



Dipl. 2008 - 09
June

Untersuchungen zu Leuchtschirmen
für die Hochstrom-Strahlprofilmessung
am UNILAC der GSI

Eiko Gütlich

(Diplomarbeit der Fachhochschule Wiesbaden)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany

FACHHOCHSCHULE WIESBADEN
UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES
STUDIENBEREICH - PHYSIK

Diplomarbeit

ZUM THEMA

Untersuchungen zu Leuchtschirmen
für die Hochstrom-Strahlprofilmessung
am UNILAC der GSI

VORGELEGT VON

Eiko Gütlich

Referent: Prof. Dr. Friedemann Völklein
Koreferent: Dr. Peter Forck

Juli 2008

„Einer neuen Wahrheit ist nichts schädlicher als ein alter Irrtum.“

Johann Wolfgang von Goethe

Zusammenfassung

Leuchtschirme werden in annähernd allen Teilchenbeschleunigern zur qualitativen Strahlprofilmessung eingesetzt. Für die qualitative Strahleinstellung an einem Teilchenbeschleuniger spielt die exakte Abbildung des Ionenstrahls auf dem Leuchtschirm keine besondere Rolle. Bei präzisen Strahlprofilmessungen, speziell bei hohen Teilchenströmen, können aber unterschiedliche Materialien widersprüchliche Messergebnisse liefern. In dieser Arbeit werden die Abbildungseigenschaften wie Lichtausbeute, Breite des Ionenstrahlprofils und höhere Momente des Ionenstrahlprofils für verschiedene Materialien und Ionenstrahlen untersucht. Die Materialien wurden mit den Ionensorten $^{12}\text{C}^{2+}$, $^{40}\text{Ar}^{10+}$, $^{64}\text{Ni}^{9+}$ und $^{238}\text{U}^{28+}$ untersucht. Dabei wurde die Strahlstromstärke sowie die Ionenenergie und damit auch die eingebrachte thermische Leistung variiert. Die verschiedenen optischen Eigenschaften der Materialien führen zu unterschiedlichen Abbildungen des Ionenstrahls auf den Leuchtschirmen. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Intensitätsverteilungen auf den Materialien, die durch die Momente der Intensitätsverteilungen quantifiziert werden. Des Weiteren sind auch Unterschiede im dynamischen Verhalten der Leuchtschirmmaterialien festzustellen. Die gewonnenen Ergebnisse werden in Rahmen einer qualitativen Deutung interpretiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Begriffsklärung	5
2.1.1	Szintillation	5
2.1.2	Fluoreszenz	5
2.1.3	Phosphoreszenz	5
2.1.4	Nachleuchten	6
2.1.5	Thermolumineszenz	7
2.2	Szintillatoren	7
2.3	Pepperpot Emittanz Messung	12
2.3.1	Emittanz	12
2.3.2	Prinzip der Pepperpot Methode	13
2.4	Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie	15
2.4.1	Wechselwirkung geladener Teilchen	15
2.4.2	Bethe-Bloch-Formel	15
2.4.3	Bragg-Kurve und Reichweite in Materie	17
2.5	Momente einer Verteilung	20
2.6	Modell für die Veränderung der Momente	22
3	Profilmessung mit Leuchtschirmen	25
4	Aufbau des Experiments	27
4.1	Prinzip und Aufbau	27
4.2	Kamera und Datenaquisition	31
4.3	Zeitstruktur des UNILAC's	34
4.4	Auswertung der Bilddaten	36
4.4.1	Projektionen	36
4.4.2	Untergrund der Bilddaten	37
4.4.3	Struktur des Programms	38
5	Untersuchte Materialien	40

6	Ergebnisse	43
6.1	Veränderung der Projektionen	43
6.2	Mittlere Strahlintensität	45
6.3	Hohe Strahlintensität	49
6.4	Niedrige Strahlintensität	52
6.5	Oberflächenmodifikation	54
6.6	Temperaturabhängigkeit	56
6.7	Beobachtete Effekte	58
6.7.1	Erhöhung der Lichtausbeute	58
6.7.2	Veränderung der Oberflächenmodifikation durch den Ionenstrahl	59
6.7.3	Einfluss einer Goldschicht bei $Al_2O_3:Cr$	60
6.8	Ausblick	61
A	Danksagung	64
B	Selbstständigkeitserklärung	65
C	Lebenslauf	66
D	Übersicht Saint Gobain Crystals	67
E	Das Programm	69

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Beschleunigeranlage der GSI (blau) und die zukünftige Anlage für FAIR (rot) aus [1]	2
1.2	Der Linearbeschleuniger (UNILAC) der GSI aus [1]	3
1.3	Intensitätserhöhung am UNILAC der GSI von [3]	3
2.1	Beispiel für den Mechanismus des Nachleuchtens nach [4]	6
2.2	Szintillation des Ions A(Aktivator) im Wirtsgitter nach [4]	8
2.3	Bewegung der Nachbaratome für das Modell des Diagramms in Abbildung 2.4	9
2.4	Konfigurationskoordinatendiagramm nach [4]	10
2.5	Prinzipskizze der Pepperpot Methode aus [10]	13
2.6	Abbildung des Ionenstrahls auf Al_2O_3 Schirm aus [10]	14
2.7	Fiktive Bethe-Bloch-Kurve	17
2.8	Fiktive Bragg-Kurve aus [12]	18
2.9	$-\frac{dE}{dx}$ und mittlere Reichweite von Uranionen in ZrO_2 (Z-700-20A)	19
2.10	Beispiel für verschiedene Verteilungen aus [15]	22
2.11	Mögliche Auswirkung von Absorption und Sättigung auf die Intensitätsverteilung	23
3.1	Prinzip der Messung und Bild von einem Leuchtfleck	26
3.2	Komplettes Leuchtschirmsystem	26
4.1	Targetleiter vor der Bestrahlung	28
4.2	Experimenteller Aufbau am Strahlzweig X2 (links), Prinzip des experimentellen Aufbaus (rechts oben) und offene Experimentierkammer (rechts unten)	29
4.3	Der Strahlzweig X2 mit dem Standort des experimentellen Aufbaus	30
4.4	Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Verstärkungsfaktor der Kamera	31
4.5	Spektrale Empfindlichkeit der Kamera und Beispiel für Emissionsspektrum	32
4.6	Aufnahme einer Teststruktur zur Bestimmung der Ortsauflösung der Kamera	33
4.7	Transport der Bilddaten und Kamera mit DAQ-System	33
4.8	Zeitstruktur des Makropulses und der Aufnahme der Bilddaten	35
4.9	Leuchtfleck mit horizontaler und vertikaler Projektion	36

4.10 „Region of interest“ bei einem Glas - Szintillator	38
6.1 Beispiel für Veränderungen der Projektionen	44
6.2 Vergleich der Messungen mit Leuchtschirm und Profulgitter	45
6.3 Momente der Intensitätsverteilungen für mittlere Strahlintensität (Strahlzeit 1)	46
6.4 Momente der Intensitätsverteilungen für mittlere Strahlintensität (Strahlzeit 2)	46
6.5 Starke Veränderung der Momente der Intensitätsverteilung für mittlere Strahlintensität (Strahlzeit 2) bei <i>Quarz : Ce</i>	48
6.6 Momente der Intensitätsverteilungen für hohe Strahlintensität (X- Projektion)	50
6.7 Momente der Intensitätsverteilungen für hohe Strahlintensität (Y- Projektion)	50
6.8 Momente der Intensitätsverteilungen für niedrige Strahlintensität . . .	52
6.9 Abbildung der Ionenstrahls aus Tabelle 6.3 auf (von links nach rechts) <i>CdWO₄, ZnS:Ag, YAG</i>	53
6.10 Veränderung der Intensitätsverteilung, die bei <i>BN</i> möglicherweise durch Oberflächenmodifikationen verursacht wird	54
6.11 Oberflächenmodifikation bei <i>ZrO₂</i>	55
6.12 Oberflächenmodifikation bei <i>ZrO₂</i> . Das rechte Bruchstück wurde wär- mebehandelt, das linke dagegen nicht.	55
6.13 Veränderung Lichtausbeute und Breite der Intensitätsverteilungen bei <i>ZrO₂:Mg</i> und <i>Herasil</i> bei unterschiedlichen Pausen in der Bestrahlung	56
6.14 Unterschiedliche Lichtausbeute bei einem <i>Ni</i> -Ionenstrahl (Tabelle 6.7) auf <i>Herasil</i> . Die Mitte der <i>Herasil</i> -Probe wurde zuvor mit einem <i>Ar</i> - Ionenstrahl (Tabelle 6.6) bestrahlt.	58
6.15 Veränderung der Oberflächenmodifikation bei <i>ZrO₂:Mg</i> durch den Io- nenstrahl	59
D.1 Von Saint Gobain vertriebene Szintillatoren aus [17]	68

Kapitel 1

Einführung

Die Diplomarbeit wurde bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Die GSI ist ein Mitglied in der Helmholtzgemeinschaft deutscher Forschungszentren und nimmt dort ihren Platz als Zentrum für Ionenforschung ein. Die vielfältigen Forschungsgebiete der GSI erstrecken sich unter anderem über Atom-, Kern- und Plasmaphysik, sowie Materialforschung, Biophysik und Tumorthherapie. Das Zukunftsprojekt der GSI ist das internationale Beschleunigerzentrum FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch). Hierfür wird die GSI in den nächsten Jahren schrittweise ausgebaut werden. FAIR wird eine der vielfältigsten Anlagen zur Ionenforschung weltweit werden, an der über 13 Länder beteiligt sind. Es wird möglich sein fundamentale Grundlagenforschung zu betreiben. Fragen, wie die der Entstehung der Elemente größer als Eisen in Supernovae, oder zum Zustand des Universums in der ersten Sekunde seines Bestehens, werden durch die einzigartige Beschleunigeranlage FAIR erforscht werden. In Abbildung 1.1 ist die GSI (blau) mit ihrem Zukunftsprojekt FAIR (rot) zu sehen.

Für die entstehende Beschleunigeranlage FAIR werden die bisherigen Leistungsdaten der GSI Beschleunigeranlage, schon ab den Ionenquellen, in mehreren Schritten verbessert. Die bestehende Anlage der GSI soll dann als Vorbeschleuniger für FAIR dienen. In Abbildung 1.2 sind, von links nach rechts, die Ionenquellen, der Linearbeschleuniger UNILAC, was für **U**niversal **L**inear **A**ccelerator steht, und die ersten Experimentierplätze zu sehen. Rechts in Abbildung 1.2 ist auch der Strahlzweig X2 (Target location) eingezeichnet, an dem die Experimente für die Diplomarbeit durchgeführt wurden. Ziel der Aufrüstung des UNILAC's ist es, wesentlich höhere Strahlintensitäten mit einer bisher ungekannten Brillianz für die FAIR Beschleunigeranlage zur Verfügung zu stellen. Diese Weiterentwicklung betrifft fast alle bei der GSI bereits bestehenden Beschleunigeranlagenteile. In Abbildung 1.3 sind die Ergebnisse der schrittweisen Verbesserung der Strahlintensität (hier Uran, das FAIR-Design-Ion) für die einzelnen Abschnitte des UNILAC's und die benötigte Intensität für FAIR dargestellt. Die bisher erreichte Verbesserung der Strahlintensität liegt noch um den Faktor 2,5 unter dem Designwert für FAIR. Es ist jetzt schon abzusehen, dass die kommenden Strahlintensitäten neue Anforderungen für fast alle Komponenten des Teilchenbeschleunigers definieren werden.

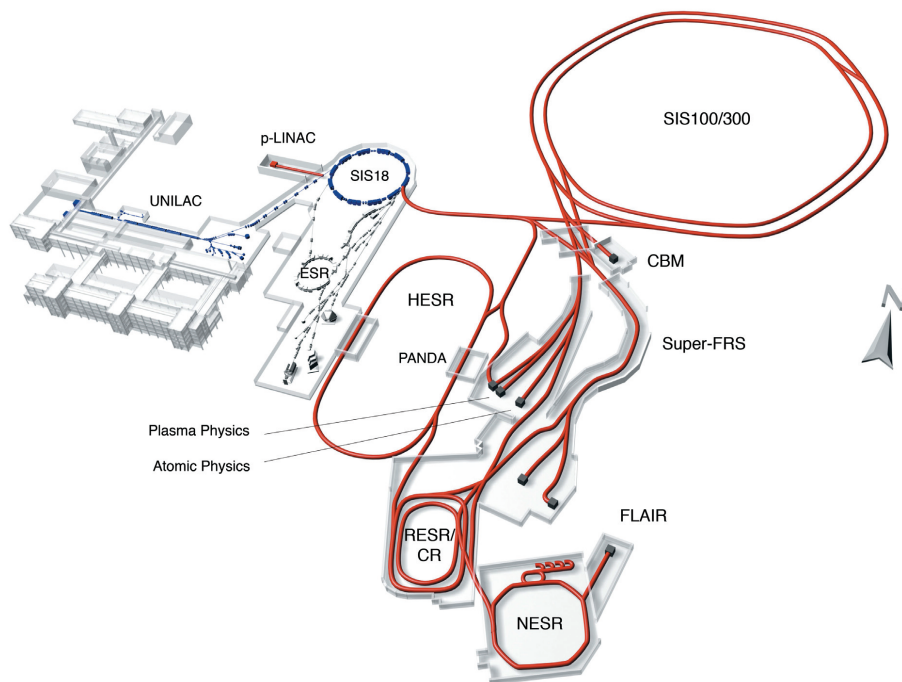


Abbildung 1.1: Die Beschleunigeranlage der GSI (blau) und die zukünftige Anlage für FAIR (rot) aus [1]

Für den Betrieb eines Teilchenbeschleunigers wie bei GSI ist eine Vielzahl von Abteilungen nötig, welche sich auf Teilbereiche eines Beschleunigers spezialisiert haben. Die Strahldiagnose (SD), in der die Diplomarbeit durchgeführt wurde, ist eine dieser Abteilungen. Der Aufgabenbereich der Strahldiagnose ist unter anderem das Quantifizieren von Strahlparametern. Dazu gehört zum Beispiel die Entwicklung von Messsystemen für die verschiedenen Strahlparameter. Ein Strahlparameter ist zum Beispiel das Strahlprofil, welches die Form und Lage des Ionenstrahls im Strahlrohr beschreibt. Das Strahlprofil kann auf verschiedene Weisen gemessen werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Experimenten zur Weiterentwicklung der **Profilmessung mit Leuchtschirmen**.

Leuchtschirme werden in fast allen Teilchenbeschleunigern für qualitative Strahlprofilmessungen eingesetzt. Sie dienen im täglichen Betrieb des Beschleunigers dazu den Ionenstrahl einzustellen und die Einstellungen zu optimieren. Bei einer präzisen, quantitativen Strahlprofilmessung können jedoch, speziell bei hohen Teilchenströmen, unterschiedliche Leuchtschirmmaterialien widersprüchliche Ergebnisse liefern. Für den Einsatz von Leuchtschirmen sind Eigenschaften wie Lichtausbeute, örtliches Auflösungsvermögen, Lebensdauer und dynamisches Verhalten von großem Interesse. Weiter sind Leuchtschirme ein wichtiger Bestandteil der Pepperpot Emittanz Messung (siehe [2]). Die Pepperpot Methode zeichnet sich gegenüber der bei GSI üblichen

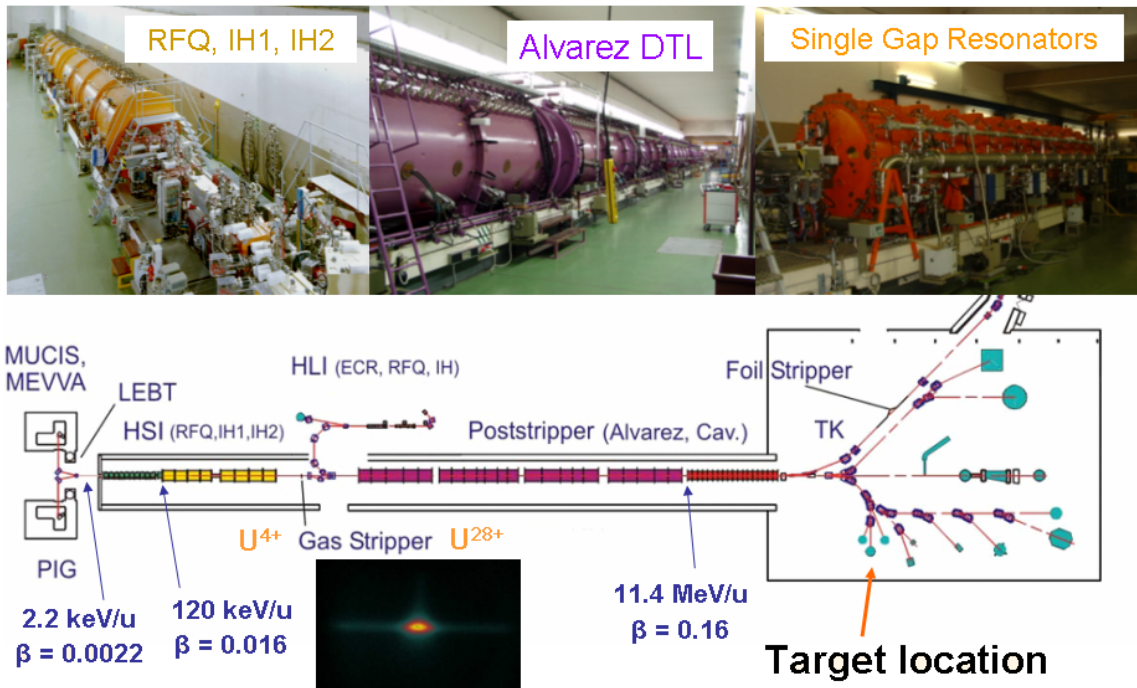


Abbildung 1.2: Der Linearbeschleuniger (UNILAC) der GSI aus [1]

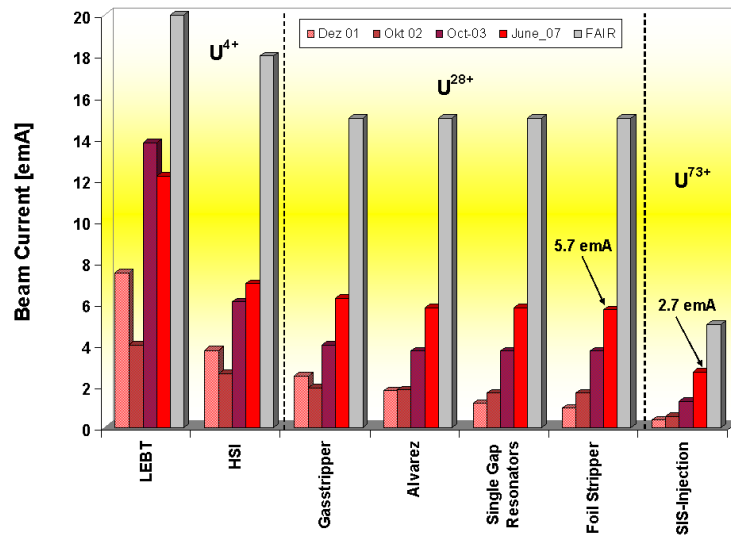


Abbildung 1.3: Intensitätserhöhung am UNILAC der GSI von [3]

Slit-Grit-Methode durch eine signifikant reduzierte Messzeit und ein einfacheres Systemdesign aus. Auf die Pepperpot Methode wird in den Grundlagen (Abschnitt 2.3) noch genauer eingegangen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine empirische Grundlage für das Verhalten von Leuchtschirmen unter Hochstrombedingungen zu schaffen. Dafür müssen der Parameterraum für so viele Materialien wie möglich bestimmt und die grundsätzlichen Effekte aufgezeigt werden. Auf der Basis dieser Arbeit soll es im Rahmen von weiteren wissenschaftlichen Arbeiten in diesem Feld möglich sein, ein tieferes Verständniss für die physikalischen Vorgänge in einem Leuchtschirm zu erlangen. Dafür werden verschiedene Materialien bezüglich ihrer Abbildungseigenschaften untersucht und die Ergebnisse auf Basis des momentanen Wissensstands diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel sollen verschiedene physikalische Aspekte dieser Arbeit kurz diskutiert werden.

