laserintensitäten  $I$  verglichen [Ros20]:

$I$ [W/cm <sup>2</sup> ]	Target	$N_e$ [sr <sup>-1</sup> J <sup>-1</sup> ]	$E_{max}$ [MeV]	$T_{eff}$ [MeV]
$0,9 \cdot 10^{21}$	Ti10	$3 \cdot 10^{10}$	40	6-8
$1,5 - 1,9 \cdot 10^{19}$	foam + Ti10	$6 \cdot 10^{10}$	95	12-14

Zum Schluss ist es wichtig zu sagen, dass der intensive gerichtete Strahl von relativistischen Elektronen eine Anwendung in vielen Bereichen von Physik, Medizin, Biologie usw. finden kann. Durch Betatron-Oszillationen von Elektronen im Plasmakanal wird eine gerichtete keV-Synchrotronstrahlung emittiert. Diese Strahlung kann in Plasmaphysik und Biologie für Kontrastimaging benutzt werden. Die Abbremsung von multi-MeV-Elektronenstrahl in Hoch-Z-Materie führt zu einer effektiven Produktion von Gammastrahlung, die für die Kernreaktionen und Erzeugung der Neutronen verantwortlich ist (siehe Masterarbeit von P.Tavana [TavP20]).

Zurzeit ist durch Simulation im GEANT4-Code eine optimierte Target-Geometrie gezeigt, um für die aktuellen Laserparameter die Rekordwerte von Gamma- und Neutronenquellen zu erreichen [Ros20].

# Anhang

## Anhang 1A. Messungen des Magnetfeldes in einem 0,99T-Spektrometer

Tabelle 4.1. Messungen der Magnetflussdichte in der mittleren Ebene zwischen Magneten eines 0,99T-Spektrometers.

Position der Sondenkante	x/y	0	0,5	1	1,5	2,5	4	6	10	20	30	50	70	80	90	94	96	97,5	98,5	99	99,5	100
	0	293	407	404	459	527	644	630	728	636	651	702	617	611	616	622	584	486	420	367	322	268
0	1,75	373	426	486	543	625	716	763	803	783	789	793	757	744	758	722	677	610	523	465	404	341
1	2,75	419	437	533	591	681	757	839	846	867	868	845	837	820	839	779	730	681	582	521	451	383
2	3,75	447	490	576	640	734	815	885	905	919	918	897	890	880	895	843	790	724	620	558	482	413
3	4,75	467	522	601	670	765	850	913	941	951	949	929	924	918	929	882	828	752	644	582	504	434
4	5,75	479	543	617	688	784	871	932	964	971	969	950	945	942	952	908	851	771	662	599	520	449
5	6,75	485	556	626	700	796	885	944	979	984	981	962	959	958	966	925	866	783	675	611	531	460
6	7,75	488	563	631	705	803	894	952	988	992	989	971	969	968	975	936	877	792	683	620	540	469
7,5	9,25	490	567	634	709	808	900	958	996	997	994	978	978	978	983	946	886	799	692	628	549	478
10,5	12,25	485	564	630	705	805	900	957	1000	997	995	984	987	986	987	952	894	805	700	638	560	489
13	14,75	477	556	621	697	797	894	953	997	994	991	988	991	992	983	950	893	805	702	641	565	494
15,5	17,25	472	547	611	687	790	889	949	993	990	987	992	995	997	977	944	889	802	701	641	565	495
18,5	20,25	457	535	597	674	779	881	942	987	983	981	993	994	994	968	937	883	797	696	636	562	492
20	21,75	448	525	590	664	770	873	931	980	974	973	988	988	987	959	929	877	791	689	631	556	488
21	22,75	441	517	582	655	761	864	920	971	965	965	981	981	981	950	922	871	784	683	624	551	482
22	23,75	431	506	572	643	748	852	905	958	952	953	969	969	970	937	910	862	775	672	615	542	474
23	24,75	419	493	558	626	731	833	881	939	932	934	951	949	953	916	893	850	760	656	599	528	461
24	25,75	403	476	535	602	705	806	846	910	897	903	921	917	925	884	866	830	737	631	575	506	441
25	26,75	380	450	502	568	668	765	790	864	850	853	872	867	880	833	824	799	700	590	535	471	408
26,5	28,25	307	367	423	481	571	653	698	744	745	770	779	778	771	712	712	670	601	510	459	405	347
30	30	222	270	331	380	458	522	591	604	623	673	671	674	644	590	581	520	486	417	370	328	276

(--->)  
Eingang

Anhang 1B. Messungen des Magnetfeldes in einem 0,25T-Spektrometer

Tabelle 4.2. Messungen der Magnetflussdichte in der mittleren Ebene zwischen Magneten eines 0,25T-Magnetspektrometers.

Position der Sondekannte	x,y [mm]	0	2,5	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0	1,85	51	122	167	183	188	188	189	188	186	185	174	147
1	2,85	56	135	186	205	209	209	209	210	210	210	193	162
2	3,85	60	145	201	222	226	228	228	229	229	228	209	171
3	4,85	60	149	209	233	237	240	240	241	240	239	218	178
4	5,85	60	151	214	240	244	247	247	248	247	245	224	181
5	6,85	59	151	217	243	248	249	251	251	251	248	226	182
6	7,85	59	151	217	244	248	251	252	252	251	248	226	182
7	8,85	56	150	216	241	247	249	249	249	248	245	225	181
8	9,85	55	147	212	237	243	244	244	244	243	239	221	177
9	10,85	51	142	205	229	233	235	235	235	232	229	213	170
10	11,85	49	135	193	214	218	220	220	218	216	213	200	158
11	12,85	44	122	174	193	196	196	196	193	190	188	177	146
	15	33,25	94,05	133,15	147,85	148,7	144,4	144,4	139,25	134,1	134,25	127,55	120,2
													61,5