2.1 Begriffsklärung

Für die nachfolgenden Kapitel ist eine Unterscheidung verschiedener Begriffe erforderlich, die hier kurz zusammengefasst sind.

2.1.1 Szintillation

Unter Szintillation (vom lateinischen *scintillare* = flackern, Funken sprühen) versteht man in der Physik den Effekt, dass ein Material bei der Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung Licht aussendet. Je nach der Art wie das angeregte System wieder in den Grundzustand übergeht, spricht man von Fluoreszenz (Lumineszenz) oder Phosphoreszenz.

2.1.2 Fluoreszenz

Fluoreszenz ist die spontane Emission von Licht beim Übergang eines elektronisch angeregten Systems in einen Zustand niedrigerer Energie. Im Gegensatz zur Phosphoreszenz sind Fluoreszenzübergänge spinerlaubt. Die Spinquantenzahl S ändert sich also bei einem Fluoreszenzübergang nicht, es gilt daher $\Delta S = 0$. Befindet sich der Übergang im optischen Bereich spricht man auch von *Lumineszenz*.

2.1.3 Phosphoreszenz

Phosphoreszenz ist, wie die Fluoreszenz, die Emission von Licht beim Übergang eines elektronisch angeregten Systems in einen Zustand niedrigerer Energie. Die Anregungszustände der Phosphoreszenz haben eine längere Lebensdauer (Halbwertszeiten von einigen $\tau_R \approx 10^{-3}$ s) als die der Fluoreszenz (Halbwertszeiten im Bereich von

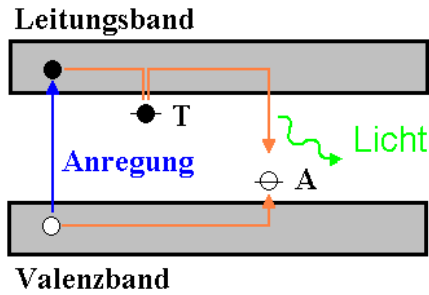


Abbildung 2.1: Beispiel für den Mechanismus des Nachleuchtens nach [4]

$\tau_R \approx 10^{-7} - 10^{-8} s$ nach [4]). Die Übergänge bei der Phosphoreszenz sind, im Gegensatz zur Fluoreszenz, verboten ($\Delta S \neq 0$) und häufig langwelliger.

2.1.4 Nachleuchten

Wenn lange Zeit nach dem Ende der Anregung eines Szintillators noch Szintillation zu beobachten ist, spricht man von Nachleuchten. Lange Zeit bedeutet hier eine Zeit, die groß ist gegenüber der Abklingzeit der schnellen Fluoreszenz τ_R . Dieses Phänomen ist aus dem Alltag von Leuchtstoffröhren bekannt, die noch sichtbar nach dem Ausschalten nachleuchten. In vielen Fällen wird Nachleuchten fälschlicherweise mit Phosphoreszenz gleich gesetzt. Phosphoreszenz ist nach [4] aber ausschließlich die Umschreibung für einen verbotenen Übergang ($\Delta S \neq 0$). Der eigentliche Prozess, der hinter dem Phänomen des Nachleuchtens steht, ist die verzögerte Rekombination von Elektronen-Loch-Paaren, die während der Anregung entstanden sind. In Abbildung 2.1 ist dieser Prozess dargestellt. Das durch Anregung entstehende Elektron-Loch-Paar kann nicht sofort rekombinieren.

Das Elektron in Abbildung 2.1 ist auf dem Niveau T lokalisiert und kann von dort erst nach einiger Zeit (thermisch) entkommen. Ist das Elektron aus dem Niveau T entkommen, kann es mit dem Loch auf dem Niveau A unter Emission von Strahlung rekombinieren. Es können sowohl die Elektronen als auch die Löcher eingefangen werden. Am Beispiel von $Y_3Ga_5O_{12}:Cr$ aus [4] kann dieser Effekt beobachtet werden. Die Löcher werden bei Cr^{3+} gefangen und formen dort Cr^{4+} . Die Elektronen rekombinieren mit Cr^{4+} , was zu einem angeregten Cr^{*3+} -Ion führt, welches dann Licht emittiert. Ein Teil der Elektronen wird an den Sauerstofffehlstellen (vacancies) gefangen, von denen sie später wieder frei werden und zu Nachleuchten führen.

2.1.5 Thermolumineszenz

Die Thermolumineszenz basiert, ebenso wie das Nachleuchten, auf Elektronen-Loch-Paaren, die nicht sofort rekombinieren können. Der wichtige Unterschied zwischen Thermolumineszenz und Nachleuchten ist der Umstand, dass für die Thermolumineszenz der Festkörper erwärmt werden muss. Es ist bei der Thermolumineszenz den Elektronen-Loch-Paaren nicht möglich bei ihrer Entstehungstemperatur aus den lokalisierten Zuständen zu entkommen, wie zum Beispiel in Abbildung 2.1 bei T. Wichtig ist hier zu unterstreichen, dass es sich bei der Thermolumineszenz nicht um eine thermische Anregung handelt, welche die Elektronen-Loch-Paare separiert. Die Elektronen-Loch-Paare wurden schon vor der Erwärmung erzeugt.

2.2 Szintillatoren

Der Nachweis von verschiedenen Arten von Strahlung durch Szintillatoren ist seit Beginn des letzten Jahrhunderts eine weit verbreitete Methode. Die in diesem Abschnitt diskutierten Zusammenhänge sind, zu einem großen Teil, [4] und [5] entnommen. Unter dem Begriff Szintillator ist in der Fachliteratur [4] folgendes zu finden:

Szintillator „Ein Szintillator ist ein Feststoff, der bestimmte Arten von Energie in elektromagnetische Strahlung umwandelt, welche energetisch über der thermischen Strahlung des Stoffes liegt.“

Zur Vollständigkeit sei hier noch erwähnt, dass es auch flüssige und gasförmige Szintillatoren gibt. Szintillatoren können aus den verschiedensten Stoffen bestehen und zum Beispiel einkristallin, glasartig, keramisch oder pulverförmig sein. Die wichtigsten Eigenschaften für einen idealen Szintillator sind:

- Er sollte die kinetische Energie der Ionen mit guter Effizienz in detektierbares Licht umwandeln.
- Die Lichtausbeute sollte proportional zur deponierten Strahlendosis sein.
- Er sollte für das von ihm ausgehende Licht transparent sein.
- Die Zerfallszeit der induzierten Lumineszenz sollte kurz sein, um schnelle Änderungen im Strahlungsfeld sehen zu können.
- Die Szintillation sollte annähernd keine Temperaturabhängigkeit aufweisen.
- Er muss in ausreichender Größe herstellbar sein, um als Detektor dienen zu können.

Den Effekt der Szintillation kann man sich wie folgt veranschaulichen. In Abbildung 2.2 ist ein Wirtsgitter dargestellt, in welches ein Ion A (Aktivator) eingebaut ist.

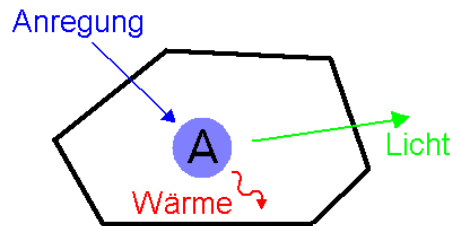


Abbildung 2.2: Szintillation des Ions A(Aktivator) im Wirtsgitter nach [4]

Von diesem Aktivatorion geht die Szintillation aus. Als Beispiel soll hier das von Antoine Becquerel 1867 studierte $Al_2O_3:Cr$ dienen, dessen Emissionsspektrum im roten Bereich liegt. $Al_2O_3:Cr$ ist in seiner Kristallform als Rubin oder in der keramischen Form als Chromox bekannt und in Abbildung 4.1 (zweite von links) zu sehen. Das Cr^{3+} Ion kann durch verschiedene Arten von Prozessen angeregt werden zum Beispiel durch einen Energieeintrag von Ionen-, Elektronen- oder Röntgenstrahlung. Der Energieeintrag kann entweder vom Aktivatorion selbst (Cr^{3+}) oder vom Wirtsgitter Al_2O_3 aufgenommen werden. Direkte Anregung des Aktivatorions kann nach [4] nur durch Strahlung im optischen oder UV-Bereich erfolgen. Strahlung mit höherer Energie wie Ionen- oder Röntgenstrahlen werden vom Wirtsgitter aufgenommen. Man unterscheidet bei der Absorption im Wirtsgitter den Fall, bei dem freie Elektronen-Loch-Paare entstehen, und den Fall ohne die Entstehung von freien Ladungspaaren. Sollte der Energieeintrag vom Wirtsgitter aufgenommen werden, muss die Energie erst noch über das Wirtsgitter zum Aktivatorion transportiert werden. Wenn das Aktivatorion A in Abbildung 2.2 einmal angeregt ist, hat es zwei Möglichkeiten in seinen Grundzustand zurückzukehren. Der für den Nutzer günstigste Fall ist der, bei welchem es zur Lichtemission kommt. Alle anderen Möglichkeiten zur strahlungslosen Rückkehr in den Grundzustand führen zur Erwärmung des Wirtsgitters und werden mit dem englischen Sammelbegriff „*quenching*“ bezeichnet. Beide Prozesse, also Lichtemission und Erwärmung, stehen in Konkurrenz zueinander und sind von vielen Faktoren abhängig.

Die Absorption und Emission von Energie eines Aktivatorions kann zum Beispiel mit dem Konfigurationskoordinatendiagramm veranschaulicht werden. In diesem Modell geht man davon aus, dass sich die Nachbaratome des Aktivatorions symmetrisch zu dem Ion bewegen. In Abbildung 2.3 ist diese Schwingungsmodi dargestellt. In diesem Modell werden alle anderen Schwingungsmodi vernachlässigt, was zu Fehlern in der Beschreibung des angeregten Zustands führen kann. Die Gültigkeit des Modells ist daher eingeschränkt. Das Konfigurationskoordinatendiagramm reduziert sich für die in Abbildung 2.3 zu sehende Mode auf einen Plot, in dem die Energie des Aktivatorions gegen die Distanz zu seinen Nachbaratomen aufgetragen ist. Dieses Modell wird es uns ermöglichen das Verhalten des Aktivators unter Berücksichtigung seiner Nachbarn bzw. der Bindungskräfte, zu beschreiben. In Abbildung 2.4 (a und

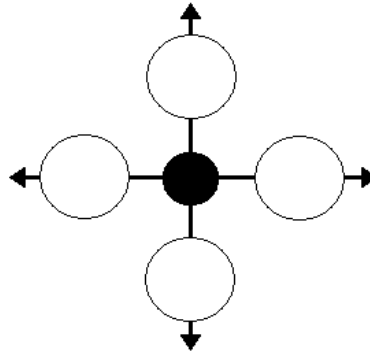


Abbildung 2.3: Bewegung der Nachbaratome für das Modell des Diagramms in Abbildung 2.4

b) sind zwei Konfigurationskoordinatendiagramme dargestellt. Die Distanz zu den Nachbaratomen verändert sich während der Schwingung. Die untere Kurve repräsentiert den Grundzustand mit dem Minimum bei $R_0 = 0$. Die Parabelform der Kurven kommt daher, dass eine harmonische Schwingung für die Mode in Abbildung 2.3 angenommen wird, d. h. die rücktreibende Kraft ist proportional zum Versatz in R mit $F = -k(R - R_0)$. Eine Kraft dieser Form führt zu einer potenziellen Energie, mit einer parabolischen Abhängigkeit von R mit $E_n = \frac{1}{2}k(R - R_0)^2$ und der Kraftkonstante k . Durch die quantenmechanische Lösung des harmonischen Oszillators ergibt sich die Energie $E_n = (n - \frac{1}{2})h\nu$ mit den Vibrations- bzw. Energieniveaus $n=0,1,2,\dots$, wobei ν die Vibrationsfrequenz ist. Die Distanz zwischen zwei benachbarten Energieniveaus beträgt dabei $h \cdot \nu$. Teile dieser Niveaus n sind in Abbildung 2.4 (a,b) dargestellt. Für eine einfache Herleitung sei hier auf [6] verwiesen. Eine weitere wichtige Information in Abbildung 2.4(a) ist, dass sich das Maximum der Aufenthaltswahrscheinlichkeit für das niedrigste Vibrationsniveau $n = 0$ bei R_0 befindet. Für höhere Vibrationsniveaus, wie zum Beispiel $n = 3$, hat die Aufenthaltswahrscheinlichkeit ihre Maxima an den Umkehrpunkten.

Betrachte man nun einen Übergang vom Grundzustand in einen angeregten Zustand durch Absorption. Die Bindungen des Aktivatorions zu seinen Nachbaratomen können sich mit dem Übergang in den angeregten Zustand verändern. Daraus würde sich ein neuer Gleichgewichtsabstand R'_0 und eine neue Kraftkonstante k' ergeben. Es wird hier ein Offset der Parabeln von ΔR angenommen. In Abbildung 2.4 (b) ist ein solcher Übergang aus dem Grundzustand $n = 0$ mit der höchsten Wahrscheinlichkeit bei R_0 als vertikale Linie dargestellt. Dies beruht auf der Tatsache, dass der Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand elektronischer Natur ist, wogegen ein horizontaler Versatz in R eine internukleare Distanzänderung darstellt. Da sich Elektronen wesentlich schneller bewegen als der Atomkern, findet dieser Übergang, in guter Näherung, unter statischen Umgebungsbedingungen statt. Dies impliziert einen vertikalen Übergang in Abbildung 2.4 (b). Der Kern nimmt erst später seine neue Position bei R'_0 gegenüber den Nachbaratomen ein. Der Übergang findet hier also

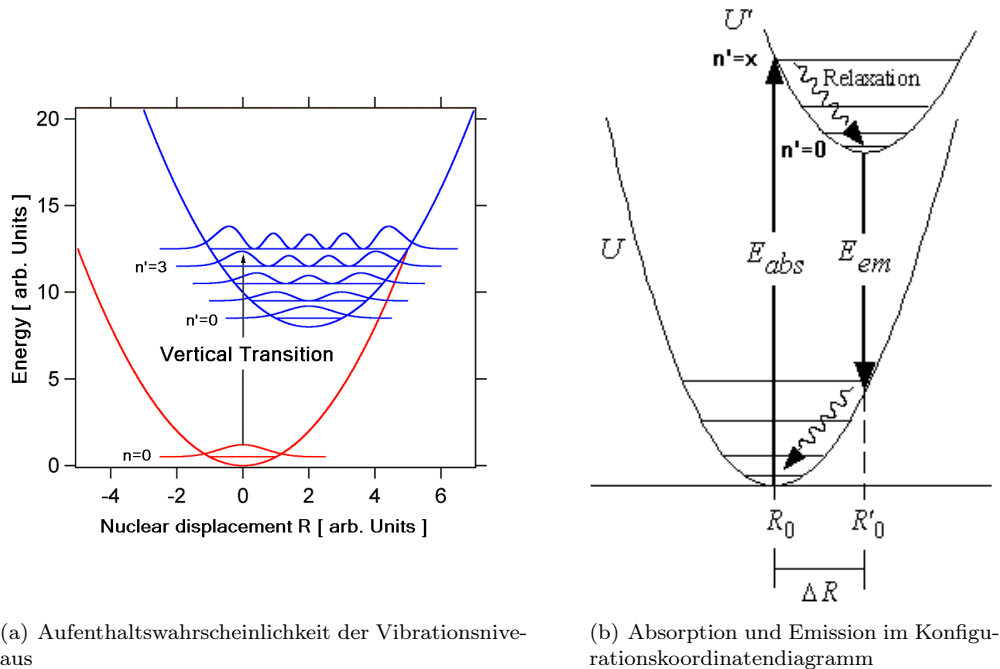


Abbildung 2.4: Konfigurationskoordinatendiagramm nach [4]

im Grundzustand mit $n = 0$ mit der höchsten Wahrscheinlichkeit bei R_0 statt. Der Übergang endet am Rand der Parabel für den angeregten Zustand, bei dem Vibrationsniveau $n' = x$, weil auch hier die Aufenthaltswahrscheinlichkeit maximal ist. Dieser Übergang repräsentiert das Maximum im Absorptionsspektrum. Es ist auch möglich, dass eine Absorption bei Werten von R stattfindet die von R_0 verschieden sind. Diese Übergänge haben eine kleinere Wahrscheinlichkeit und andere Energiedifferenzen. Aus diesem Zusammenhang erklärt sich ein Absorptionsspektrum mit der maximalen Energiedifferenz, spricht dem Maximum bei R_0 .