(--->)  
Eingang

## Anhang 2. Python-Code für die Berechnung der Energiedispersionskurve

```

1 # PROGRAMM: Energieverteilung der Teilchen in der Abhaengigkeit von
2 # der Magnetflussdichte in einem Magnetspektrometer
3
4 # import matplotlib.pyplot as plt
5 import numpy as np
6 import math
7 from scipy import interpolate
8
9 # UNTERPROGRAMM: Lesen der Datei mit den Messdaten
10 # 'file': der Name der Datei, aus welcher die Daten genommen werden
11 # n1: die Anzahl der Messungen entlang der y-Achse
12 # n2: die Anzahl der Messungen entlang der x-Achse
13 def messdat(file, n1,n2):
14     global kx_zahl, ky_zahl, Bf_zahl
15     mess_dat=open(file,"r")
16 # Speichern der Daten von einzigen Zeilen als Text in einer Liste
17     daten=mess_dat.readlines()
18     mess_dat.close()
19
20 # Umwandlung der Daten in Zahlen
21     dat_list=[]
22     dat_zahl=[]
23     for zeile in daten:
24         dat_list=zeile.split(';')
25         for zeile1 in dat_list:
26             if zeile1 != 'x\y':
27                 dat_zahl.append(float(zeile1))
28
29     kx_zahl=[] # Liste fuer die X-Koordinaten
30     ky_zahl=[] # Liste fuer die Y-Koordinaten
31     Bf_zahl=[] # Liste fuer die Daten des Magnetfeldes
32
33     for i in range(n1):
34         ky_zahl.append(dat_zahl[i])
35     for j in range(n2):
36         kx_zahl.append(dat_zahl[n1+(n1+1)*j])
37         for k in range(n1):
38             Bf_zahl.append(dat_zahl[(n1+1)+(n1+1)*j+k])
39
40 #####
41 # UNTERPROGRAMM: Einschreiben der Daten des Magnetfeldes
42 # mit einer Interpolation in einer Datei
43 # 'file': der Name der Datei, in welcher die Daten des Magnetfeldes
44 # eingesetzt werden
45 def magnfeld(file,x2,y2):
46     dat=open(file,"w+")
47     for i in range(300):
48         x_new=x2/300*i # X-Koordinate
49         for k in range(1000):
50             y_new=y2/1000*k # Y-Koordinate
51             interp_f=int(f_B(x_new, y_new))
52             dat.write(str(interp_f)+" ")
53         dat.write("\n")
54
55     dat.close()
56
57     print('Die Datei mit den Daten des Magnetfeldes im Spektrometer: ', file)

```

```

58
59 #####
60 # UNTERPROGRAMM: Energiedispersion der Teilchen auf den seitlichen IP
61 # E0: die Ruheenergie eines Teilchens
62 # qm: das Verhaltnis q/m fuer dieses Teilchen
63 # E1: die untere Grenze der Eingangsenergie (immer E1>E0)
64 # kE: der Energieschritt fuer die Auswertung
65 # x1,y1: die Koordinaten des Eingangsloches [mm]
66 # x2,y2: die Raumgrenzen des Spektrometers [mm]
67
68 # Beschreibung der Anordnung der Koordinatachsen
69
70 ##
71 ##          IP (entlang des Spektrometers) fuer p (e+)          Y-Achse
72 ##          (0,0)----->
73 ##          |
74 ##          |
75 ## --> (x1,y1) 0          B-Feld (drin)
76 ##(Eingangsspalte)|
77 ##          |
78 ##          |
79 ##          -----*(x2,y2)
80 ##          X-Achse | IP (entlang des Spektrometers) fuer e-
81
82 def energiedisp(E0,qm,E1,kE,x1,y1,x2,y2):
83     global Bf
84 # Initialisation des Arrays: die 1. Spalte - die y-Koordinate,
85 # die 2.Spalte - die entsprechende Energie E
86     Bf=np.array([[0.]*4 for i in range(1000)])
87     for i1 in range(4):
88         for i in range(250):
89
90 # Achtung!
91 # Wenn das Magnetfeld staerker ist, muss man die untere Energiegrenze steigen,
92 # d.h. nicht von E1 [MeV] anfangen, da die Teilchen machen die kleinen Kreisen
93 # und kommen nicht zu einer Wand des Spektrometers
94
95         E=E1+kE*i
96         Bf[i1*250+i][0]=E-E0 # Kinetische Energie des Teilchens
97         v=c*math.sqrt(1-E0**2/E**2)
98         # Anfangsbedingungen
99         phi=0.
100        x=x1
101        y=y1
102
103        if qm>qpm: # Bedingung nur fuer e-, sonst p oder e+.
104            while x<=x2 and y<=y2: # Raumgrenzen:
105                # rechte IP und hintere IP
106                w=qm*(f_B(x,y)*10**(-3))*E0/E
107                phi+=w*d1/v
108                x+=d1*math.sin(phi)
109                y+=d1*math.cos(phi)
110        else:
111            # Nur fuer p oder e+.
112            while x>=0 and y<=y2: # Raumgrenzen:
113                # Linke IP und hintere IP
114                w=qm*(f_B(x,y)*10**(-3))*E0/E
115                phi+=w*d1/v
116                x+=d1*math.sin(phi)

```



```

116         y+=d1*math.cos(phi)
117         Bf[i1*250+i][1]=phi*180/math.pi # Ausgangswinkel
118
119         if x>x2 or x<0:
120             Bf[i1*250+i][2]=y
121         elif y>y2:
122             if qm>-qpm:
123                 # Fortgang nach der rechten IP in mm
124                 Bf[i1*250+i][2]=y2+x2-x
125             else:
126                 # Fortgang nach der Linken IP in mm
127                 Bf[i1*250+i][2]=y2+x
128
129             # Umrechnung entlang der IP in Pixel mit einer Rundung
130             # (1 px = 0.05 mm)
131             Bf[i1*250+i][3]=int(Bf[i1*250+i][2]/0.05)
132
133             print(y)
134             print(phi)
135         kE=kE*10
136         E1=E+kE
137
138 #####
139 # UNTERPROGRAMM: Die Energiedispersion der Protonen in einem
140 # 0,99T-Spektrometer mit einer Verlaengerungskonstruktion
141 # Parameter des Unterprogramms:
142 # E1: die untere Grenze der Eingangsenergie (immer E1>E0),
143 # kE: der Energieschritt,
144 # x1,y1: die Koordinaten des Eingangsloches [mm],
145 # x2,y2: die Raumgrenzen des Spektrometers [mm]
146 def energiedisp_extension(E1,kE,x1,y1,x2,y2): # Fuer ein 0,99-Spektrometer
147 # mit einer Verlaengerungskonstruktion, fuer p.
148     global Bf
149 # Initialisation des Arrays: die 1. Spalte - die Y-Koordinate,
150 # die 2. Spalte - die entsprechende Energie E
151     Bf=np.array([[0.]*4 for i in range(n)])
152     for i in range(n):
153         E=E1+kE*i
154         Bf[i][0]=E-Ep0 # Kinetische Energie des Teilchens
155         v=c*math.sqrt(1-Ep0**2/E**2)
156         # Anfangsbedingungen
157         phi=0.
158         x=x1
159         y=y1
160
161         while x>=0 and y<=y2: # Raumgrenzen: Linke IP und hintere IP
162             w=qpm*(f_B(x,y)*10**(-3))*Ep0/E
163             phi+=w*d1/v
164             x+=d1*math.sin(phi)
165             y+=d1*math.cos(phi)
166             Bf[i][1]=phi*180/math.pi # Ausgangswinkel
167
168             if x<0 and y<=y2:
169                 Bf[i][2]=y
170             elif y>y2:
171                 x=x+100.*math.tan(phi)
172                 Bf[i][2]=x # Position entlang der hinteren IP in mm
173

```

```
174     # Umrechnung entlang der IP in Pixel mit einer Rundung
175     # (1 px = 0.05 mm)
176     Bf[i][3]=int(Bf[i][2]/0.05)
177
178     print(y)
179     print(phi)
180
181 #####
182 # UNTERPROGRAMM: Einschreiben der Daten der Energieverteilung
183 # in einer Datei
184 # 'file': der Name der Datei, in welcher die Daten der Energieverteilung
185 # eingesetzt werden
186 def energ_daten(file):
187     dat=open(file,"w+")
188     dat.write("E_kin[MeV];Phi[Grad];l[mm];l_px[px]")
189     dat.write("\n")
190
191     for i in range(n):
192         for k in range(4):
193             text=str(Bf[i][k])
194             dat.write(text+";")
195         dat.write("\n")
196     dat.close()
197
198     print()
199     print('Die Datei mit den Daten der Energieverteilung entlang der IP\
200           im Spektrometer: ',file)
201
202 #####
203 # UNTERPROGRAMM: Umrechnung der Teilchensenergie E als eine Funktion von l
204 # nn1: die untere Grenze der Position entlang der IP [px]
205 # nn2: die obere Grenze der Positon entlang der IP [px]
206 # Achtung!
207 # Man muss beruecksichtigen:
208 # nn1 soll groesser als die untere Grenze fuer 'l' aus den Daten
209 # der Energieverteilung sein
210 # nn2 soll kleiner als die obere Grenze fuer 'l' aus den Daten
211 # der Energieverteilung sein
212 def energ_position(file):
213     global En_zahl
214     E_zahl=[]
215     phi_zahl=[]
216     x_zahl=[]
217     for i in range(n):
218         E_zahl.append(Bf[i][0])
219         phi_zahl.append(Bf[i][1])
220         x_zahl.append(Bf[i][2])
221     f_E = interpolate.interpld(x_zahl, E_zahl, kind='cubic') #f_B [MeV]
222     f_phi = interpolate.interpld(x_zahl, phi_zahl, kind='cubic') #f_phi [Grad]
223
224     #En_zahl=[]
225     #phi_zahl=[]
226     dat=open(file,"w+")
227     dat.write("l[px];E_kin[MeV];phi[Grad]+"\n")
228     if int(Bf[0][3])<0:
229         nn1=1
230     else:
231         # Untere Raumgrenze entlang der IP laut den Daten Bf[0][3] in px
```

```

232     nn1=int(Bf[0][3])+1
233
234     # Obere Raumgrenze entlang der IP laut den Daten Bf[n-1][3] in px
235     nn2=int(Bf[n-1][3]-1)
236     for i in range(nn1,nn2): # i [px]: die Position 'L' entlang der IP
237         dat.write(str(i)+";"+str(float(f_E(float(i/20))))+";"\
238                 +str(float(f_phi(float(i/20))))+"\n")
239     dat.close()
240     print()
241     print('Die Datei mit den Daten der Energie des Teilchens\
242           in der Abhaengigkeit von seiner Position\
243           entlang der IP im Spektrometer: ',file)
244
245
246 #####
247 # HAUPTPROGRAMM
248
249 # Konstanten:
250 c=3.*10**11 #c [mm/s],
251 Ee0=0.511 # Ruheenergie des Elektrons,
252 Ep0=938.272 # Ruheenergie des Protons,
253 qem=1.7588*10**11 # Verhaeltnis -q/m fuer das Elektron,
254 qpm=-9.5791*10**7 # Verhaeltnis -q/m fuer das Proton,
255 dl=25.*10**(-3) #dl [mm]
256
257 # n: die Anzahl der Energiepunkte
258 n=1000
259
260 # 0,99T-SPEKTROMETER
261
262 messdat("Messung_0,99T-Sp_01.csv",21,21) # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
263 # Daten werden aus einer Datei ausgeschrieben
264 # Paramater des Unterprogramms:
265 # 'file': der Name der Datei, aus welcher die Daten genommen werden,
266 # n1: die Anzahl der Messungen entlang der Y-Achse,
267 # n2: die Anzahl der Messungen entlang der X-Achse
268
269 # Netz (x,y) aus den Messpunkten
270
271 xx, yy = np.meshgrid(kx_zahl,ky_zahl)
272
273 # Interpolationsfunktion
274 f_B = interpolate.interp2d(kx_zahl, ky_zahl, Bf_zahl, kind='cubic') # f_B [mT]
275
276 magnfeld("MagnetFeld_0,99T-Sp_01.txt",30,100) # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
277 # Daten werden in einer Datei eingesetzt
278 # Paramater des Unterprogramms:
279 # 'file': der Name der Datei, in welcher die Daten des Magnetfeldes
280 # eingesetzt werden
281
282
283 # Fuer e-
284
285 energiedisp(Ee0,qem,2.,0.001,15.15,0,30,100) # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
286 # Berechnung der Energieverteilung fuer e-.
287 # Paramater des Unterprogramms:
288 # E0: die Ruheenergie eines Teilchens,
289 # qm: das Verhaeltnis -q/m fuer dieses Teilchen,