Wenn der angeregte Zustand in einem höheren Vibrationsniveau ($n' > 0$ in Abbildung 2.4(b)) erreicht ist, kehrt das Aktivatorion als erstes zu dem niedrigsten Vibrationsniveau $n' = 0$ im angeregten Zustand zurück. Diesen Vorgang nennt man Relaxation. Hierbei wird die überschüssige Energie an das Wirtsgitter des Aktivatorions abgegeben und der Kern nimmt seine neue Position bei R'_0 ein. Während der Relaxation kommt es normalerweise nicht zur Emission. Das erkennt man durch die beteiligten Ereignisraten. Wo eine schnelle Emission eine Rate von $10^8 s^{-1}$ hat, kommt es zu $10^{13} s^{-1}$ Relaxationen. Die Relaxation ist also wesentlich schneller als die schnelle Emission. Von dem niedrigsten Vibrationsniveau des angeregten Zustands bei $n' = 0$ kann das System spontan, unter Aussendung von Strahlung, zu einem höheren Vibrationsniveau des Grundzustands zum Beispiel $n = 4$ zurückkehren. Von diesem höheren Vibrationsniveau des Grundzustandes kommt es wieder zu Relaxation. Die Übergangswahrscheinlichkeit kann man über das **Franck-Condon-Prinzip** ausrech-

nen (siehe [6]). Die Regeln für die Emission sind die gleichen wie für die Absorption. Der Unterschied zur Absorption liegt darin, dass die Emission spontan geschieht, wohingegen die Absorption die Gegenwart eines Strahlungsfeldes, sprich die Zufuhr von Energie, voraussetzt.

Da die Emission vom niedrigsten Vibrationsniveau des angeregten Zustandes, zu einem höheren Vibrationsniveau des Grundzustandes verläuft, gibt es eine Energiedifferenz zwischen Absorption und Emission ($\Delta E = Relaxation_1 + Relaxation_2$). Die Energiedifferenz zwischen dem Maximum im Emissionsspektrum und dem Maximum im Absorptionsspektrum nennt man Stoke Shift. Hier wird klar, dass ein größeres ΔR auch eine größere Energiedifferenz zwischen Emission und Absorption zur Folge hat, sprich eine größere Stoke Shift. Die Stoke Shift trägt damit auch zur Quanteneffizienz des Szintillators bei. Je größer die Stoke Shift ist, um so weniger des emittierten Lichts kann zur erneuten Anregung des Aktivatorions dienen. Wenn die Parabeln die gleich Kraftkonstante k besitzen, also die Parabeln die gleiche Form haben, ist der Energieverlust pro Relaxationprozess $K \cdot h \cdot \nu$. Hier ist $h \cdot \nu$ der Abstand von zwei Vibrationsniveaus und K ein Integer. Die Stoke Shift ergibt sich für diesen Fall zu $2 \cdot K \cdot h \cdot \nu$. Die Konstante K nennt man Huang-Rhys Kopplungskonstante. Sie ist proportional zu $(\Delta R)^2$ und ein Maß für die Elektronen-Gitter-Kopplung.

Durch diese Betrachtungen kann man den Absorbptions-Emissionsprozess wie folgt visualisieren. Absorption tritt ohne eine Veränderung in R auf und wird gefolgt von einer Neuordnung des Aktivatorions im Wirtsgitter, bis der neue Gleichgewichtsabstand ($R + \Delta R$) erreicht ist. Folgerichtig kommt es bei der Emission auch zu keiner Abstandsänderung in R , gefolgt von einer Kontraktion um ΔR bis der Gleichgewichtsabstand des Grundzustandes wieder erreicht ist. Dies ist eine klassische Beschreibung die leider häufig falsch ist, durch das Auftreten von Schwingungsmodi im angeregten Zustand, welche von der Mode in Abbildung 2.3 verschieden sind.

Es ist nicht immer der Fall gegeben, dass es aus dem angeregten Zustand zu einer Lichtemission kommt. Tatsächlich kommt es bei vielen Materialien häufiger zu einem strahlungsfreien Übergang in den Grundzustand. Dieser Umstand erklärt auch warum nicht alle Materialien als Szintillator geeignet sind. Für einen Szintillator ist es also von Vorteil, wenn die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang klein ist. Eine generelle Näherung für die Untersuchung von strahlungsfreien Übergängen ist in [7] zu finden. Für einen theoretischeren Ansatz sei auf [8] und [9] verwiesen.

Einer der physikalisch einfachsten Ansätze ist, die strahlungsfreien Übergänge im Konfigurationskoordinatendiagramm (wie Abbildung 2.4) zu beschreiben. Nach [4] ist dies auch der Ansatz mit der höchsten Vorhersagequalität für unterschiedliche Arten von Materialien. Die Beschreibung dieser Übergänge ist abhängig von verschiedenen Parametern wie zum Beispiel dem Versatz ΔR , der Kraftkonstante k , der Vibrationsfrequenz ν oder der Energiedifferenz ΔE . Über diese und andere Parameter

können strahlungsfreie Übergänge, wie Multi-Phononen-Emission oder das Tunneln auf ein höheres Vibrationsniveau des Grundzustandes (Überschneidung der Parabeln) beschrieben werden. Für $Al_2O_3 : Cr^{3+}$ ist in [4] auf Seite 73 ein strahlungsfreier Übergang durch einen verbotenen Zustand beschrieben, der in einer erlaubten Linien - Emission in den Grundzustand endet. Im Konfigurationskoordinatendiagramm lässt sich auch die Temperaturabhängigkeit der Szintillation, sprich das „*quenching*“ der Fluoreszenz mit steigender Temperatur erklären.

Welchen Szintillator man für eine Anwendung aussucht hängt auch davon ab, in welchem Bereich das Maximum des Emissionsspektrums liegt. In diesem Fall hat die CCD Kamera, eine AVT Marlin 033B, ihr Empfindlichkeitsmaximum (siehe Abbildung 4.5) bei ca. 500nm (dunkelgrün). In dem Bereich von 400nm bis 650nm fällt der Wert nicht unter 60% des Maximums. Die Szintillatoren sollten sich in ihrem Emissionsspektrum nicht wesentlich von dem Empfindlichkeitsspektrum der Kamera unterscheiden. Je mehr sich die Spektren von Kamera und Szintillator decken, umso heller erscheint der Leuchtfleck. Für die verwendete Kamera sind zum Beispiel folgende Szintillatoren geeignet: $CaF_2 : Eu$, BGO , $CdWO_4$ und YAG . Ihre Eigenschaften wie zum Beispiel Dichte, Emissionsspektrum und Helligkeit sind gut geeignet, außerdem sind sie nicht hygroskopisch. Eine Übersicht über die von Saint Gobain Crystals vertriebenen Szintillatoren ist im Anhang zu finden.

2.3 Pepperpot Emittanz Messung

Da die Pepperpot Emittanz Messung eine mögliche Anwendung von hochstromtauglichen Szintillatoren ist, soll die Methode hier kurz vorgestellt werden.

2.3.1 Emittanz

Gegeben sei eine Anzahl N von identischen Teilchen, die den Ionenstrahl bilden. Unter der Annahme dass es keine nichtlinearen Wechselwirkungen wie die der Raumladung gibt, kann die Bewegung eines Teilchens mit einer linearen Differenzialgleichung zweiter Ordnung beschrieben werden. Jedes Teilchen wird dabei mit drei Koordinatenpaaren im sechsdimensionalen Phasenraum beschrieben. Die Qualität des Ionenstrahls wird durch das Integral über die Dichtefunktion $\rho(x, x', y, y', z, z')$ des Phasenraums beschrieben. Bei der Abwesenheit von nichtlinearen Wechselwirkungen ist die Emittanz eine Erhaltungsgröße. In der Beschleunigerphysik wird die Koordinate z als Ausbreitungsrichtung definiert und somit die Emittanz für die zz' - Ebene des Phasenraums als longitudinale Emittanz. Dementsprechend sind die Emittanzen der Ebenen xx' und yy' transversale Emittanzen. Die Pepperpot Methode bestimmt sowohl die Emittanz für die xx' und yy' Ebene. Für die xx' Ebene ist die Emittanz definiert als

$$\epsilon_x = \frac{1}{\pi} \int \rho(x, x') dx dx', \quad (2.1)$$

mit der Dichtefunktion $\rho(x, x')$. Die Emittanz ist also ein Maß für die Strahlqualität und wird über Profilmessungen ermittelt. Kenntnisse über die Emittanz eines Ionenstrahls sind zum Beispiel für die Entwicklung von neuen Ionenquellen wichtig. Bei der Inbetriebnahme von einem Beschleuniger ist die Kenntnis der Emittanz ebenfalls sehr wichtig, da die Akzeptanz der einzelnen Beschleunigerabschnitte auf die Emittanz des Ionenstrahls angepasst werden muss.

2.3.2 Prinzip der Pepperpot Methode

Die Pepperpot Methode ist in der Lage, mit einem Makropuls die Emittanz für beide transversale Ebenen des Phasenraums zu ermitteln. In Abbildung 2.5 ist der prinzipielle Aufbau der Messmethode dargestellt. Der Ionenstrahl kommt in Abbildung 2.5 von links. Der Ionenstrahl (rot) trifft auf eine Metallplatte (grün) mit einer Vielzahl kleiner Löcher (daher eng. Pepperpot). Die Löcher haben einen Durchmesser von 0,1 mm und sind wie Matrixelemente auf der Metallplatte angeordnet. Durch die Löcher können kleine Bereiche des Ionenstrahls unbeeinflusst die Metallplatte passieren. Die vielen kleinen Ausschnitte des Ionenstrahls haben durch die Größe der Löcher einen definierten Durchmesser. Durch die Impulsanteile der Teilchen in x und y Richtung, kann sich die Intensitätsverteilung der Ausschnitte des Ionenstrahls über die Driftstrecke ändern. Nach dieser definierten Driftstrecke treffen die Ausschnitte des Ionenstrahls auf einen Leuchtschirm. Der Leuchtschirm wird von einer CCD Kamera beobachtet und in Abbildung 2.6 ist eine solche Aufnahme der Kamera zu sehen.

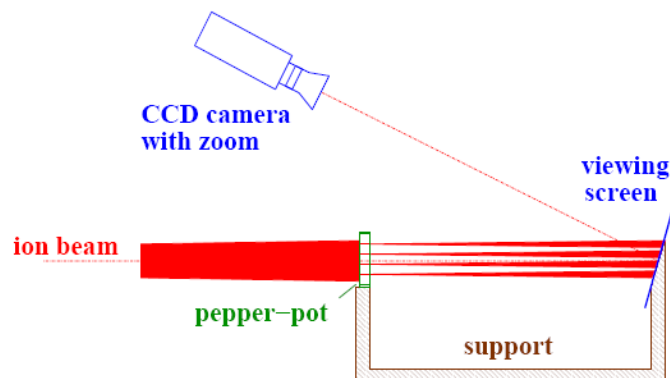


Abbildung 2.5: Prinzipskizze der Pepperpot Methode aus [10]

Die Kalibrierung erfolgt mit einem aufgeweiteten Laserstrahl ohne gleichzeitigen Strahlbetrieb. Der Laserstrahl trifft ebenfalls auf die Metallplatte, auf der gleichen optischen Achse wie der Ionenstrahl. Da der Laserstrahl nahezu keine Emittanz besitzt, bildet er die Löcher in der Metallplatte ohne Aufweitung auf dem Leuchtschirm ab. Die Aufnahmen der Leuchtflecke, welche der Ionenstrahl auf dem Leuchtschirm erzeugt,

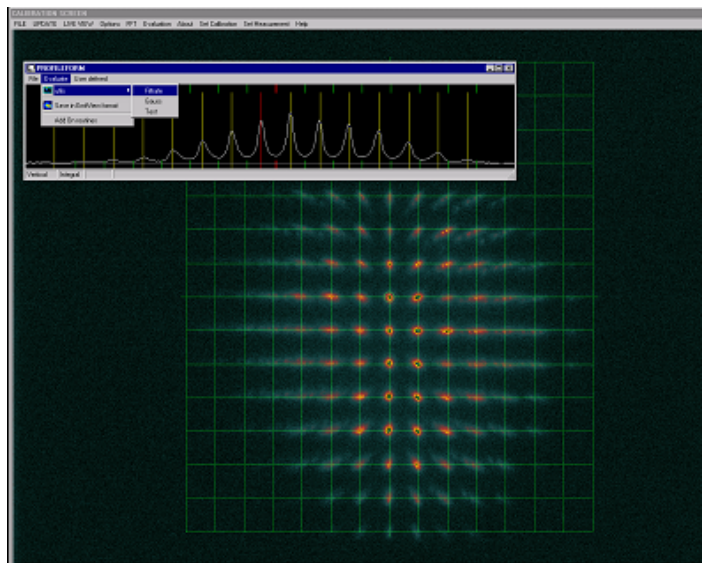


Abbildung 2.6: Abbildung des Ionenstrahls auf Al_2O_3 Schirm aus [10]

werden nun mit dem Abbild des Laserstrahls verglichen. Über die Intensitätsverteilung der vielen kleinen Leuchtflecke kann so auf die Emittanz für xx' und yy' Ebene zurückgerechnet werden. Mehr über die genaue Realisierung bei der GSI und die Kalibrierung ist [2] zu entnehmen. Eine detailliertere Ausführung über den theoretischen Hintergrund ist bei [10] zu finden. Der Vorteil dieser Methode liegt in der wesentlich kürzeren Messzeit verglichen mit der Slit-Grid-Methode sowie einem einfacheren Messaufbau und der Möglichkeit die Emittanz für jeden einzelnen Makropuls festzustellen.

2.4 Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie

Für die Auslegung von Diagnosesystemen, welche die Wechselwirkungen der Teilchenstrahlung mit Materie zum Funktionsprinzip haben, ist die Kenntnis über die Natur dieser Wechselwirkung essentiell. Folgende Betrachtungen stammen zum großen Teil aus [11].

2.4.1 Wechselwirkung geladener Teilchen

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie können diese durch ihre Wechselwirkungen mit der Materie Energie verlieren und abgelenkt werden. Für die gesamte Energieverlustrate (Energieverlust pro Wegeinheit) müssen die Beiträge von allen Prozessen addiert werden. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie kann es zu folgenden Vorgängen kommen:

- Ionisation der Targetatome
- Anregung der Targetatome
- Bremsstrahlung
- Čerenkov-Strahlung
- Übergangsstrahlung

All diese Vorgänge können zum Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie beitragen. Je nach Art und kinetischer Energie der Teilchen ist ihr Anteil am Gesamtenergieverlust unterschiedlich groß. Čerenkov-Strahlung tritt zum Beispiel nur bei Teilchen auf, deren Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Targetmaterial. Bremsstrahlung ist, wegen der $\frac{1}{m_p^2}$ -Abhängigkeit der Emissionswahrscheinlichkeit von der Teilchenmasse m_p , nur für Elektronen und Positronen von Bedeutung. Für die Ionenstrahlen, die in den Experimenten zu dieser Arbeit vorkommen, sind die ersten beiden Prozesse dominant (Ionisation, Anregung).