```

```
290 # E1: die untere Grenze der Eingangsenergie,
291 # kE: der Energieschritt,
292 # x1,y1: die Koordinanten der Eingangsspalte [mm],
293 # x2,y2: die Raumgrenzen des Spektrometers [mm]
294
295 energ_daten("Energievert_0,99T-Sp_15.15mm(e-)_01.txt") # Anruf
296 # des UNTERPROGRAMMs: Einscheiben der Daten der Energieverteilung
297 # in einer Datei fuer e-
298 # Paramater des Unterprogramms:
299 # file: der Name der Datei, in welcher die Daten eingesetzt werden
300
301 energ_position("Energie_von_Pos_0,99T-Sp_15.15mm(e-)_01.txt") # Anruf
302 #des UNTERPROGRAMMs: Umrechnung der Teilchenenergie E als eine Funktion
303 # von l fuer e-
304 # Paramater des Unterprogramms:
305 # file: der Name der Datei, in welcher die Daten eingesetzt werden
306
307 # Fuer p in einem Spektrometer ohne Verlaengerungskonstruktion
308 energiedisp(Ep0,qpm,938.2742,0.001,15.3,0,30,100) # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
309 # Berechnung der Energieverteilung fuer p
310 energ_daten("Energievert_0,99T-Sp_15.3mm_01.txt") # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
311 # Einscheiben der Daten der Energieverteilung in einer Datei fuer p
312 energ_position("Energie_von_Pos_0,99T-Sp_15.3mm_01.txt") # Anruf
313 # des UNTERPROGRAMMs: Umrechnung der Teilchenenergie E als eine Funktion
314 # von l fuer p
315
316 # Fuer p in einem Spektrometer mit einer Verlaengerungsrkonstruktion
317 energiedisp_extension(938.2742+5.0,0.1,15.3,0,30,100) # Anruf
318 # des UNTERPROGRAMMs: Berechnung der Energieverteilung fuer p
319 energ_daten("Energievert_o,99T-Sp_extension_15.3mm_(p)_01.txt") # Anruf
320 # des UNTERPROGRAMMs: Einscheiben der Daten der Energieverteilung in einer
321 # Datei fuer p
322
323 #####
324
325 # 0,25T-SPEKTROMETER
326
327 messdat("Messung_0,25T-Sp_02.csv",13,14) # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
328 # Daten werden aus einer Datei ausgeschrieben
329 # Paramater des Unterprogramms:
330 # 'file': der Name der Datei, aus welcher die Daten genommen werden,
331 # n1: die Anzahl der Messungen entlang der Y-Achse,
332 # n2: die Anzahl der Messungen entlang der X-Achse
333
334 # Netz (x,y) aus den Messpunkten
335 xx, yy = np.meshgrid(kx_zahl,ky_zahl)
336
337 # Interpolationsfunktion
338 f_B = interpolate.interp2d(kx_zahl, ky_zahl, Bf_zahl, kind='cubic') # f_B [mT]
339
340 magnfeld("MagnetFeld_0,25T-Sp_02.txt",15,50) # Anruf des UNTERPROGRAMMs:
341 # Daten werden in einer Datei eingesetzt
342 # Paramater des Unterprogramms:
343 # 'file': der Name der Datei, in welcher die Daten des Magnetfeldes
344 # eingesetzt werden
345
346
347 # Fuer e-
```

```
348
349 energiedisp(Ee0,qem,0.526+0.014,0.001,7.5,0,15,50) # Anruf des UNTERPROGRAMMS:
350 # Berechnung der Energieverteilung fuer e-
351 # Paramater des Unterprogramms:
352 # E0: die Ruheenergie eines Teilchens,
353 # qm: das Verhältniis -q/m fuer dieses Teilchen,
354 # E1: die untere Grenze der Eingangsenergie,
355 # x1,y1: die Koordinaten der Eingangsspalte [mm],
356 # x2,y2: die Raumgrenzen des Spektrometers [mm]
357
358 energ_daten("Energievert_0,25T-Sp(e-)_02.txt") # Anruf des UNTERPROGRAMMS:
359 # Einscheiben der Daten der Energieverteilung in einer Datei fuer e-
360 # Paramater des Unterprogramms:
361 # file: der Name der Datei, in welcher die Daten eingesetzt werden
362
363 energ_position("Energie_von_Posit_klSpek(e-)_02.txt") # Anruf
364 # des UNTERPROGRAMMS: Umrechnung der Teilchenenergie E als eine Funktion
365 # von l fuer e-
366 # Paramater des Unterprogramms:
367 # file: der Name der Datei, in welcher die Daten eingesetzt werden
368
369 # Fuer e+
370
371 energiedisp(Ee0,-qem,0.526,0.001,7.5,0,15,50) # Anruf des UNTERPROGRAMMS:
372 # Berechnung der Energieverteilung fuer e+
373 energ_daten("Energievert_0,25T-Sp(e+)_02.txt") # Anruf des UNTERPROGRAMMS:
374 # Einscheiben der Daten der Energieverteilung in einer Datei fuer e+
375 energ_position("Energie_von_Pos_0,25T-Sp(e+)_02.txt") # Anruf
376 # des UNTERPROGRAMMS: Umrechnung der Teilchenenergie E als eine Funktion
377 # von l fuer e+.
```

### Anhang 3. Tabelle der Eingangsdaten für den Python-Code

In Abb. 4.1. ist die Tabelle-Form der Eingangsdaten für den Python-Code dargestellt. Diese Tabelle soll in Excel mit einer Erweiterung \*.csv gespeichert werden.

x\y	Koordinaten der Messpunkte entlang der Y-Achse						
Koordinaten der Messpunkte entlang der X-Achse							

Abb. 4.1. Tabelle-Form der Eingangsdaten für den Python-Code.

## Anhang 4. Spitzenintensitätsberechnung des PHELIX-Laserhauptpulses

Tabelle. 4.3. Spitzenintensitätsberechnung des PHELIX-Laserhauptpulses durch die Daten aus der Aufnahme des Laserfokusbereiches mit Hilfe einer Laserdiagnostik.