2.4.2 Bethe-Bloch-Formel

Die semi-klassische Berechnung des Energieverlusts von geladenen Teilchen in Materie, erfolgt durch die Bethe-Bloch-Formel [11]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.2)$$

Mit $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, und $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$ dem klassischen e^- -Radius.

m_e Ruhemasse des Elektrons

c Lichtgeschwindigkeit

z Ladung des einfallenden Teilchens (Projektile)

Z, A Ordnungszahl und Massenzahl des Targets

ρ Targetdichte

N_A Avogadrozahl

I Mittleres Ionisationspotenzial, nach F. Bloch ist $I = (10eV) \cdot Z$

W_{max} Max. Energieübertrag in einer Einzelkollision, hier $W_{max} \approx 2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2$

δ Dichtekorrektur (Polarisationseffekte, hohe Projektilgeschwindigkeiten)

C Schalenkorrektur (wichtig für kleine Projektilgeschwindigkeiten)

Beim Energieverlust in Materie handelt es sich um einen statistischen Vorgang. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den Energieverlust durch Ionisation und Anregung elektronischer Zustände sehr gut im Bereich $0.1 < \gamma\beta < 100$. Die Ableitung nach Bohr unterscheidet sich von der Bethe-Bloch-Formel numerisch durch einen Faktor 2. Der „fehlende“ Faktor in der Formel nach Bohr ergibt sich durch die mangelhafte Berücksichtigung von Fernstößen. Für die quantenmechanische Beschreibung des Energieverlustes gibt es verschiedene Varianten der dE/dx -Formel. Diese entstehen durch unterschiedliche Parametrisierung der Fernstöße, d.h. jenes Energieverlustes, bei dem die Bindung der e^- in den Atomhüllen nicht vernachlässigbar ist. Die Bethe-Bloch-Formel oben stammt aus [11]. Die $\frac{dE}{dx}$ Kurve nach Bethe-Bloch in Abbildung 2.7 weist 4 Bereiche auf:

- Bei niedrigen Energien einen β proportionalen Anstieg bis zu einem Maximum bei 1-10MeV/u ($\gamma\beta$ ca. $4,6 \cdot 10^{-2} - 1,4 \cdot 10^{-1}$).
- Von diesem Maximum ein $\left(\frac{1}{\beta^2}\right)$ -Abfall bis zu einem Minimum bei $2 - 2,5 \cdot 10^3$ MeV/u ($\beta\gamma$ ca. 3 - 3,5). Teilchen an diesem Punkt werden minimal ionisierende Teilchen (**mip** = **minimum ionising particle**) genannt.
- Danach ein logarithmischer Anstieg mit zunehmender Teilchenenergie, der sogenannte „relativistische Anstieg“ in dem die Dichtekorrektur δ zum Tragen kommt.
- Für hohe Energien ergibt sich ein Plateau ("Fermi-Plateau"), der Energieverlust erreicht einen Sättigungswert. Dies entsteht durch die Polarisationseffekte (Dichtekorrektur).

Für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Ionenstrahlen, ist der relevante Teil der Bethe-Bloch-Kurve in Abbildung 2.7 rot dargestellt. Die maximale Teilchenenergie liegt bei 11,4MeV/u und damit die Geschwindigkeit der Teilchen bei 15,4% der Lichtgeschwindigkeit ($\gamma \cdot \beta = 0.156$).

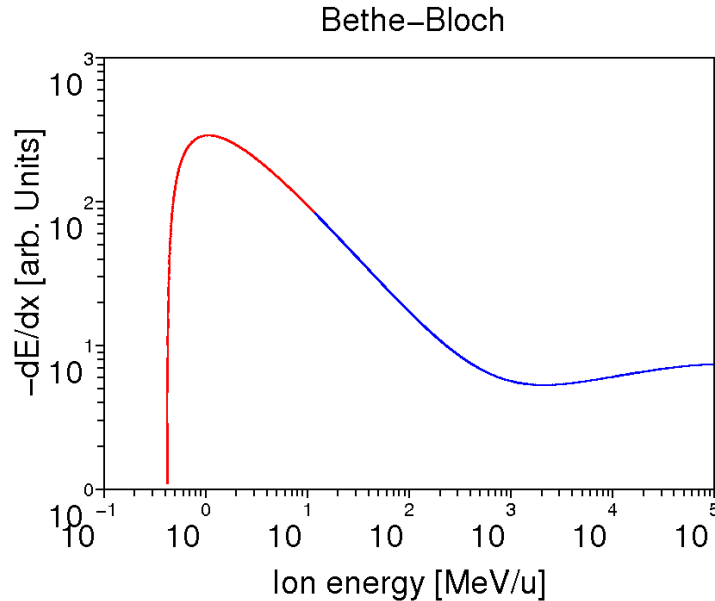


Abbildung 2.7: Fiktive Bethe-Bloch-Kurve

Oft wird statt Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ angegeben. Leider wird dabei trotzdem meist nur von $\frac{dE}{dx}$ gesprochen, mit $dx = \rho \cdot ds$ als so genannter Massenbelegung, ds ist dabei die Wegstrecke in [cm] und ρ die Dichte in $\left[\frac{g}{cm^3}\right]$. Für ein **mip** ist $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ nur schwach vom Absorbermaterial abhängig und beträgt meist ca. $2MeVg^{-1}cm^2$. (H: $4g^{-1}cm^2$, U: $1g^{-1}cm^2$)

2.4.3 Bragg-Kurve und Reichweite in Materie

Der Energieverlust eines Projektils in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in das Target wird Bragg-Kurve genannt. In Abbildung 2.8 (unten) ist eine fiktive Bragg Kurve zu sehen, wobei neben $\frac{dE}{dx}$, auch noch die Energie $E(x)$ des Projektils über der Eindringtiefe dargestellt ist. In Abbildung 2.8 (oben) ist die Anzahl der einfallenden Projektile N (Teilchenzahl) über die Eindringtiefe angedeutet. Die Anzahl der Kollisionen und der Energieverlust variieren von Teilchen zu Teilchen. Da es sich bei dem Energieverlust um einen statistischen Prozess handelt, werden nicht alle Projektile bei der gleichen Reichweite gestoppt. Mit dem Eindringen in die Target-Materie wird das Projektil langsamer. Dadurch steigt der Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Kurve an. Am Ende der Teilchenspur kommt es zu großen Ionisationsverlusten, was als Bragg-Peak bekannt ist. Der Bragg-Peak markiert dabei nicht nur das Maximum von $-\frac{dE}{dx}$ sondern auch die mittlere Eindringtiefe \bar{R} . Man kann daher für jede Projektil-Target-Kombination nur eine mittlere Reichweite \bar{R} angeben. In der Medizin wird dieses Verhalten zur Tumorthherapie eingesetzt, wobei der Bragg-Peak im Tumorgewebe liegt.

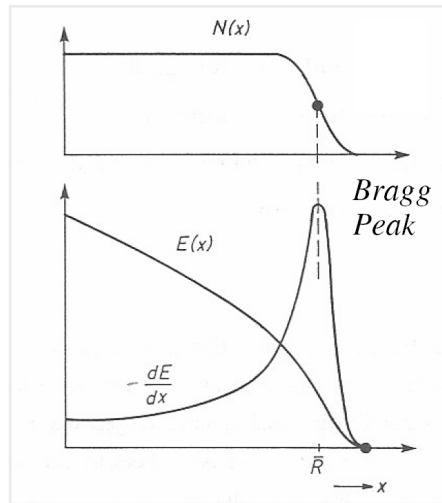


Abbildung 2.8: Fiktive Bragg-Kurve aus [12]

Für die in dieser Arbeit verwendeten Kombinationen von Ionen und Energie/Nukleon liegt die mittlere Reichweite der Ionen zwischen $30 \mu\text{m}$ und $170 \mu\text{m}$, abhängig von dem Ion, sowie seiner Energie und dem Targetmaterial. Diese Werte wurden mit SRIM errechnet. Die Berechnung von $-\frac{dE}{dx}$ basiert bei SRIM auf einem semi-empirischen Ansatz. Die Ladungszahl des Projektils z wird in der Bethe-Bloch-Formel durch eine effektive Ladung z_{eff} ersetzt. In Abbildung 2.9 ist eine Rechnung mit SRIM zu sehen. Als Ion wurde Uran ausgewählt (FAIR-Design-Ion) und als Target ZrO_2 (Z-700-20A). ZrO_2 ist auch in Abbildung 4.1 (zweites von rechts) zu sehen ist. In Abbildung 2.9 ist auf der Abszisse die Ionenenergie in MeV pro Nukleon aufgetragen. Auf der Ordinate ist im Diagramm oben $-\frac{dE}{dx}$ (in eV/mm) und unter die Reichweite einer Ions (in m) mit der gegebenen Energie dargestellt. Wie auch schon in Abbildung 2.7, ist auch in Abbildung 2.9 der relevante Energiebereich in rot eingezeichnet.

Bei einer kinetischen Energie von $11,4 \text{ MeV/u}$ liegt die mittlere Reichweite von Uran in Z-700-20A nach dieser Rechnung bei ca. $60 \mu\text{m}$. Da die Ionen nicht alle bei der gleichen Eindringtiefe gestoppt werden, ist die Angabe der Streuung (eng.: Straggling) nötig. Das longitudinale Straggling liegt, bei der Rechnung mit SRIM in Abbildung 2.9, für $60 \mu\text{m}$ bei etwa $1,7 \mu\text{m}$ und das laterale Straggling bei ca. 930 nm . Generell ist bei den experimentellen Bedingungen in dieser Arbeit sowohl das longitudinale, als auch das laterale Straggling von geringem Interesse. Lediglich das laterale Straggling hätte eine Auswirkung auf die Messung, wenn es in der Größenordnung der Kameraauflösung liegt. Das laterale Straggling liegt bei den Experimenten zu dieser Arbeit, nach den Rechnungen mit SRIM, aber immer unter $100 \mu\text{m}$. Durch den von der Bethe-Bloch-Kurve beschriebenen Energieverlust entstehen schnelle e^- (δ -Elektronen). Diese schnellen Elektronen haben einen hohen Wechselwirkungsquerschnitt für Stöße mit anderen

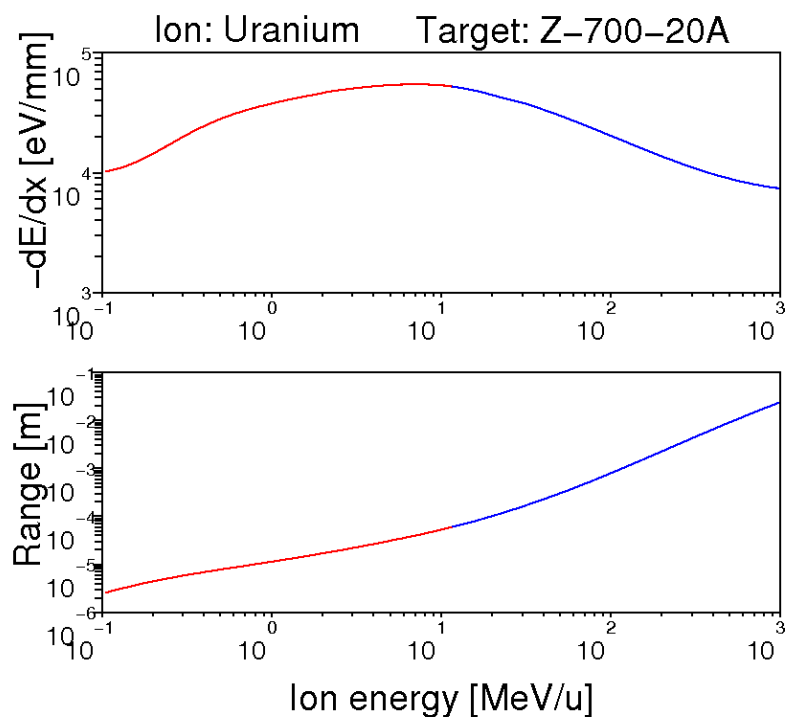


Abbildung 2.9: $-\frac{dE}{dx}$ und mittlere Reichweite von Uranionen in ZrO_2 (Z-700-20A)

Elektronen des Festkörpers. Durch $e^- - e^-$ -Stöße der schnellen δ -Elektronen mit den Elektronen des Festkörpers, kommt es zu elektronischen Anregungen. Die elektronisch angeregten Systeme können dann, wie in Abschnitt 2.2 diskutiert, unter Aussendung von Strahlung, in den Grundzustand zurück kehren.

2.5 Momente einer Verteilung

Aus den Bildern der Leuchtflecke werden die Intensitätsverteilungen für die horizontale X- und die vertikale Y-Achse errechnet. Um die verschiedenen Intensitätsverteilungen der unterschiedlichen Materialien quantitativ miteinander vergleichen zu können, werden die zentralen Momente der Intensitätsverteilung berechnet.

Es gibt sehr verschiedene Verteilungsfunktionen und Verteilungsdichten. Sie unterscheiden sich durch ihre Form und man hat verschiedene Parameter zu ihrer Charakterisierung eingeführt. Eine Hauptforderung an die Definition der Parameter ist, dass es auch möglich sein soll, sie zumindest näherungsweise zu bestimmen. Die folgenden Definitionen sind [13] entnommen. Die Parameter einer Verteilung werden daher jeweils als *Erwartungswerte* einer Funktion $g(x)$ der Variablen x definiert.

$$\langle g(x) \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) g(x) \quad (2.3)$$

Beziehungsweise für diskrete Variable:

$$\langle g(x) \rangle \equiv \sum_i w_i g(x_i) \quad (2.4)$$

, wobei natürlich sowohl die w_i als auch die Funktion $f(x)$ normiert sein müssen. Durch die Normierung ist dann der Erwartungswert für $g(x) = 1$ immer 1.

$$\langle 1 \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) = 1 \quad (2.5)$$

Für den Fall das $g(x) = x$ ist, ergibt sich aus Gleichung 2.3 ein wichtiger Parameter einer Verteilung, nämlich der *Mittelwert*.

$$\mu \equiv \langle x \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) x \quad (2.6)$$

Oder für diskrete Verteilungen:

$$\mu \equiv \sum_i w_i x_i \quad (2.7)$$

Man sieht hier, dass:

$$\langle ax + b \rangle = a\mu + b \quad (2.8)$$

Der Mittelwert μ ist das erste Moment einer Verteilung. Bei einer Massedichteverteilung ist $\langle x \rangle$ die Position des Masseschwerpunkts. Wichtige Erwartungswerte zur Charakterisierung einer Verteilung sind die zentralen Momente $\mu_i = \langle (x - \mu)^i \rangle$. Neben dem Mittelwert μ ist auch das zweite zentrale Moment, die *Varianz*, geläufig.

$$\text{Var}(x) \equiv \sigma^2 \equiv \langle (x - \mu)^2 \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) (x - \mu)^2 \quad (2.9)$$

Die *Varianz* kann man auch umformen:

$$\langle (x - \mu)^2 \rangle = \langle x^2 \rangle - 2 \langle x \mu \rangle + \langle \mu^2 \rangle = \langle x^2 \rangle - \mu^2 \quad (2.10)$$

Hier wurde $\langle \mu x \rangle = \mu \langle x \rangle = \mu^2$ verwendet. Man kann hier μ als konstanten Faktor heraus ziehen. Neben dem Erwartungswert μ und der Varianz einer Verteilung, sind die höheren zentralen Momente wie Skewness und Kurtosis ebenfalls von Wichtigkeit. Die Skewness ist ein Maß für den Grad der Asymmetrie einer Verteilung. In [14] ist die Skewness als

$$\gamma = \frac{\mu_3}{\mu_2^{\frac{3}{2}}} \quad (2.11)$$

definiert, wobei μ_i wieder das i-te zentrale Moment $\mu_i = \langle (X - \mu)^i \rangle$ ist. Für eine Exponentialverteilung ist $\gamma = 2$, wohingegen für eine Normal- oder eine Laplace-Verteilung $\gamma = 0$ ist. In Abbildung 2.10 sind verschiedene Verteilungen mit $\mu = 0$ und $\sigma = 1$ zu sehen. Die Werte für Skewness (γ) und Kurtosis (κ) sind an den Verteilungen eingetragen. Für die schwarze und die blaue Verteilungsfunktion ist die Skewness gleich Null, da sie symmetrisch um den Mittelwert μ (Schwerpunkt) sind mit $\mu = 0$. Für die rote Verteilung ist $\gamma = 2$, da die Verteilung eine „rechte Schulter“ hat. Wenn die rote Verteilung, anstatt einer rechten Schulter, eine linke Schulter hätte, wäre der Wert für γ negativ. Für eine diskrete Verteilungsfunktion ist die Skewness definiert als

$$\gamma = \text{Skewness} = \frac{\sum_i w_i \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right]^3}{W} \quad (2.12)$$

mit $W = \sum_i w_i$ und $\sigma = (\text{Varianz})^{\frac{1}{2}}$. Die Division durch W entspricht hier der Normierung für w_i . In dieser Form wird die Skewness auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

Die Kurtosis ist ein Maß für die „Gepeakedheit“ einer Verteilungsfunktion. In [14] ist die Kurtosis einer Verteilung als

$$\kappa = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} - 3 \quad (2.13)$$

definiert. Für eine Normalverteilung ist $\kappa = 0$. Die -3 ist somit die Normierung auf eine Normalverteilung. In Abbildung 2.10 sind neben den γ auch die κ Werte der abgebildeten Verteilungen an den Graphen vermerkt. Wie man sieht, sind alle abgebildeten Verteilungen stärker gepeaked als eine Normalverteilung, da der Wert für κ positiv ist. Für eine diskrete Verteilungsfunktion ist die Kurtosis als

$$\kappa = \text{Kurtosis} = \frac{\sum_i w_i \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right]^4}{W} - 3 \quad (2.14)$$

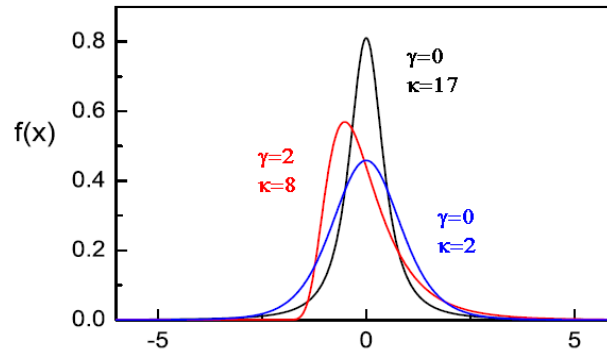


Abbildung 2.10: Beispiel für verschiedene Verteilungen aus [15]

definiert mit $W = \sum_i w_i$ (Normierung) und $\sigma = (\text{Varianz})^{\frac{1}{2}}$. In dieser Form wird die Kurtosis in der vorliegenden Arbeit verwendet. Die Projektionen der Intensitätsverteilung der Leuchtflecke auf die horizontale und vertikale Strahlachse, werden über die Erwartungswerte μ , σ , γ und κ miteinander verglichen.

2.6 Modell für die Veränderung der Momente

In den verschiedenen Szintillatormaterialien können unterschiedliche physikalische Effekte auftreten, welche die Abbildung des Ionenstrahls auf dem Szintillator beeinflussen. Es stellt sich nun die Frage wie diese Effekte die Momente der Verteilung beeinflussen. Dafür werden im folgenden Abschnitt zwei einfache Modelle für physikalische Prozesse vorgestellt und deren Einfluss auf die Momente erläutert. Die hier vorgestellten Modelle haben nicht den Anspruch die Natur der Prozesse wahrheitsgemäß abzubilden, sondern sollen den Umgang mit den Momenten der Verteilung erleichtern. Anhand einer Normalverteilung, auf welche die Effekte einwirken, werden die Unterschiede in den Momenten veranschaulicht.

Einer dieser möglicherweise signifikant beitragenden Effekte ist die Absorption des von dem Aktivatorion emittierten Lichts im Szintillator selbst. Wenn es möglich ist das Szintillationslicht wieder an einem Punkt im Szintillator zu absorbieren, kann dieses Photon in einem Folgeprozess wieder in 4π -Geometrie reemittiert werden. Die Folge wäre eine Veränderung der Form des Leuchtflecks auf dem Szintillator. Der Prozess der Selbstabsorption soll mit der Faltung

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-|t-x| \cdot c_1} \cdot f(t) dt \quad (2.15)$$

dargestellt werden. Hier ist $f(t)$ eine fiktive Intensitätsverteilung des Leuchtflecks, c_1 die Absorptionskonstante und $I(x)$ die Intensität am Punkt x . In Abbildung 2.11(a) ist auf der Abszisse die x -Koordinate in Vielfachen der Standardabweichung (σ)

und auf der Ordinate der Wert der Verteilungsfunktion aufgetragen. In Abbildung 2.11(a) ist in schwarz die Intensitätsverteilung $f(t)$ dargestellt. In rot ist die eben diskutierte Faltung dargestellt. Die Absorptionskonstante wurde hier auf $c_1 = 1\sigma$ gesetzt. Die Intensitätsverteilung in Abbildung 2.11 (schwarz) hat, da es sich um eine Normalverteilung handelt, ein $\sigma = 1$ und ein $\kappa = 0$.

Die Auswirkung der Faltung auf die zentralen Momente der Intensitätsverteilung ist der Abbildung 2.11(a) zu entnehmen. Für den Fall der Absorption des Fluoreszenzlichts im Szintillator, mit der angenommenen Faltung und deren Konstante c_1 , wird der Leuchtfleck breiter und mehr gepeaked abgebildet. Die Breite der Verteilung verändert sich von ursprünglich $\sigma = 1$ (schwarze Kurve) auf $\sigma_{abs} = 1,73$ (rote Kurve). Die Gepeakedheit verändert sich von $\kappa = 0$ zu $\kappa_{abs} = 1,22$. Die Normierung der beiden Maxima aufeinander ist willkürlich gewählt. Je nachdem wie stark ein solcher Absorptionseffekt in einem Material auftritt, kann eine unterschiedliche Breite und Gepeakedheit der abgebildeten Intensitätsverteilung erwartet werden. Im Verlauf der Experimente wurden ebenfalls mit verschiedenen Materialien eine unterschiedliche Breite und Gepeakedheit für denselben Ionenstrahl gemessen.

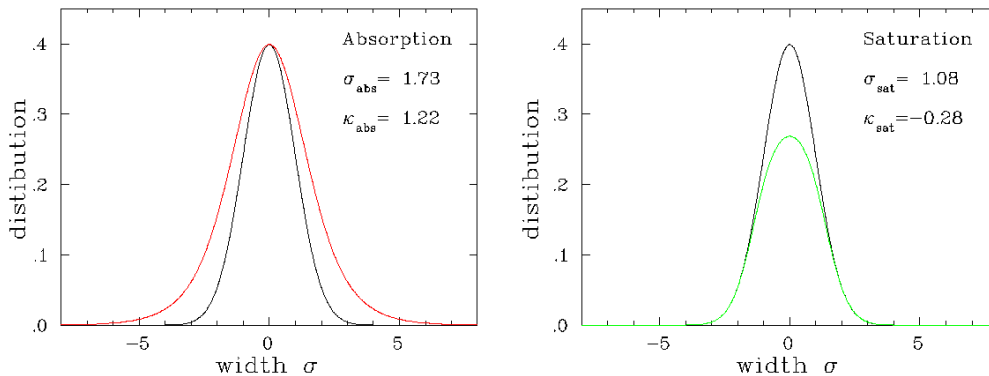


Abbildung 2.11: Mögliche Auswirkung von Absorption und Sättigung auf die Intensitätsverteilung

Die Sättigung des Szintillators ist ebenfalls ein möglicherweise beitragender Effekt. Dabei wird davon ausgegangen, dass in einem definierten Volumenelement nur eine bestimmte Menge an Licht erzeugt werden kann. Wird in diesem Volumenelement mehr Energie umgesetzt, als der Szintillator in Licht umwandeln kann, könnte es zu einem solchen Effekt kommen. Der Effekt der Sättigung soll hier mit einem Tiefpass der Form

$$f_{sat}(x) = f(x) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f(x)}{c_2}\right)^2}} \quad (2.16)$$

angenommen werden, mit der Intensitätsverteilung $f(x)$, der resultierenden Ver-

teilung $f_{sat}(x)$ und dem 3dB-Punkt c_2 . Die Konstante c_2 wurde hier auf 90% des Maximums der Verteilung $f(x)$ gesetzt. In Abbildung 2.11(b) ist in schwarz wieder die Ausgangsverteilung (Normalverteilung) und in grün die aus der angenommenen Sättigung resultierende Verteilung dargestellt. Wie in der Abbildung zu sehen ist, verändert sich die Breite σ nur gering. Die Gepeakedheit verändert sich von $\kappa = 0$ zu $\kappa_{abs} = -0,28$. Ein sehr ähnlicher Effekt trat auch im Verlauf der Experimente auf (siehe Abbildung 6.5), der wahrscheinlich durch eine Beschädigung des Szintillators durch den Ionenstrahl verursacht wurde.

Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, dass es sich hier um sehr einfache Modelle handelt. Dabei werden verschiedene Effekte nicht berücksichtigt. Einer dieser Effekte ist die Temperaturverteilung auf dem Szintillator. Wie schon im Abschnitt 2.2 diskutiert wurde, kann die Temperatur eines Szintillators Auswirkungen auf dessen Lichtausbeute haben. Durch die stark unterschiedliche Aufheizung des Szintillators durch den Ionenstrahl müsste ein zutreffenderes Modell zumindest den Temperatureffekt berücksichtigen.

Kapitel 3

Profilmessung mit Leuchtschirmen

Die Profilmessung des Ionenstrahls mit Hilfe von Leuchtschirmen (Szintillatoren) ist eine seit Jahren übliche und wohl etablierte Methode. Bei dieser Art der Profilmessung werden das Profil und die Lage des Ionenstrahls im Strahlrohr ermittelt, wobei der Ionenstrahl dabei stark beeinflusst oder sogar völlig gestoppt wird. In Abbildung 3.1(a) ist das Prinzip der Messanordnung vereinfacht dargestellt. Der typische Messaufbau besteht aus einer Lineardurchführung, dem üblicherweise runden Leuchtschirm und einer Kamera. Die Lichtquelle in Abbildung 3.1(a) ist nötig um den Zustand des Leuchtschirms feststellen zu können, da im Strahlrohr Dunkelheit herrscht.

Der Leuchtschirm steht unter einem Winkel von 45° zum Ionenstrahl und die CCD Kamera wiederum unter 45° zum Leuchtschirm (90° zum Ionenstrahl). Der Leuchtschirm befindet sich immer im Vakuum der Strahlführung. Wenn das Profil gemessen werden soll, wird der Leuchtschirmhalter über einen Antrieb in die Bahn des Ionenstrahls gefahren. Der Ionenstrahl (Beam) trifft dann auf den Leuchtschirm, gibt Energie an das Material ab und regt den Szintillator dadurch an dieser Stelle zum Leuchten an. Die Intensitätsverteilung des Leuchtflecks auf dem Schirm ist dabei von der Intensitätsverteilung des Ionenstrahls abhängig bzw. im Idealfall mit ihr identisch. Über das Glasfenster in der Vakuumkammer kann der Leuchtfleck auf dem Schirm, von der CCD Kamera aufgenommen werden. Nach der Messung wird der Leuchtschirm wieder aus dem Ionenstrahl herausgefahren, damit der Ionenstrahl ungehindert passieren kann. Erst wenn der Leuchtschirm wieder aus dem Strahl herausgefahren ist, kann der Experimentierbetrieb hinter der Messstelle wieder aufgenommen werden.

Das aufgenommene Bild wird über den Firewire-Anschluss der Kamera an das Compact Vision System (NI 1456 CVS) weitergeleitet, welches die Bilder auswertet. Nach den möglicherweise nötigen Korrekturen von optischen Bildfehlern oder der Drehung der Bilder, werden die Intensitätsverteilung für die horizontale X-Achse und die vertikale Y-Achse errechnet, welche auch als Projektionen bezeichnet werden. Auf die Berechnung der Projektionen wird in einem späteren Abschnitt noch genauer eingegangen. In Abbildung 3.1(b) ist eine so errechnete Projektion auf die X-Achse rot dargestellt. Die in grün eingezeichnete Achse zeigt die Ausdehnung des Leuchtflecks in

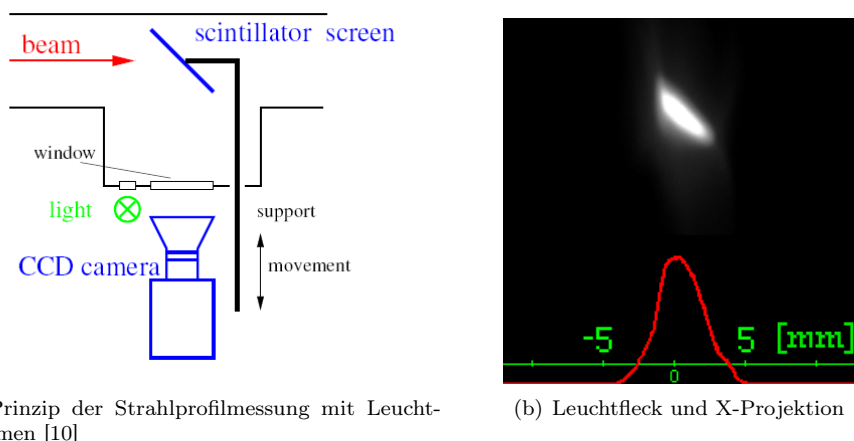


Abbildung 3.1: Prinzip der Messung und Bild von einem Leuchtfleck

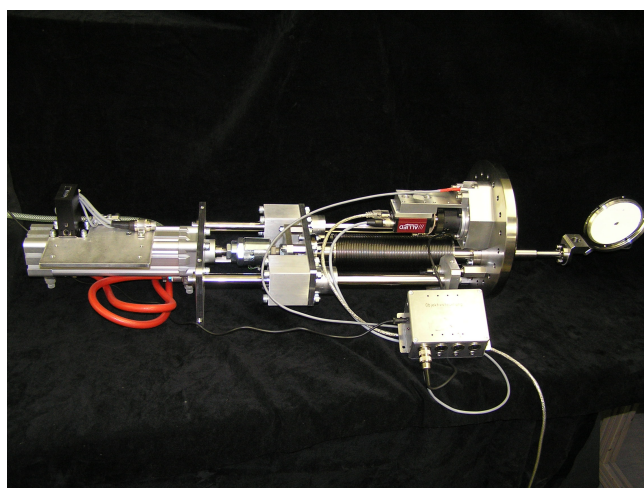


Abbildung 3.2: Komplettes Leuchtschirmsystem

mm an. Die so gewonnene Information über die Lage und das Profil des Ionenstrahls dient somit den Operateuren, die den Beschleuniger steuern, als Grundlage zur Optimierung des Ionenstrahls. In Abbildung 3.2 ist ein komplettes Leuchtschirmsystem mit der Kamera, der Lineardurchführung und dem Leuchtschirm zu sehen. Der Aluträger am rechten Rand von Abbildung 3.2 ist mit einem weißen, szintillierenden Stoff beschichtet, welcher in der Mitte durch den Ionenstrahl abgetragen wurde. Die Methode der Profilmessung durch Leuchtschirme zeichnet sich durch ihre universelle Einsatzfähigkeit, geringe Störanfälligkeit und kleine Baugröße aus. Gegenüber der Strahlprofilmessung mit Gittern hat die Methode mit Leuchtschirmen den Vorteil der höheren Auflösung und ist kostengünstiger. Der große Nachteil der Methode mit Leuchtschirmen liegt in der Beeinträchtigung des Ionenstrahls während der Profilmessung. Es ist dadurch nicht möglich an mehreren Stellen gleichzeitig das Strahlprofil zu messen, was mit Profilkittern eher möglich ist.

Kapitel 4

Aufbau des Experiments

4.1 Prinzip und Aufbau

Ziel dieser Arbeit ist es eine empirische Datenbasis, für das Verhalten von Leuchtschirmen (Szintillatoren) unter Hochstrombedingungen zu schaffen. Diese Datenbasis soll es ermöglichen ein tieferes Verständnis für die physikalischen Vorgänge in einem Leuchtschirm zu entwickeln. Dafür werden verschiedene Materialien auf ihre Szintillatorqualitäten hin untersucht. Die zu beobachtenden Eigenschaften der Leuchtschirme, wie die Lichtausbeute, die Abbildung des Ionenstrahls auf dem Leuchtschirm, das dynamische Verhalten und die Veränderungen der Eigenschaften des Leuchtschirms über die Ionendosis, sollen dokumentiert werden. Um für das Einsatzgebiet der Leuchtschirme Aussagen über die unterschiedlichen Abbildungsqualitäten machen zu können, wurde sich bei der Planung des Aufbaus soweit wie möglich an den existierenden Leuchtschirmsystemen der GSI orientiert. Dadurch wird das Risiko von einem Verlust der Aussagekraft der Experimente minimiert. Der wichtigste Punkt bei der Planung des Versuchsaufbaus ist, die Abbildungseigenschaften der unterschiedlichen Materialien unter den gleichen Randbedingungen zu bestimmen.

Der am schwierigsten zu kontrollierende Parameter in dem Experiment ist der Ionenstrahl selbst. Es ist nahezu unmöglich die Einstellungen des Ionenstrahls aus einer vorangegangenen Strahlzeit, wieder so exakt einzustellen um die Messungen von beiden Strahlzeiten miteinander vergleichen zu können. Die Leuchtschirmsysteme bei GSI (Abbildung 3.2) können nur einen Leuchtschirm aufnehmen, wodurch der Antrieb ausgebaut werden muss, um den Leuchtschirm zu wechseln. Dieser Umstand macht einen Vergleich von verschiedenen Materialien mit dem bestehenden Leuchtschirmsystem der GSI sehr fehleranfällig. Es ist also wichtig so viele Materialien wie möglich in einer Strahlzeit zu untersuchen, bevor es zu einer Unterbrechung des Experiments kommen muss, weshalb von einer Anordnung wie in Abbildung 3.2 abgesehen wurde. Es hat sich als sinnvoll erwiesen, die Proben der verschiedenen Materialien auf einer Targetleiter zu befestigen. Die Targetleiter in Abbildung 4.1 kann sechs Proben aufnehmen, die dann in einer Strahlzeit untersucht werden können. Diese Art der Probenanordnung stellt sicher, dass die Strahlparameter für alle sechs Proben so ähnlich wie möglich sind.

Um eine möglichst fehlerfreie Aussage über die Eigenschaften des zu untersuchenden Materials machen zu können, muss der gesamte Ionenstrahl auf der Probe abgebildet werden. Daher bestimmt die zu erwartende Ausdehnung des Ionenstrahls am Experimentierplatz die Größe der Proben. Am Experimentierplatz hat der Ionenstrahl eine übliche Fußpunktsbreite von 1cm (siehe Abbildung 3.1(b)). Da die Proben in einem Winkel von 45° zum Ionenstrahl stehen, ist die Projektion des Probendurchmessers auf die Y-Achse des Ionenstrahls, um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner. Die Proben selbst haben einen Durchmesser von 30mm, sind 1mm dick und in der Halterung nicht festgeklemmt, um eine thermische Ausdehnung zu erlauben. Sie können jedoch nicht aus der Halterung heraus fallen. Die Anzahl der Proben auf der Targetleiter wird durch den maximalen Verfahrensweg des zur Verfügung stehenden Antriebs bestimmt. Es ist dabei zu berücksichtigen, dass die Targetleiter weit genug aus dem Strahlweg gefahren werden kann, um eine ungewollte Bestrahlung der Proben zu vermeiden. Diese Gefahr besteht besonderst während der Neueinstellung (dem Fädeln) des Ionenstrahl auf den Experimentierplatz.