Laser-schuss	$E_{\text{ges}}$ [J]	M	K	$E_{\text{FWHM}}$ [J]	$x_{\text{FWHM}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$y_{\text{FWHM}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta_{\text{FWHM}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$I_0$ [W/cm <sup>2</sup> ]	$\Delta I_0$ [W/cm <sup>2</sup> ]
1	163	26.14	0.181	29.6	2.8	2.5	0.1	<b>7.8E+20</b>	1.6E+19
2	206.6	26.14	0.151	31.3	2.9	2.9	0.1	<b>7.1E+20</b>	4.7E+19
3	188.6	26.14	0.210	39.5	2.8	2.6	0.1	<b>1.0E+21</b>	6.2E+19
4	191.4	26.14	0.181	34.6	3.0	3.0	0.1	<b>7.2E+20</b>	1.9E+19
5	178.1	26.14	0.204	36.3	3.3	3.0	0.1	<b>6.9E+20</b>	5.4E+19
6	167.2	26.14	0.172	28.8	3.2	2.8	0.1	<b>6.3E+20</b>	2.2E+19
7	164.1	26.14	0.214	35.1	2.8	2.5	0.1	<b>9.5E+20</b>	4.9E+19
8	185	26.14	0.195	36.1	2.7	2.6	0.1	<b>9.7E+20</b>	2.3E+19
9	176.3	26.14	0.202	35.7	2.7	2.5	0.1	<b>1.0E+21</b>	3.2E+18
10	167.2	26.14	0.183	30.5	2.6	2.8	0.1	<b>7.8E+20</b>	5.5E+19
11	182.5	26.14	0.130	23.8	2.5	2.2	0.1	<b>8.2E+20</b>	3.8E+19
12	193.9	26.14	0.181	35.2	3.5	3.2	0.1	<b>6.0E+20</b>	1.2E+19
13	187	26.14	0.138	25.8	2.6	2.7	0.1	<b>7.1E+20</b>	2.4E+19
14	101.1	4.68	0.193	19.5	19.3	11.9	0.4	<b>1.6E+19</b>	1.1E+18
15	95.9	4.68	0.166	15.9	19.5	12.0	0.4	<b>1.3E+19</b>	1.3E+18
17	83.3	4.68	0.165	13.7	21.2	11.6	0.4	<b>1.1E+19</b>	3.0E+17
18	89.9	4.68	0.178	16.0	20.2	13.1	0.4	<b>1.1E+19</b>	2.9E+17
19	87.9	4.68	0.213	18.7	17.3	10.5	0.4	<b>1.9E+19</b>	1.8E+18
20	93	4.68	0.191	17.8	20.3	10.5	0.4	<b>1.6E+19</b>	1.5E+18
21	84.8	4.68	0.188	15.9	21.2	11.3	0.4	<b>1.3E+19</b>	2.8E+17
22	82.4	4.68	0.177	14.6	22.0	11.5	0.4	<b>1.1E+19</b>	3.5E+17
23	90.1	4.68	0.170	15.3	21.0	11.8	0.4	<b>1.2E+19</b>	2.9E+17
24	86.1	4.68	0.158	13.6	19.9	10.8	0.4	<b>1.2E+19</b>	1.4E+18
26	90.1	4.68	0.190	17.1	19.9	12.5	0.4	<b>1.3E+19</b>	4.3E+17
27	96	4.68	0.223	21.4	18.8	13.4	0.4	<b>1.6E+19</b>	1.3E+18
28	100.2	4.68	0.237	23.8	19.7	11.9	0.4	<b>1.9E+19</b>	2.0E+18
29	91.1	4.68	0.252	23.0	18.0	12.6	0.4	<b>1.9E+19</b>	1.4E+18
30	93.3	4.68	0.214	20.0	17.7	9.4	0.4	<b>2.3E+19</b>	5.1E+17
31	90.1	4.68	0.212	19.1	18.8	13.1	0.4	<b>1.5E+19</b>	1.2E+18
32	93.5	4.68	0.207	19.3	19.7	12.6	0.4	<b>1.5E+19</b>	4.3E+17
33	95.7	4.68	0.228	21.8	19.9	12.9	0.4	<b>1.6E+19</b>	4.9E+17
34	88.8	4.68	0.206	18.3	20.8	11.4	0.4	<b>1.5E+19</b>	3.1E+17
35	96.8	4.68	0.215	20.8	18.9	13.9	0.4	<b>1.5E+19</b>	1.2E+18
36	92.1	4.68	0.240	22.1	18.2	13.8	0.4	<b>1.7E+19</b>	1.4E+18
37	93.7	4.68	0.204	19.1	17.5	11.6	0.4	<b>1.8E+19</b>	7.5E+17
38	100.8	4.68	0.198	20.0	18.2	11.6	0.4	<b>1.8E+19</b>	1.9E+17
39	89.9	4.68	0.191	17.1	18.5	11.3	0.4	<b>1.6E+19</b>	3.6E+17
40	94.6	4.68	0.274	25.9	17.4	10.9	0.4	<b>2.6E+19</b>	1.7E+18
41	102.6	4.68	0.221	22.6	17.0	10.3	0.4	<b>2.5E+19</b>	1.0E+18
42	92.2	4.68	0.218	20.1	17.4	10.1	0.4	<b>2.2E+19</b>	1.2E+18

In Tabelle 4.3 wurde der absolute Fehler der Spitzenintensität  $I_0$  des gaußförmigen Fokusspots durch die folgende Formel abgeschätzt:

$$\frac{\Delta I_0}{I_0} = \sqrt{\left(1 - \frac{A_{FWHM,mes}}{A_{FWHM}}\right)^2 + \left(1 - \frac{N_{FWHM,mes} \cdot n_{hinterg} \cdot A_{FWHM}}{N_{FWHM}}\right)^2}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $N_{FWHM}$  die Anzahl der im Halbwertsbreite-Bereich (FWHM) der Verteilung registrierten Ereignisse mit dem Maximum  $N_{max}$ .  $A_{FWHM}$  ist die entsprechende Fläche des betrachteten Bereiches. Diese Daten sind durch Anwendung des anpassenden Gaußfits erhalten. Analog, wie in Abschnitt 3.3.1, wurde es erhalten:

$$\begin{aligned} N_{FWHM} &= N_{max} \cdot w_x w_y \int_0^{R_{FWHM}} d(\pi r_1^2) \cdot \exp(-r_1^2) = \\ &= \frac{\pi}{8 \cdot \ln(2)} N_{max} \cdot x_{FWHM}[px] \cdot y_{FWHM}[px] \end{aligned} \quad (4.2)$$

mit  $A_{FWHM} = \frac{\pi}{4} x_{FWHM}[px] \cdot y_{FWHM}[px]$ .

Eine direkte Messung der Größe  $N_{FWHM,mes}$  bzw.  $A_{FWHM,mes}$  hat eine eingeschränkte Genauigkeit, welche durch die Größe eines Pixels definiert wird. Für diese Messung wurde das Programm „*ImageJ*“ mit der Option: *Analyze/Measure* verwendet.

Außerdem werden in Tabelle 4.3 die folgenden Parameter benutzt, die auch notwendig für die Zwischenberechnungen sind: die optische Vergrößerung des Laserdiagnostik-Systems  $M$  und der Anteil der Laserenergie, die in dem Halbwertsbreite-Bereich (FWHM) deponiert wird, d.h.  $K$ .



## Anhang 5. Rechnungsweg eines zwei-Temperatur-Fits

In einigen Fällen kann man ein Zwei-Temperatur-Fit für die gesamte Energieverteilungsfunktion von Elektronen verwenden, siehe ein Beispiel in Abb. 4.2:

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ} = \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ} = N_0 \cdot \left[ f_{01} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) + f_{02} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_2}\right) \right]. \quad (4.3)$$

Hierbei ist  $f_{01}$  bzw.  $f_{02}$  der Koeffizient, der die erste bzw. die zweite Fraktion des Elektronensystems charakterisiert.  $T_1$  und  $T_2$  sind die charakteristischen Temperaturen für die genannten Fraktionen von Elektronen.

Aus der Normierungsbedingung:

$$f_{01} + f_{02} = 1. \quad (4.4)$$

Für den Grenzfall  $E \rightarrow 0 \text{ MeV}$  folgt aus (4.3)  $f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(0 \text{ MeV}) = N_0 \cdot (f_{01} + f_{02})$ , d.h. mit Glg. (4.4):

$$N_0 = f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(0 \text{ MeV}) = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}. \quad (4.5)$$

Aus dem Elektronenspektrum kann man durch zwei Strichlinien schließen, dass die zweite Fraktion des Elektronensystems bei den Energien höher als 70 MeV dominiert, d.h.

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ} \cong N_0 \cdot f_{02} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_2}\right), \quad (4.6)$$

Dabei gilt unmittelbar aus den Daten des Elektronenspektrums:

$$T_2 = -\frac{E_1 - E_2}{\ln(f_{E_1}/f_{E_2})} = \frac{85 \text{ MeV}}{\ln(20)} = 28,4 \text{ MeV}. \quad (4.7)$$

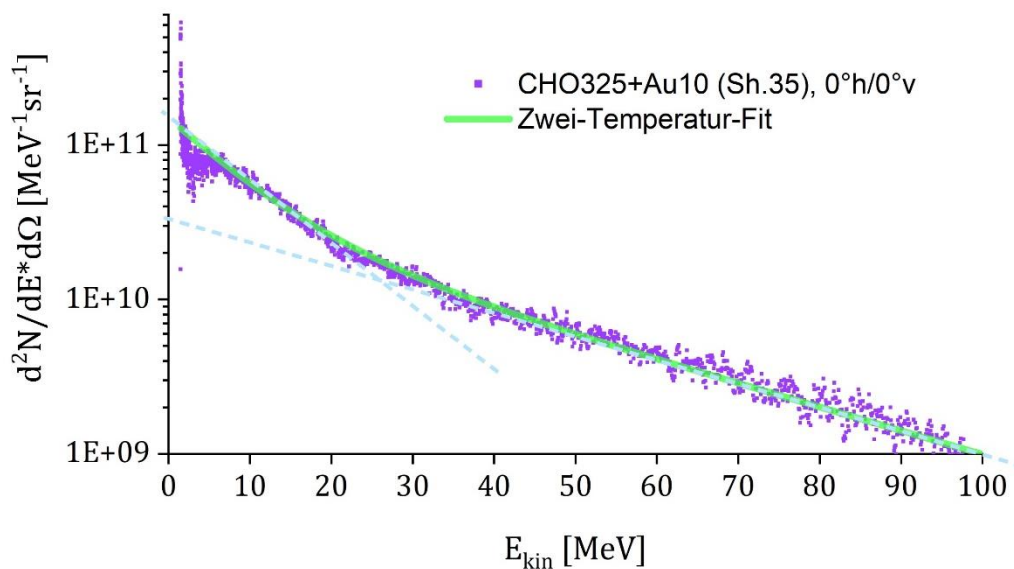


Abb. 4.2. Zwei-Temperatur-Fit für ein Elektronenspektrum

Die Anwendung Glg. (4.6) in dem Punkt  $E_2 = 80 \text{ MeV}$  ( $> 70 \text{ MeV}$ ) mit  $f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(80 \text{ MeV}) = 2,0 \cdot 10^9 \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$  lässt das Produkt  $N_0 \cdot f_{02}$  berechnen:

$$N_0 \cdot f_{02} \cong f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(80 \text{ MeV}) \cdot \exp\left(\frac{E_2}{T_2}\right) = 3,34 \cdot 10^{10} \quad (4.8)$$

Aus Glg. (4.8) mit Glg. (4.5) ergibt sich  $f_{02} \cong 0,223$ . Aus Glg. (4.4):  $f_{01} \cong 0,777$ .

Um die charakteristische Temperatur  $T_1$  zu finden, darf man ähnlich Berechnungsschritte, wie bei der Berechnung der Temperatur  $T_2$  (Glg. (4.6) – (4.7)) nicht durchführen, da der Unterschied zwischen den Strichlinien in dem Bereich Energie 10 MeV entlang der y-Achse (Abb. 4.2) weniger als 10 Male ist, d.h. man muss eine detaillierte Berechnung gemäß Glg. (4.3) durchführen. Es wird ein Punkt genommen, wo beide Exponenten einen vergleichbaren Beitrag haben, z.B.  $E_3 = 24 \text{ MeV}$ , aus dem Spektrum:

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(24 \text{ MeV}) = 2,0 \cdot 10^{10} \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}.$$

Aus Glg. (4.3) für den genannten Energiepunkt  $E_3$ :

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(E_3) = N_0 \left[ f_{01} \cdot \exp\left(-\frac{E_3}{T_1}\right) + f_{02} \cdot \exp\left(-\frac{E_3}{T_2}\right) \right]. \quad (4.9)$$

Daher ergibt sich

$$T_1 = -E_3 / \ln \left[ \frac{1}{f_{01}} \left( \frac{f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ}(E_3)}{N_0} - f_{02} \cdot \exp\left(-\frac{E_3}{T_2}\right) \right) \right] \cong 7,92 \text{ MeV}. \quad (4.10)$$

Dabei darf man diese charakteristische Temperatur unmittelbar durch die Steigung der Verteilungsfunktion (Abb. 4.2) nicht zu finden, d.h. die Temperatur  $T_1$  lässt sich nicht mehr als eine effektive Temperatur interpretieren.