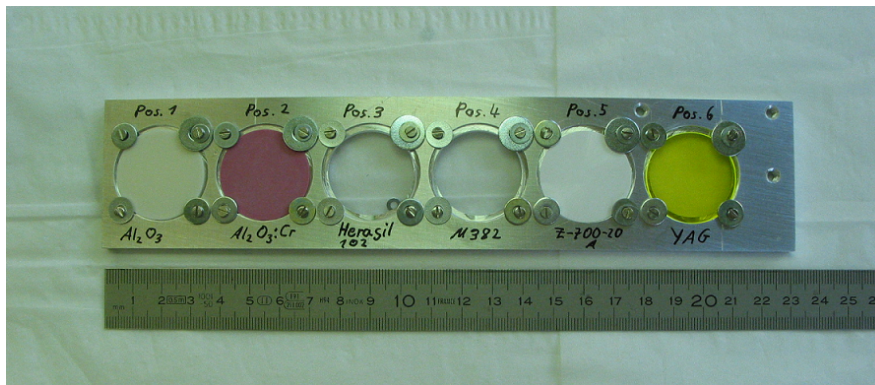


Abbildung 4.1: Targetleiter vor der Bestrahlung

In Abbildung 4.2 ist der Aufbau des Experiments dargestellt. Rechts oben in Abbildung 4.2 ist das Prinzip des Aufbaus zu sehen. Wie man sieht ähnelt es dem bei GSI üblichen Aufbau von Leuchtschirmsystemen, siehe Abbildung 3.1 (a). Der Ionenstrahl kommt in allen Bildern in Abbildung 4.2 von rechts. Die Leuchtschirme stehen unter einem Winkel von 45° zum Ionenstrahl und liegen mit ihrem Zentrum auf der Strahlachse. Die Leuchtschirme werden, wie auch bei den üblichen Leuchtschirmsystemen, über ein Sichtfenster von einer CCD Kamera aufgenommen und können durch eine rote LED beleuchtet werden (siehe Abbildung 4.2 rechts unten). Die Halterung für die Kamera ist so gestaltet, das kein Licht von Außen in die Experimentierkammer eindringen kann. Das Objektiv der Kamera hat dabei einen Abstand von 235mm zur Strahlachse. Die optischen Teile des Experimentaufbaus in Abbildung 4.2 (wie Kamera, Kamerabefestigung und Sichtfenster) sind die gleichen Bauteilen wie bei den üblichen GSI-Leuchtschirmsystemen (Abbildung 3.2). Auf die Kamera und die Datenakquisition wird im Kapitel 4.2 noch genauer eingegangen. Der Flansch an dem die Kamera montiert ist, wurde lediglich leicht modifiziert, da keine Lineardurchführung mehr benötigt wird. Der Unterschied im Vergleich zum Aufbau in Abbildung 3.1 (a),

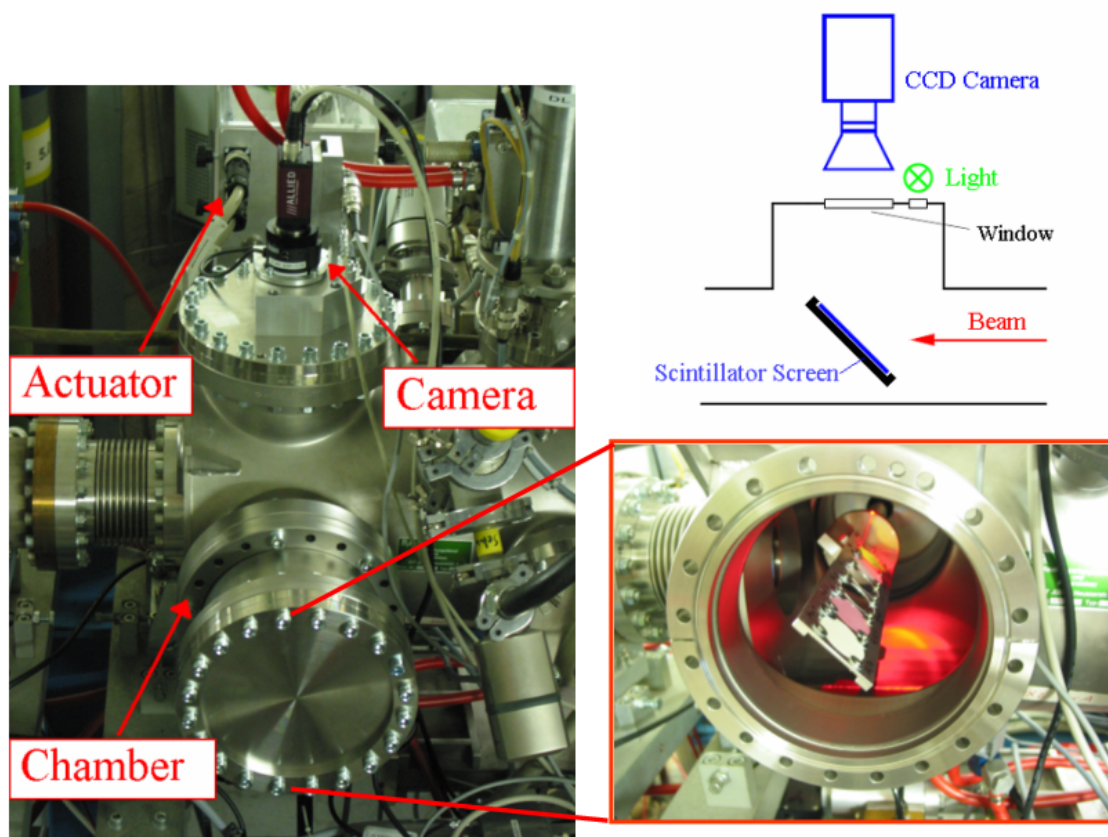


Abbildung 4.2: Experimenteller Aufbau am Strahlzweig X2 (links), Prinzip des experimentellen Aufbaus (rechts oben) und offene Experimentierkammer (rechts unten)

liegt in der Bewegung und der Befestigung der Leuchtschirme, die horizontal von einem Schrittmotorantrieb eingefahren werden. Der Schrittmotorantrieb ist in Abbildung 4.2 (links) markiert. Des weiteren kann die Temperatur von einem der Schirme, über einen Pt100 Widerstand gemessen werden, der auf der Rückseite einer nicht transparenten Probe aufgeklebt ist. Die Kontaktdrähte des Pt100 werden am Leiterraum befestigt. In der Abbildung 4.2 (rechts, unten) ist eine Aufnahme der geöffneten Experimentierkammer zu sehen. Die Targetleiter aus 4.1 ist eingebaut und die Beleuchtung in der Kammer eingeschaltet. Die Bewegung der Targetleiter ist senkrecht zur Bildebene. Der Wechsel der Targetleiter geschieht ebenfalls über diesen Flansch(CF 150) und ist durch den modularen Aufbau relativ einfach. Die Kontaktierung des Pt100 erfolgt über Kontaktstecker an der Aufnahme der Targetleiter. Diese Art der Montage erleichtert den Einbau der Leiter und vermeidet Fehler, wie das Einklemmen der Kaptonisolierung in einer Lüsterklemme. Es handelt sich bei der Temperaturbestimmung um eine Zwei-Punkt-Messung. Die Messwerte der Widerstandsmessung werden um den, als konstant angenommene Leitungswiderstand von $2,1\Omega$ korrigiert. Der Aufbau entspricht den bei

GSI üblichen Anforderungen an UNILAC - Experimente. Der erreichbare Enddruck in der Experimentierkammer liegt bei $2 \cdot 10^{-7}$ mbar, was für UNILAC - Experimente ausreichend ist. Während des Experiments steigt der Druck durch das Ausgasen der Proben, je nach Probenmaterial, auf ca. $5 \cdot 10^{-7}$ mbar an. Der in Abbildung 4.2 (links) zu sehende Aufbau ist im Strahlzweig X2 aufgebaut worden. Der in Abbildung 4.2 (links) zu sehende Aufbau, ist in Abbildung 4.3 als „Experiment“ markiert und in Abbildung 1.2 als „Target location“ angedeutet.

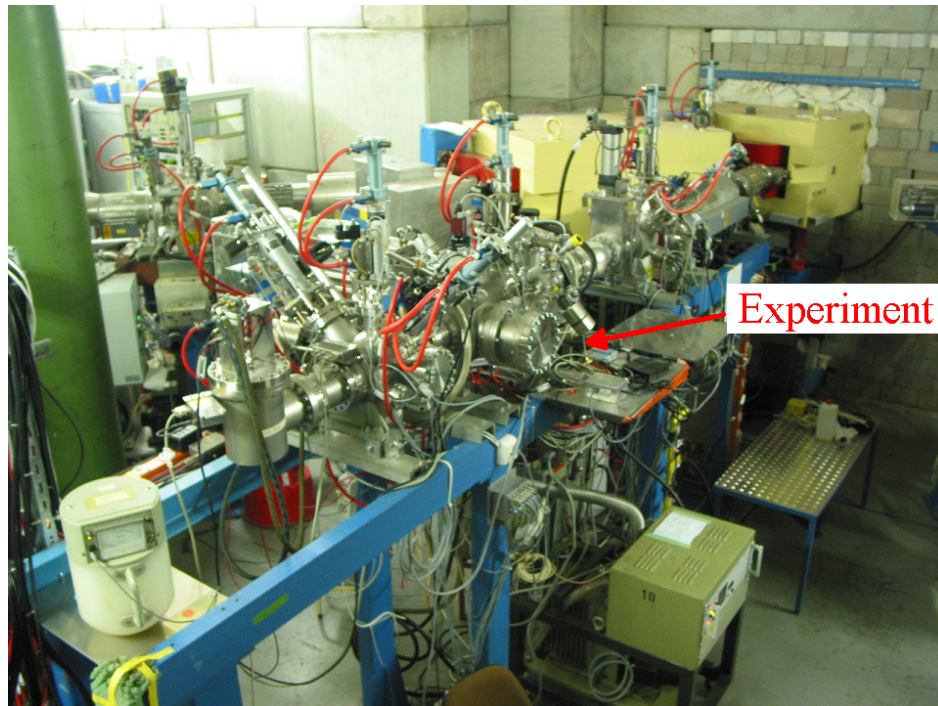


Abbildung 4.3: Der Strahlzweig X2 mit dem Standort des experimentellen Aufbaus

4.2 Kamera und Datenaquisition

Die verwendete CCD - Kamera ist eine AVT Marlin F033B (Abbildung 4.2 links, 4.5(a) und 4.7(b)). Dieser Kamerateyp wird von der Strahldiagnose oft für Leuchtschirmsysteme verwendet. Sie hat eine Auflösung von 640·480 Pixel (monochrom) und wurde in den Experimenten für diese Arbeit mit einer Farbtiefe von 8 Bit betrieben. Über den internen Verstärker der Kamera können verschiedenen Gain-Faktoren eingestellt werden. Der Gain-Faktor kann zwischen 1 bis 680 gewählt werden, was 0-24dB entspricht. Die Linearität der Verstärkung der Kamera wurde im experimentellen Aufbau an X2 überprüft. Bei eingeschalteter Beleuchtung in der Experimentkammer wurde die Verstärkung der Kamera systematisch verändert und die Lichtausbeute dokumentiert wobei darauf geachtet wurde, dass die Aufnahmen nicht übersteuert sind. In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis dieser Messung dargestellt. Über die so gewonnene Information über die Linearität der Verstärkung können im späteren Verlauf die unterschiedlichen Gain-Faktoren der Strahlzeiten bewertet werden.

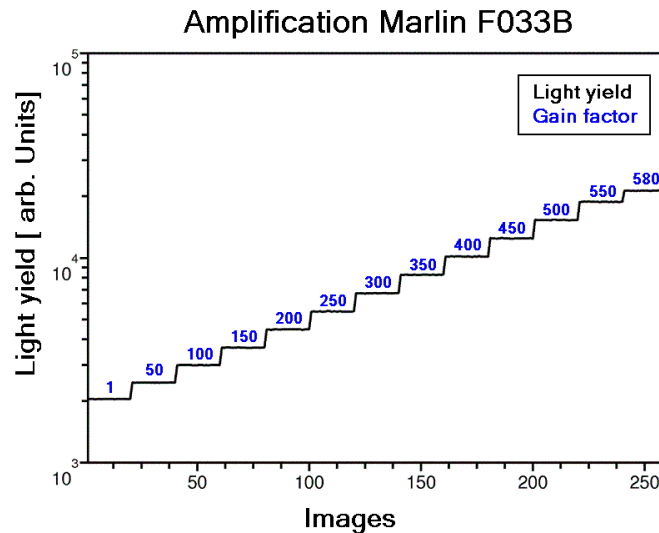


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Verstärkungsfaktor der Kamera

Der Fensterflansch, über den die Leuchtschirme aufgenommen werden, stammt von der Firma Vacom (VPZ38Q). Das verwendete Objektiv ist ein Pentax B2514ER und verfügt über eine Blende, die ferngesteuert werden kann. Durch die Blende und die Verstärkung der Kamera können die unterschiedlichen Lichtausbeuten der Materialien ausgeglichen werden. Sowohl der Fensterflansch als auch das Objektiv sind von ihrer spektralen Transmission auf die Empfindlichkeit der Kamera abgestimmt. Für die Aufnahme der Leuchtflecke werden in dieser Arbeit keine spektralen Filter eingesetzt. Das untersuchbare Spektrum wird hier ausschließlich von der Empfindlichkeit der Kamera bestimmt. Die spektrale Empfindlichkeit des CCD - Chips [16] ist in der Abbildung 4.5(a) zu sehen. In dem Wellenlängenbereich von 400 bis 650 nm hat

der CCD - Chip eine Empfindlichkeit von über 60% bezogen auf das Maximum bei 500nm (dunkelgrün). Wie in Kapitel 2.2 schon angesprochen wurde, ist eine optimale Szintillator-Kamera-Kombination dann gegeben, wenn das Emissionsspektrum des Szintillators mit dem Empfindlichkeitsspektrum der Kamera übereinstimmt. In der Abbildung 4.5(b) ist das Emissionsspektrum von $CdWO_4$ aus [17] zu sehen, wobei das Emissionsmaximum mit einer senkrechten grünen Linie markiert ist. Bei $CdWO_4$ handelt es sich um einen Einkristall, der transparent fast farblos ist. In Kapite 5 wird noch genauer auf die untersuchten Szintillatoren eingegangen. Wenn man die Spektren von Abbildung 4.5(a) und (b) miteinander vergleicht sieht man, dass die Emission von $CdWO_4$ gut zu der Empfindlichkeit des CCD-Chips der Marlin F033B passt. Ähnlich sieht es auch für die Szintillatoren BGO und YAG aus, deren Emissionsmaxima ebenfalls in Abbildung 4.5(a) eingezeichnet sind.

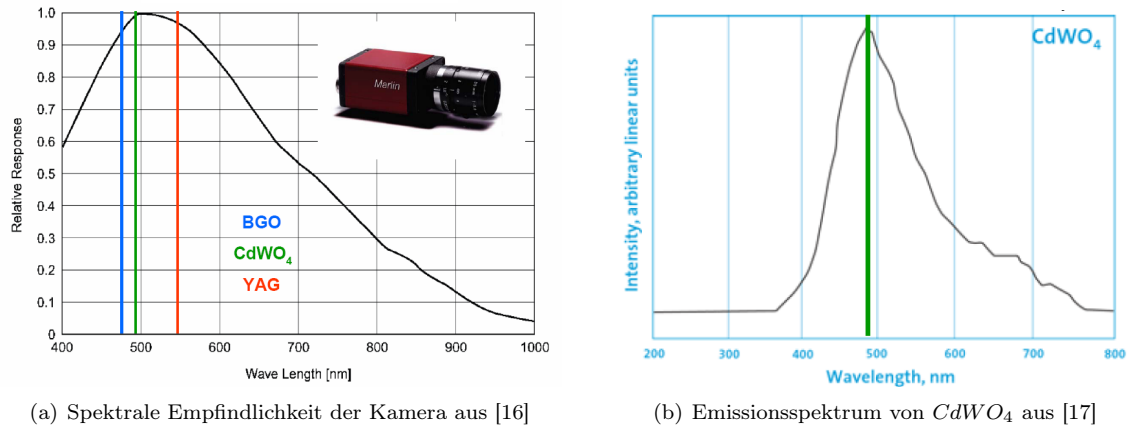


Abbildung 4.5: Spektrale Empfindlichkeit der Kamera und Beispiel für Emissionsspektrum

Die Einstellung der Kamera erfolgt über ein spezielles Target, auf dem ein Muster mit bekannten Abständen zu sehen ist. In Abbildung 4.6 kann man diesen Schritt sehen. Das Target hat 30mm im Durchmesser und trägt Muster in der Größe 1cm (große Vierecke), 1mm (Karomuster) und 0,1mm (hier graue Streifen), die aber bei der hier abgedruckten Bildqualität nur schlecht zu sehen sind. Zuerst wird auf die Mitte des Targets scharf gestellt. Um das gesamte Target scharf abzubilden, muss die Blende so weit geschlossen werden, bis die (hier) grauen Streifen von oben bis unten gleichmäßig zu erkennen sind. Diese Blendeneinstellung darf nicht unterschritten werden. Mit der hier gewählten Kamera-Objektiv-Kombination ergibt sich eine Auflösung von ca. 10 Pixel/mm. Zum Vergleich, das Profiltgitter, welches 20cm vor den Targets eingebaut ist, hat einen Drahtabstand von 1,5mm.