Also, eine gesamte Darstellung der Verteilungsfunktion hat die folgende Form:

$$\begin{aligned} f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ} &= \frac{d^2 N}{dE \cdot d\Omega}|_{\alpha,\beta=0^\circ} = \\ &= 1,17 \cdot 10^{11} \cdot \exp\left(-\frac{E [\text{MeV}]}{7,92}\right) + 3,35 \cdot 10^{10} \cdot \exp\left(-\frac{E [\text{MeV}]}{28,4}\right). \end{aligned} \quad (4.11)$$

## Literaturverzeichnis

- [And10] N. E. Andreev, et al. Laser wakefield acceleration of supershort electron bunches in guiding structures. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 53.1, p. 014001. (2010)
- [And16] N. E. Andreev, et al. Electron acceleration at grazing incidence of a subpicosecond intense laser pulse onto a plane solid target. *Laser and Particle Beams* 34.1, pp. 115–122. (2016)
- [Aref12] A. V. Arefiev, et al. Parametric Amplification of Laser-Driven Electron Acceleration in Underdense Plasma. *PRL* 108, 145004. Online: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.145004> (2012)
- [Aref14] A. V. Arefiev, et al. New mechanisms for gerating super-ponderomotive electrons in laser-irradiated targets. (2014)
- [Aref16] A. V. Arefiev, et al. Beyond the ponderomotive limit: Direct laser acceleration of relativistic electrons in sub-critical plasmas. *Physics of Plasmas* 23.5, p. 056704. Online: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4946024> (2016)
- [Bon13-1] T. Bonnet, et al. Response functions of imaging plates to photons, electrons and 4He particles. Online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4826084> (2013)
- [Bon13-2] T. Bonnet, et al. Response functions of Fuji imaging plates to monoenergetic protons in the energy range 0.6–3.2 MeV. Online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4775719> (2013)
- [Bou15] C. Boutoux, et al. Study of imaging plate dector sensitivity to 5-18 MeV electrons. Online: <https://doi.org/10.1063/1.4936141> (2015)
- [B5080] F. W. Bell. Anleitung zum Gaußmeter des Models 5080. Online: <https://datasheet.octopart.com/5080-F.W.-Bell-datasheet-43726.pdf>
- [B7010] F. W. Bell. Anleitung zum Gaußmeter des Models 7010. Online: <https://fwbell.com/wp-content/uploads/2017/10/UN1250.pdf>

- [Che08] H. Chen, S. C. Wilks, et al. Hot electron energy distributions from ultra-intense laser solid interactions. Online: <https://doi.org/10.1063/1.3080197> (2009)
- [Dan19] C.N. Danson, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide. High Power Laser Science and Engineering, Volume 7, e54. Online: <https://doi.org/10.1017/hpl.2019.36> (2019)
- [Fon13] A. Fontaine, et al. Effects of electron recirculation on a hard x-ray source observed during the interaction of a high intensity laser pulse with thin Au targets. Online: <https://doi.org/10.1063/1.4848759> (2013)
- [FujIP] What is Imaging Plate? Online: <http://www.sb.fsu.edu/~xray/Manuals/ip.pdf>
- [Gib04] P. Gibbon. Short pulse laser interactions with matter. World Scientific Publishing Company Singapore. (2004)
- [Glin08] Y. Glinec, et al. Direct observation of betatron oscillation in a laser-plasma electron accelerator. <https://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/81/64001/pdf> (2008)
- [Gus11] S. Yu Gus'kov, et al. Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams. Physics of Plasmas 18, 103114. Online: <https://doi.org/10.1063/1.3642615> (2011)
- [Gün11] M. M. Günther. Untersuchung relativistischer Laserplasmen mittels nukleardiagnostischer Verfahren. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. Online: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2429/> (Januar 2011)
- [Hai09] M. G. Haines, M. S. Wie, F. N. Beg, R. B. Stephens. Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition. Online: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.045008> (30. Januar 2009)
- [Hid08] B. Hidding. En Route: Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis. Dissertation. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. Online: <https://docserv.uni-duesseldorf.de/servlets/DocumentServlet?id=8220> (Mai 2008)
- [Hub00] J.D. Huba. NRL Plasma Formulary (2000)
- [Kar20] S. Karsch. Applications of High-Intensity Laser-Pulses – Overview: Skript der Vorlesungen. Ludwig-Maximilians-Universität München. Online: <https://www.physik.uni->

[muenchen.de/lehre/vorlesungen/sose\\_18/applications\\_of\\_high-intensity\\_laser-pulses/vorlesung/LaserMatter.pdf](https://muenchen.de/lehre/vorlesungen/sose_18/applications_of_high-intensity_laser-pulses/vorlesung/LaserMatter.pdf) (2020)

[Kön13] T. Königstein. Optimierung und Anwendung der Beschleunigung von Elektronen in relativistischen Laser-Plasma. Dissertation. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. Online: <https://docserv.uni-duesseldorf.de/servlets/DocumentServlet?id=26282> (Juni 2013)

[Nic12] Ph. Nicolai, et al. Experimental evidence of foam homogenization. Physics of Plasmas 19, 113105. Online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4766470> (2012)

[PHELIX] PHELIX Lasersystem. Online: <https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/phelix.htm>

[Pug16] L. P. Pugachev, N. E. Andreev, P. R. Levashov, O. N. Rosmej. Acceleration of electrons under the action of petawatt-class laser pulses onto foam targets. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 829 (2016) 88-93.

[Pug19] L. P. Pugachev, N. E. Andreev. Characterization of accelerated electrons generated in foams under the action of petawatt lasers. Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1147. 1. IOP Publishing, p. 012080. Online: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1147/1/012080> (2019)

[Pukh02] A. Pukhov. Strong field interaction of laser radiation. Reports on progress in Physics 66.1, p. 47. Online: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/66/1/202> (2002)

[Pukh99] A. Pukhov, Z-M Sheng, and J Meyer-ter-Vehn. Particle acceleration in relativistic laser channels. Physics of Plasmas 6.7, pp. 2847–2854. (1999)

[Ros15] O. N. Rosmej, et al. The hydrodynamic and radiative properties of low-density foams heated by x-rays. Plasma Physics and Controlled Fusion 57.9, p. 094001. (2015)

[Ros19] O. N. Rosmej, et al. Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays. New Journal of Physics 21.4, p. 043044. (2019)

[Ros20] O. N. Rosmej, M. Gyrdymov, M. M. Günther, et al. High current well-directed beams of super-ponderomotive electrons for laser driven nuclear physics applications. Online: <https://arxiv.org/abs/2005.14560> (2020)

[Rusb15] D. R. Rusby, et al. Measurement of the angle, temperature and flux of fast electrons emitted from intense laser–solid interactions. Journal Plasma Phys., vol. 81, 475810505. Cambridge University. Online: <https://doi.org/10.1017/S0022377815000835> . (2015)

[R<sup>2</sup>-Wikip] Bestimmtheitmaß: Artikel aus Wikipedia. Online: <https://de.wikipedia.org/wiki/Bestimmtheitsma%C3%9F>

[Shönl15] A. Schönlein. Erzeugung von intensiver Röntgenstrahlung und Materie hoher Energiedichte durch laserbeschleunigte Elektronen: Dissertation. Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2015)

[Shaw16] J. L. Shaw, et al. Satisfying the Direct Laser Acceleration Resonance Condition in the a Laser Wakefield Accelerator. Online: <https://doi.org/10.1063/1.4965616> (2016)

[StoP17] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker, J. Chang. Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons and Helium Ions (NIST Standard Reference Database 124). <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions> (Juli 2017)

[Str18] U. Stroth. Plasmaphysik. Phänomene, Grundlagen und Anwendungen. Springer Spektrum (2018)

[Tan05] Kazuo A. Tanaka, et al. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. Online: <http://doi.org/10.1063/1.1824371> (2005)

[Tan09] T. Tanimoto, et al. Measurements of fast electron scaling generated by petawatt laser systems. Online: <https://doi.org/10.1063/1.3155086> (2009)

[TavP20] P. Tavana. Untersuchung Photonukleare Reaktionen in relativistischen Laser-Materie-Wechselwirkungen am PHELIX-Lasersystem. Masterarbeit. Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (2020).

- [TavS19] S. Tavoosli. Influence of B-Field Inhomogeneity on Measurements of Relativistic Laser Accelerated Electrons Energy Distribution. Masterarbeit. Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (2019).
- [Tik02] V. T. Tikhonchuk. Interaction of a beam of fast electrons with solids. Phys. Plasmas 9, 1416. Online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1459061> (2002)
- [Wag14] F. Wagner. Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX: Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (Dezember 2014)
- [Wan13] X. Wang, et al. Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV. Nature Communications volume 4, Article number: 1988. Online: <https://www.nature.com/articles/ncomms2988> (2013)
- [Web09] S. Weber. Optische Charakterisierung von Hochintensitätslaser-Plasma-Wechselwirkungen an Festkörpertargets. Diplomarbeit. Friedrich-Schiller-Universität Jena. Online: [https://www.rlp-ioq.uni-jena.de/ioqjpmmedia/PDFs/2009\\_Diplom+Sonja+Weber.pdf](https://www.rlp-ioq.uni-jena.de/ioqjpmmedia/PDFs/2009_Diplom+Sonja+Weber.pdf) (2009)
- [Wil92] S. C. Wilks, et al. Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses. Online: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1383> (31. August 1992)
- [Wil13] L. Willingale, et al. Surface waves and electron acceleration from high-power, kilojoule-class laser interactions with underdense plasma. New Journal of Physics 15.2, p. 025023. Online: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/15/2/025023/meta> (2013)
- [Wil18] L. Willingale, A. V. Arefiev, et al. The unexpected role of evolving longitudinal electric fields in generating energetic electrons in relativistically transparent plasmas. New Journal of Physics 20.9, p. 093024. Online: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aae034> (2018)
- [Xray-C96] J. H. Hubbell, S. M. Seltzer. X-Ray Mass Attenuation Coefficients (NIST Standard Reference Database 126) Online: <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients> (1996)
- [Zäh20] S. J. Zähler. Development of FAIR-relevant X-Ray Diagnostics based on the Interaction of Lasers and Particle Beams with Matter: Dissertation. Goethe-Universität, Frankfurt am Main. (2020)





## Selbstständigkeitserklärung zur Masterarbeit

Erklärung nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang.

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht – auch nicht auszugsweise – für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 01.10.2020

Mikhail Gyrdymov



# Danksagungen

In erster Linie richtet sich mein besonderer Dank an Frau Apl. Prof. Dr. Olga Rosmej, die mich in das Forschungsprojekt „Die Erzeugung der ultrarelativistischen Elektronen durch Laser-Materie-Wechselwirkung“ eingeladen hat. Ich danke ihr auch für die hilfreichen Ratschläge sowie die Koordinierung meiner Masterarbeit durch Fragen und Aufgabenstellungen, die mich zur Forschung motiviert haben. Als Betreuerin hat sie mich sehr unterstützt und meine Teilnahme in Experimenten an der GSI organisiert, wo ich wertvolle Erfahrungen sammeln konnte, wofür ich sehr dankbar bin.

In besonderer Weise danke ich Herrn Prof. Dr. Joachim Jacoby, der mich in die Arbeitsgruppe der Plasmaphysik an der Goethe-Universität aufgenommen.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Sero Zähler, Doktoranden an der Goethe-Universität, dafür, dass er seine Erfahrung mir freundlich mitteilt und viele nützliche Ratschläge gegeben hat.

Ich bin sehr dankbar Prof. Dr. Nikolai Andreev (Russland, Moskau, RAS) für wichtige Ratschläge zu Analyse der Daten.

Ein großes Dankeschön möchte ich ebenso den Kollegen aussprechen, die in allen Experimenten während Strahlzeit am 6.-27. September 2019 an der GSI teilgenommen haben: Aleksei Skobliakov, Aleksej Kantsyrev, Vsevolod Panyushkin, Anton Bogdanov, (Russland, Moskau, ITEP), Marc Günther (GSI, HI-Jena), Parysatis Taviana, Nadija Zahn (Goethe-Universität), Fabrizio Consolli, Martina Salvadori (Italien, ENEA), Massimiliano Sciscio (Italien, Universität di Roma). Christian Brabetz (GSI, PHELIX).

Ich bedanke mich auch bei meinem guten Freund, dem Psychologen und Kunsthistoriker Arthur Schall, für das Korrekturlesen und die stilistischen Ratschläge.

Zum Schluss danke ich sehr meiner Familie, welche mich immer unterstützt hat.