Da sich wegen der Strahlenbelastung während des Experiments keine Personen am Strahlzweig X2 aufhalten dürfen, müssen alle Einstellungen fernsteuerbar sein. Die Steuerung der Kamera erfolgt über einen PC am Messplatz von X2. Die Steuerung

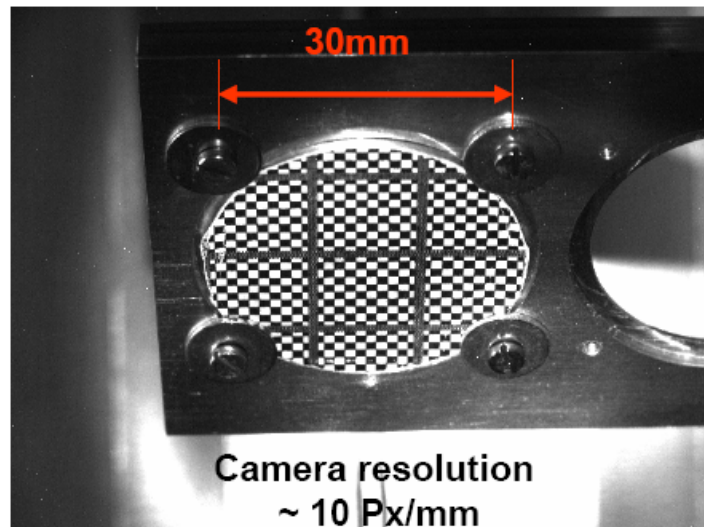
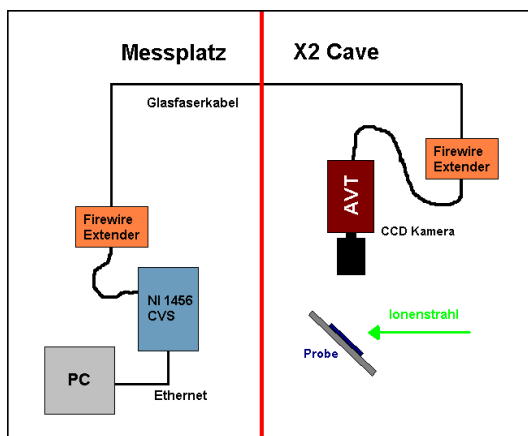
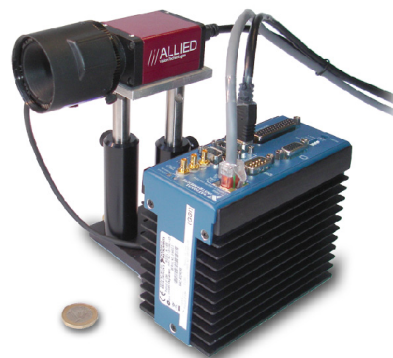


Abbildung 4.6: Aufnahme einer Teststruktur zur Bestimmung der Ortsauflösung der Kamera

des Schrittmotorantriebs, der die Targetleiter bewegt, erfolgt über einen separaten 19-Zoll-Einschub. Das „User interface“ zur Steuerung der Kamera erlaubt das Einstellen der Blende, der Belichtungszeit, der Verstärkung und die Triggeroptionen, sowie verschiedener anderer Einstellungen. Des Weiteren werden wichtige Informationen direkt auf dem Interface dargestellt. Dazu gehören Informationen wie die Anzahl der überstrahlten Pixel. Ein übersteuertes Pixel hat bei 8 Bit einen Wert von 256 und damit keinen Informationsgehalt mehr. Wenn Pixel übersteuert sind, muss die Blende weiter geschlossen werden.



(a) Datenübertragung der Bilder



(b) Kamera (AVT Marlin F033B) mit Objektiv (Pentax B2514ER) und Datenakquisitionssystem (NI 1456 CVS) Bild: Rainer Haseitl

Abbildung 4.7: Transport der Bilddaten und Kamera mit DAQ-System

Das Transportschema der Bilddaten ist in Abbildung 4.7(a) angedeutet, wobei die senkrechte, rote Linie die Trennung vom Messplatz und dem Experiment verdeutlicht. Die Bilddaten der Kamera werden mit einem Glasfaserkabel zum ca. 50m entfernten Messplatz übertragen.

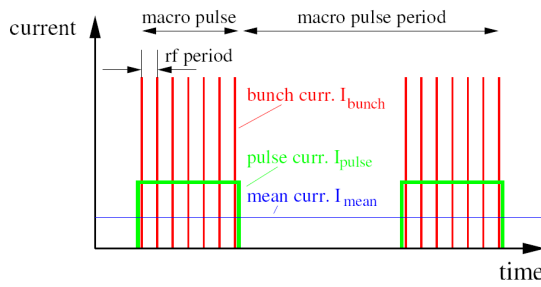
Die Kamera mit Objektiv und Datenakquisitionssystem (NI 1456 CVS) sind in Abbildung 4.7(b) zu sehen. Das **Compact Vision System** (CVS) von National Instruments, arbeitet mit einem Real-Time-LabView. Alle Bildoperationen, wie die Berechnung der Projektionen oder des Histogramms, bzw. unter Umständen nötige Drehungen oder Entzerrungen der Bilder, werden von dem CVS-System durchgeführt. Für die Auswertung der Bilddaten werden die Projektionen des CVS - Systems allerdings nicht verwendet.

4.3 Zeitstruktur des UNILAC's

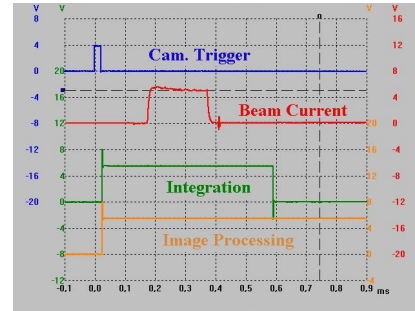
Um Bilder von einem Leuchtfleck zu machen, welcher vom Ionenstrahl erzeugt wird, muss man den zeitlichen Ablauf des Ionenstrahls kennen. Ohne sich mit der Ionenoptik und der Beschleunigerphysik zu beschäftigen, wird hier nur auf den zeitlichen Verlauf des Ionenstrahls eingegangen. Dafür startet man mit der Betrachtung bei den Ionenquellen. Der aus den Ionenquellen extrahierten Ionenstrahl kann man sich wie eine lange Teilchenwolke vorstellen, die nur dann unterbrochen wird wenn das Plasma der Ionenquelle nicht mehr brennt. Um die in den Ionenquellen umgesetzte thermische Leistung nicht unnötig groß werden zu lassen, werden die Ionenquellen der GSI bis auf wenige Ausnahmen gepulst betrieben. Das Plasma der Ionenquelle wird gezündet, brennt für eine kurze Zeit und wird dann wieder gelöscht. In der Zeit in welcher das Quellenplasma brennt, kann ein Ionenstrahl aus dem Plasma extrahiert werden.

Für eine Beschleunigerstruktur wie den UNILAC der GSI ist es nötig diesen Gleichstrom in „beschleunigergerechte“ Portionen zurechtzuschneiden. Dafür werden aus dem gleichförmigen Strahl Teile durch den Chopper herausgeschnitten. Der Chopper ist nichts anderes als ein großer Plattenkondensator, der durch ein sehr großes E-Feld die unerwünschten Teile des Ionenstrahls auf einen Beam-dump ablenkt. In Abbildung 4.8(a) ist ein so modifizierter Ionenstrahl dargestellt. Die Pulse der Ionenquelle werden vom Chopper zu Makropulsen geformt, die in Abbildung 4.8(a) in grün dargestellt sind. Die Makropulse, die einige Millisekunden lang sein können, werden durch die erste Beschleunigerstufe (RFQ) zu den Bunchen (rot) geformt, die eine zeitliche Ausdehnung von einigen Nanosekunden haben. Die Makropulse können mit einer maximalen Frequenz von 50 Hz erzeugt werden, bei hohen Ionenströmen kann die Wiederholrate auf 5 Hz abgesenkt werden.

Das Nachleuchten vieler Szintillatoren, wie man sie aus dem Alltag von Leuchtstoffröhren kennt, ist zu lang um die einzelnen Bunche sehen zu könne. Abgesehen von der sehr kurzen Zeit von einigen Nanosekunden, ist die erzeugte Lichtmenge durch



(a) Zeitstruktur des Makropulses [10]



(b) Zeitstruktur der Aufnahme der Bilddaten

Abbildung 4.8: Zeitstruktur des Makropulses und der Aufnahme der Bilddaten

einen einzelnen Bunch sehr gering. Deshalb wird die Lichtmenge der einzelnen Bunche über den gesamten Makropuls integriert. Die zu betrachtenden Leuchtflecke haben damit eine zeitliche Dauer von bis zu einigen Millisekunden (Makropulslänge) und eine Wiederholungsrate von bis zu 50 Hz. Das CVS - System kann allerdings nicht mit einer Wiederholrate von 50 Hz arbeiten. Die Bilddaten können mit maximal 15 Hz abgespeichert werden. Für das Aufnehmen der Bilder von den Leuchtflecken auf den Szintillatoren muß man sich also an genaue Zeitfenster halten. Um die Digitalkamera anzusteuern benötigen man damit ein Signal, welches kurz bevor der Ionenstrahl auf den Leuchtschirm trifft die Belichtungszeit startet.

Da diese Signale für alle Beschleunigerabschnitte, Messeinrichtungen, Experimente und vieles Andere benötigt werden, gibt es eine Pulszentrale. Die Pulszentrale verschickt einzelne Datenwörter an die verschiedenen Abschnitte der Strahlführung (Beamline). Bei dem Versenden der Datenwörter ist die Laufzeit des Signals zum Empfänger an der Beamline nicht mit eingerechnet. Diese Datenwörter bilden das Timing für Messeinrichtungen, Experimente und alle anderen zeitabhängigen Einrichtungen in der GSI. Diese Datenwörter werden von Decodern empfangen und entschlüsselt. Innerhalb dieser Datenwörter werden unter anderem verschiedene Zeitpunkte, die Events, codiert mitgeschickt. Basierend auf diesen mit Zahlen codierten Zeitpunkten kann man zum Beispiel die Kamera zum Aufnehmen der Leuchtflecke auf den Szintillatoren, vor dem Eintreffen des Ionenstrahls, ansteuern. Die zeitliche Auflösung der Events bezogen auf den Ionenstrahl, liegt innerhalb einer Mikrosekunde.

Die zeitliche Abfolge für die Aufnahme der Bilddaten ist in Abbildung 4.8(b) dargestellt. In blau ist der TTL-Startpuls für die Belichtungszeit der Kamera (grün) zu sehen. Der Startpuls wird von einem der eben diskutierten Events ausgelöst. Die Belichtungszeit (grün) der Kamera wird so gewählt, dass der gesamte Makropuls (rot) aufgenommen wird. Da das zeitliche Verhalten der Szintillation bei den verschiedenen Materialien unterschiedlich sein kann, ist es wichtig, dass die Integrationszeit (grün) für alle Materialien gleich lang ist und bezogen auf den Ionenstrahl, zur selben Zeit

startet. Nur so ist es möglich, eine Aussage über die Materialien relativ zueinander zu treffen. In der Abbildung 4.8(b) ist auch die Verarbeitungszeit der Bilder in der Kamera (gelb) zu sehen. Das Auslesen des CCD - Chips und die Verarbeitung der Bilder in der Kamera dauert ca. 30ms.

4.4 Auswertung der Bilddaten

Die von dem CVS - System verarbeiteten und auf dem PC gespeicherten Bilder werden nach dem Experiment „offline“ ausgewertet. Die einzelnen Bildserien (Sequenzen) für jedes Material, werden in separaten Ordnern abgespeichert, wobei die Bilder in einer Sequenz durchgehend nummeriert sind (angefangen bei 0.bmp). Jedes Bild ist dabei die Aufnahme eines Leuchtflecks, welcher von einem einzelnen Makropuls erzeugt wurde. Die Auswertung der Sequenzen und der Vergleich der verschiedenen Materialien miteinander, wird mit einem Programm auf der Basis von **Scientific laboratory** (SciLab) durchgeführt. SciLab ist in seiner Programmierumgebung dem bekannteren MatLab ähnlich, mit dem Unterschied das SciLab eine Freeware ist.

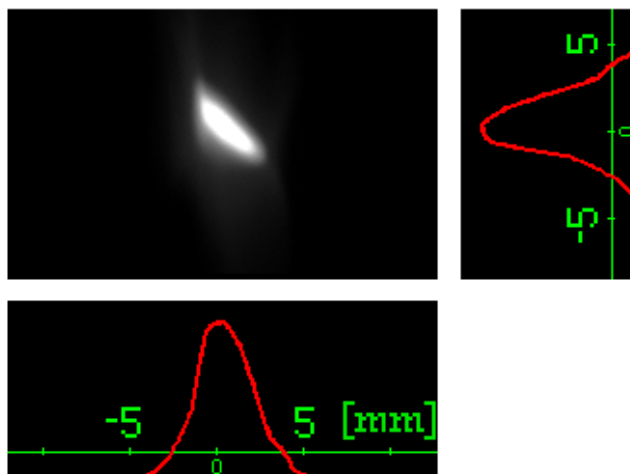


Abbildung 4.9: Leuchtfleck mit horizontaler und vertikaler Projektion

4.4.1 Projektionen

Der Vergleich der Abbildungsqualitäten der verschiedenen Materialien geschieht über die Projektion der Intensitätsverteilung des Leuchtflecks auf die horizontale und die vertikale Strahlachse. Die horizontale X- und die vertikale Y-Projektion werden auch als X- oder Y-Profil bezeichnet. Die Bilder der Leuchtflecke liegen in SciLab als 2D-Matrix vor, mit Elementwerten von 1 bis 256 (8 Bit). Die Projektion auf die horizontale X-Achse wird durch die Mittelwerte der Pixel in einer Spalte der Bildmatrix erstellt. Die Mittelwerte werden dann über die Breite aufgetragen (Abbildung 4.9(unten)).

Die vertikale Y-Projektion wird über die Mittelwerte der Reihen der Bildmatrix erstellt, die dann über die Höhe aufgetragen werden (Abbildung 4.9(rechts)). Von den Projektionen einer Sequenz werden dann μ (Schwerpunkt), σ (Standardabweichung), γ (Schiefe) und die κ (Gepeakedheit) berechnet und mit denen von anderen Sequenzen verglichen. Im Kapitel 2.5 wird näher auf die zentralen Momente einer Verteilung eingegangen.

4.4.2 Untergrund der Bilddaten

Ein Untergrundrauschen kann zum Beispiel durch Streulicht in der Kammer, oder durch Strahlung auf dem CCD - Chip verursacht werden. Für das Auge ist der Hintergrund im Bild nicht wahrnehmbar, stellt sich aber als überaus störend in den Momenten der Intensitätsverteilung dar. Bei der Berechnung von σ (Standardabweichung) führt zum Beispiel auch ein kleiner Wert von w_i in einem großen Abstand zum Schwerpunkt μ der Intensitätsverteilung, zu einem großen Beitrag in σ . In der unten stehenden Formel 4.1 ist dieser Zusammenhang für σ durch den quadratischen „Hebel“ $(x_i - \mu)^2$ ersichtlich. Betrachtet man dazu die Abbildung 4.10 kann man sich leicht vorstellen, dass ein möglicher Streulichtfleck am Rand des Bildes, stark in die Berechnung von σ eingehen würde. Es ist daher nötig die störenden Einflüsse durch den Untergrund zu minimieren, da sie großen Einfluss auf die Momente der Verteilungsfunktion w_i haben.

$$\sigma = \left(\frac{\sum_i w_i \cdot (x_i - \mu)^2}{W} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{mit } W = \sum_i w_i \text{ (Normierung)} \quad (4.1)$$

Da der Ionenstrahl nur selten als gaußförmig angenommen werden kann, ist ein Abzug des Untergrunds auf mathematischer Basis fehleranfällig. Es kann nicht klar sein welcher Teil der Projektion zum eigentlichen Strahlprofil gehört, auch weil der Untergrund keine Symmetrieeigenschaften besitzt. Methoden die einen linearen oder Untergrund höherer Ordnung annehmen, können deshalb hier nur schwer umgesetzt werden. Es ist daher sinnvoll, Methoden zur Reduzierung des Untergrunds einzusetzen, bei denen keine „Erwartung“ an das Strahlprofil gestellt wird. Ein erfolgreicher Ansatz für dieses Problem liegt in dem Argument, dass nur der Teil des Bildes, in dem auch der Szintillator ist, von Interesse für die Auswertung ist. Es wird also eine **Region of interest (ROI)** definiert.

Speziell bei transparenten Szintillatoren ist eine ROI nötig, da sie durch den Lichttransport im Szintillatormaterial einen leuchtenden Rand aufweisen. In Abbildung 4.10 ist die Auswahl eine ROI bei einem Glas - Szintillator verdeutlicht. Dadurch dass ein großer Teil des Bildes jetzt nicht mehr bei der Auswertung berücksichtigt wird, kommt es zu keinem nennenswerten Untergrund mehr. Da bei allen Bildern einer Strahlzeit der Leuchtfleck am gleichen Platz ist, wird für alle Sequenzen die gleiche ROI verwendet. Dadurch, dass selbst kleine Werte der Funktion w_i in den höheren Momenten, einen

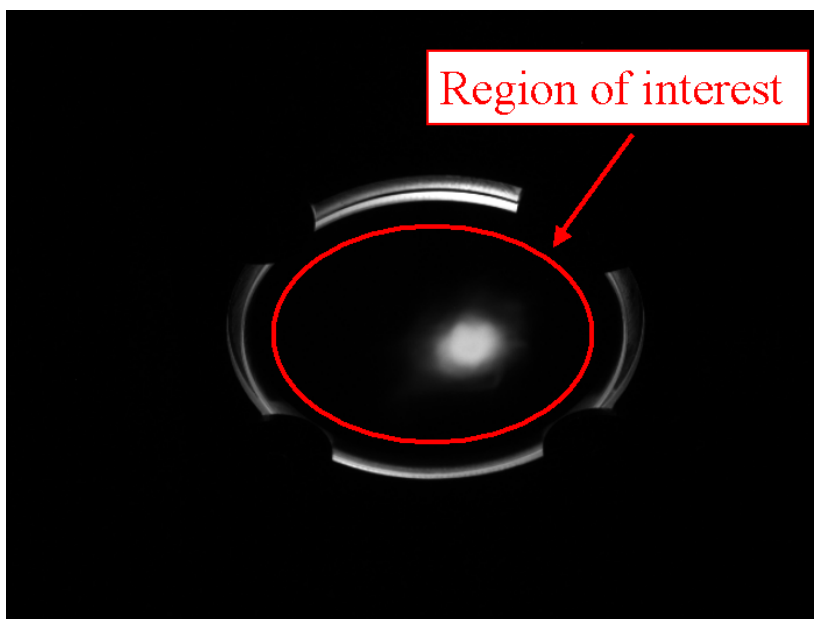


Abbildung 4.10: „Region of interest“ bei einem Glas - Szintillator

großen Beitrag leisten, ist die Verwendung von ein und derselben ROI wichtig. Hier wird auch deutlich, warum man zwei verschiedene Strahlzeiten nur sehr schwer miteinander vergleichen kann. Selbst kleine Änderungen in der Strahlintensitätsverteilung können einen großen Einfluss auf die höheren Momente der Verteilung haben.

4.4.3 Struktur des Programms

Um die Struktur des SciLab Programms im Anhang besser verstehen zu können, ist hier die Hauptstruktur des Programms dargestellt. Wie es bei dem Programmieren von größeren Programmen üblich ist, werden Schleifeninhalte eingerückt dargestellt. Das Programm verfügt noch über verschiedene Subroutinen, die den Umgang erleichtern, bzw. verschiedene eventuell auftretende Probleme lösen. Dazu gehört das Überspringen von Nomenklaturlücken oder das Erkennen von Stromschwankungen des Ionenstrahls, die dementsprechend nicht zu berücksichtigen sind. Weiter wurde das Programm darauf optimiert auch Datensätze von über 26GB über Nacht stabil bearbeiten zu können. Zusätzlich zu dem Programm SciLab wird die Imagetoolbox SIP benötigt. Das Programm ermöglicht einen Vergleich von verschiedenen Sequenzen, die in separaten Ordnern abgelegt sind. Die Blendenzahl, sowie die eingestellte Verstärkung der Kamera, können für jede Sequenz einzeln gewählt werden. Die Ausgabe erfolgt in einen voreingestellten Ordner, in dem sowohl die Daten (Lichtausbeute, Sigma, Skewness, Kurtosis), als auch die Grafiken gespeichert werden. Im Quelltext des Programms wurde nicht an Kommentaren gespart, um für ein besseres Verständnis zu sorgen.

- Definition welche Sequenzen miteinander zu vergleichen sind.
- Abfrage ob die X- oder die Y-Projektion gerechnet werden soll
- Abfrage ob alle Profile abgespeichert werden sollen
 - Für jede Sequenz
 - * Überprüfung ob eine ROI benötigt wird, wenn ja → Abfrage ROI
 - * Für alle Bilder einer Sequenz
 - Wenn gewünscht ROI anwenden
 - Überprüfung: Bild schwarz, überstrahlt, Stromschwankung, Nomenklaturlücke
 - X- oder Y-Profil werden berechnet
 - Berechnung der Lichtausbeute $W = \sum_i w_i$ (Lichtausbeute)
 - Berechnung des Schwerpunkts μ (von Profil)
 - Berechnung von σ (Standardabweichung) (von Profil)
 - Berechnung der Skewness (von Profil)
 - Berechnung der Kurtosis (von Profil)
 - Profil wird geplottet
 - Profil wird abgespeichert wenn vorher gewünscht
 - * Ende eines Bildes
 - * Plotten der Kurven für Lichtausbeute, Sigma, Skewness und Kurtosis der Sequenz
 - * Abspeichern der Daten der Sequenz
 - Ende einer Sequenz
- Jeweils in einem Plot: (Lichtausbeute, Sigma, Skewness und Kurtosis) Vergleich der verschiedenen Sequenzen über die Messzeit
- Abspeichern der Daten

Kapitel 5

Untersuchte Materialien

Szintillatoren werden in fast allen Teilchenbeschleunigern zur Strahlprofilmessung eingesetzt. Die Einsatzgebiete der verschiedenen Szintillatoren stellen unterschiedliche Ansprüche an ihre Eigenschaften. Das Ziel bei der Auswahl des Szintillators ist, das er möglichst viele Eigenschaften besitzt, wie sie in Kapitel 2.2 diskutiert wurden. Je nach Einsatzgebiet werden unterschiedliche $\frac{dE}{dx}$ -Werte, pro Zeit und Volumenelement im Szintillator umgesetzt. Um ein Abbild des Ionenstrahls mit einer aussagekräftigen Intensitätsverteilung auf dem Szintillator zu erhalten, wird ein Szintillator mit einer entsprechenden Empfindlichkeit benötigt. Neben der Empfindlichkeit ist die Haltbarkeit der Szintillatoren ein wichtiger Punkt.

Die Ionenstrahl-Szintillator-Kombination ist maßgeblich für die mögliche Einsatzdauer des Szintillators verantwortlich. In Kapitel 6.2 wird ein erstes Beispiel für die Beschädigung eines Glas-Szintillators (*M382*) bei mittleren Strahlintensitäten gegeben. Bei der Strahlintensität in Abbildung 6.4 wird auf einem undotierten Quarzglas (*Herasil*) gerade ein gutes $\frac{\text{Signal}}{\text{Rausch}}$ -Verhältnis erreicht. Bei den selben Bedingungen wie in Abbildung 6.4, zeigt ein Ce dotiertes Quarzglas (*M382*) in Abbildung 6.5 bereits eine starke Beschädigung. Dabei hat das Ce dotierte Quarzglas eine um den Faktor $5 \cdot 10^2$ höhere Lichtausbeute als *Herasil*. Eine ähnliche Beschädigung zeigt auch ein Einkristall wie *YAG* (**Y**ttrium **A**luminium **G**ranat) bei ähnlich Strahlparametern wie in Abbildung 6.4. Stark vereinfacht könnte man sagen;“ Je höher die Lichtausbeute eines Szintillators ist, um so leichter ist es den Szintillator zu beschädigen“. Für die angestrebte Hochstromanwendung am UNILAC der GSI sind Szintillatoren nötig, die große thermische Lasten aufnehmen können. In dieser Arbeit wurden 16 Szintillatoren untersucht, die in Tabelle 5.1 aufgelistet sind.

Bei GSI gibt es bereits Erfahrung mit keramischen Szintillatoren [18]. In der vorliegenden Arbeit sollten verschiedene Keramiken von BCE Special Ceramics mit den Strahlparametern der GSI untersucht werden. Die Keramiken können hohe thermische Belastungen aufnehmen, wie sie bei Hochstrombedingungen an der GSI auftreten können. Ein Teil dieser Keramiken wurde in [19] bezüglich ihrer Szintillatorqualitäten untersucht. Da die Untersuchung der Keramiken am CERN mit $^{208}\text{Pb}^{54+}$ bei 4,2

Tabelle 5.1: Untersuchte Materialien

Typ	Material	Hersteller
Einkristall	<i>YAG : Ce, BGO, CdWO₄, CaF₂ : Eu</i>	Saint Gobain Crystals [17]
Keramik	<i>ZrO₂ (Z700-20A), ZrO₂ : Mg (Z507) BN, Al₂O₃, Al₂O₃ : Cr (Chromox) Al₂O₃ : Cr (mit Goldschicht), Si₃N₄</i>	BCE Special Ceramics
Keramik	<i>GOS</i>	Hitachi Metals
Keramik	<i>BGO undotiert</i>	G. C. Santana University of Sergipe, Brazil
Quarzglas	<i>Quarz (Herasil 102), Quarz:Ce (M382)</i>	Heraeus Quarzglas
Pulver	<i>ZnS : Ag</i>	Heidelberger Leuchtstoffwerke

MeV/u durchgeführt wurden, können die Ergebnisse nur als Anhaltspunkt für das Verhalten der Keramiken bei GSI dienen. Unter den Keramiken ist auch $Al_2O_3 : Cr$ (keramischer Rubin). Es wird häufig als Szintillator eingesetzt und wurde schon in Kapitel 2.2 kurz angesprochen. $Al_2O_3 : Cr$ war aber nicht in den Experimenten für [19] enthalten. Die Quarzgläser von Heraeus wurden vor kurzem am **R**utherford **A**ppelton **L**aboratory (RAL) in Oxford [20] untersucht, allerdings wiederum mit anderen Ionenstrahlen als bei GSI.

Das $ZnS : Ag$ - Pulver ist ebenfalls ein bekannter Szintillator der auch als P11 Anwendung findet. Bei der GSI wird das $ZnS : Ag$ - Pulver oft bei Versuchen der Biophysik eingesetzt. Das Pulver wurde mit einem Sprühkleber auf einem Aluminiumträger fixiert, der in die Vertiefungen der Targetleiter eingesetzt werden konnte. Die *BGO* Keramiken wurden an der Universität von Sergipe, Brasilien hergestellt und sind, soweit bekannt, noch nicht mit Ionenstrahlen auf ihre Abbildungsqualitäten hin untersucht worden. Gleiches gilt für die Gadoliniumoxidsulfid Keramik (*GOS*) von Hitachi Metals, welche häufig zur Detektierung von Röntgenstrahlen eingesetzt werden. Beschichtungen mit *GOS* wie $Gd_2O_2S : Tb$, dass als P43 bekannt ist, gibt es dagegen häufiger als Szintillator, sie werden in dieser Arbeit allerdings nicht untersucht. Sowohl die *BGO* als auch die *GOS* Keramik wurden ähnlich wie das $ZnS : Ag$ - Pulver auf einem Aluminiumträger fixiert, um sie auf der Targetleiter befestigen zu können. Alle anderen Proben hatten die in Abschnitt 4.1 diskutierten Abmessungen.

Bei Experimenten mit unbekanntem Szintillatoren ist es von großem Interesse auch bekannte Szintillatoren als Vergleichsobjekte in den Experimenten dabei zu haben. Aus diesem Grund wurden verschiedene, gut bekannte, Einkristalle von Saint Gobain Crystals ebenfalls mit den gleichen Bedingungen untersucht. Bei den ersten Strahlzeiten hat sich jedoch herausgestellt, dass die Einkristalle sehr schnell durch den Ionenstrahl beschädigt wurden. Die Lichtausbeute nahm von Makropuls zu Makropuls sichtbar ab und die Abbildung des Ionenstrahls wurde fehlerhaft. Deshalb wurde bei den darauf folgenden Experimenten mit hoher Strahlintensität auf Einkristalle verzichtet. Um trotzdem die Einkristalle mit den Quarzgläsern, bzw. den Keramiken vergleichen zu können, wurde sowohl bei hohen als auch bei niedrigen Strahlintensitäten *Quarz : Ce*

bestrahlt. Für die *BGO* Keramik war ebenfalls eine starke Beschädigung durch den Ionenstrahl festzustellen. Die Art der Beschädigung ähnelt der des *BGO* - Einkristalls.

Für die *ZnS : Ag*-Beschichtung war bereits bekannt, dass sie für Hochstrombedingungen ungeeignet ist. *ZnS : Ag* wurde daher nur mit geringer Strahlintensität untersucht. Die weiterführenden Experimente mit hohen und mittleren Strahlintensitäten, konzentrierten sich also auf die Keramiken und die Quarzgläser. Durch die vielfältigen Experimente bei GSI konnten die Szintillatoren mit den Ionensorten $^{12}\text{C}^{2+}$, $^{40}\text{Ar}^{10+}$, $^{64}\text{Ni}^{9+}$ und $^{238}\text{U}^{28+}$ bei einer Energie von 11,4 MeV/u (Ni auch mit 5.5 MeV/u) untersucht werden. Einen Übersicht über die verschiedenen Parameter wird in Tabelle 5.2 gegeben. Neben der Energie sind für jedes Ion die minimalen und maximalen Werte für die jeweiligen Parameter dargestellt. Wobei *ppp* für **P**articles **p**er **p**ulse, P_{peak} für die maximale Pulsleistung und P_{aver} für die mittlere Leistung steht. Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, dass in Tabell 5.2 nicht immer der maximale Strahlstrom mit der maximalen Pulslänge zu der maximalen Teilchenzahl *ppp* führt. Es soll hier lediglich der Parameterraum verdeutlicht werden.

Tabelle 5.2: Untersuchter Parameterraum

Ion	Energie [Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{12}\text{C}^{2+}$	11,4	17nA	100 μs	$5 \cdot 10^6$	1.1W	138mW
$^{40}\text{Ar}^{10+}$	11,4	30 μA - 1,4mA	100 μs - 1ms	$1,8 \cdot 10^9$ - $1 \cdot 10^{11}$	1,3kW -56,9kW	130W - 11,3W
$^{64}\text{Ni}^{9+}$	5,5 u. 11,4	4,8 μA - 17 μA	200 μs - 5ms	$6,5 \cdot 10^8$ - $2,4 \cdot 10^{10}$	183W - 677W	37mW - 2,7W
$^{238}\text{U}^{28+}$	11,4	30 μA - 2mA	75 μs - 500 μs	$8 \cdot 10^8$ - $1 \cdot 10^{11}$	2,6kW -21,7kW	870mW - 4,3W

Die Ionen geben bei diesen Bedingungen ihre gesamte kinetische Energie an die Probe ab und werden bei einer Eindingtiefe von einigen 10 μm gestoppt, siehe als Beispiel Kapitel 2.4.2 Abbildung 2.9. Die Untersuchungen zu den hohen und mittleren Strahlintensitäten wurden vorwiegend mit Argon und Nickel durchgeführt. Die empfindlicheren Einkristalle und das *ZnS : Ag* - Pulver wurden in einer Kohlenstoffstrahlzeit mit niedriger Strahlintensität untersucht, wie sie bei den Experimenten der Biophysik bei der GSI häufig vorkommen sind.

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Veränderung der Projektionen

Für die Auswahl eines geeigneten Szintillators für eine Hochstromanwendung, muss es möglich sein die Abbildungseigenschaften der unterschiedlichen Materialien quantitativ zu erfassen. Die Untersuchung der Abbildungseigenschaften der verschiedenen Materialien wird, wie schon zuvor diskutiert, anhand der Projektionen der Leuchtflecke auf den Proben durchgeführt. Aus den Projektionen werden die ersten vier zentralen Momente berechnet, wie sie schon in Kapitel 2.5 diskutiert wurden. Es stellt sich nun die Frage nach den beobachtbaren Veränderungen in den Projektionen.

Die Veränderungen in den Projektionen entstehen ausschließlich durch die vom Ionenstrahl verursachte Veränderung der Abbildungseigenschaften des Szintillators. In Abbildung 6.1 sind in (a) und (b) die X-Projektionen von zwei verschiedenen Szintillatoren aus zwei verschiedenen Strahlzeiten zu sehen. In Abbildung 6.1(a) sind die Projektionen von $ZrO_2 : Mg$ und in (b) von Al_2O_3 dargestellt. Auf der Abszisse ist die X-Koordinate und auf der Ordinate der mittlere Pixelwert einer Spalte aufgetragen (siehe Kapitel 4.4.1). Die Projektionen dokumentieren das zeitliche Verhalten des Szintillators anhand von vier Makropulsen. Die Zahl des Makropulses von dem die Projektion stammt, ist in der Kurvenfarbe in den Plot eingetragen. Die Bilder von Abbildung 6.1(a) und (b) stammen zwar aus zwei verschiedenen Strahlzeiten, hatten allerdings sehr ähnlichen Bedingungen ($40 \mu A$ $^{238}U^{28+}$ bei 11,4 MeV/u, einer Wiederholrate von 1Hz und $100 \mu s$ Pulslänge). In der Abbildung 6.1 ist ein Unterschied in der Abbildung des Ionenstrahls, auf zwei verschiedenen Szintillatoren, über die Zeit zu sehen. Da die Form des Ionenstrahls in (a) und (b) leicht unterschiedlich ist, kann hier nur die relative Änderung in der Abbildung des Ionenstrahls verglichen werden.

Für beide Materialien ist eine Abnahme der Helligkeit festzustellen, wobei auf diesen Punkt noch genauer in Kapitel 4.4.1 eingegangen wird. Solange eine aussagekräftige Intensitätsverteilung ($\frac{Signal}{Rausch}$ -Verhältnis) auf dem Szintillator erzielt werden kann, spielt die absolute Lichtausbeute nur eine untergeordnete Rolle. Wichtiger ist die Veränderung der Form der Projektion des Ionenstrahls über die Zeit der Bestrahlung,

wobei sich der Ionenstrahl während der Strahlzeit nicht messbar verändert. Durch die zentralen Momente können diese Veränderungen der Kurvenform der Projektion quantifiziert werden. Für das Al_2O_3 in Abbildung 6.1(b), steigt die Breite σ (Standardabweichung) der Projektion vom ersten Makropuls ($\sigma_1 = 1,3mm$) bis zum 60sten Makropuls ($\sigma_{60} = 1,45mm$) um 11,5%. Die Projektion verändert um das Maximum herum ihre Form, was sich auch in den höheren zentralen Momenten widerspiegelt. Die Kurtosis (Gepeakedheit) der Projektion von (b) sinkt zum Beispiel von -0,66 auf -0,88 ($\approx 25\%$). Das bedeutet die Projektion wird weniger gepeaked. Bei $ZrO_2:Mg$ in Abbildung 6.1(a) steigt die Breite dagegen nur von $\sigma = 1,78mm$ beim ersten Makropuls, auf $\sigma = 1,83mm$ beim 60sten Makropuls um 2,8%. Die Kurvenform wird dabei weniger verformt als bei Al_2O_3 . Die Kurtosis sinkt bei $ZrO_2:Mg$ von -0,50 beim ersten Makropuls auf -0,61 beim 60sten Makropuls ($\approx 18\%$). In den Projektionen von $ZrO_2:Mg$ ist auch zu sehen, dass die Änderung vom 40sten auf dem 60sten Makropuls nur sehr klein ist.

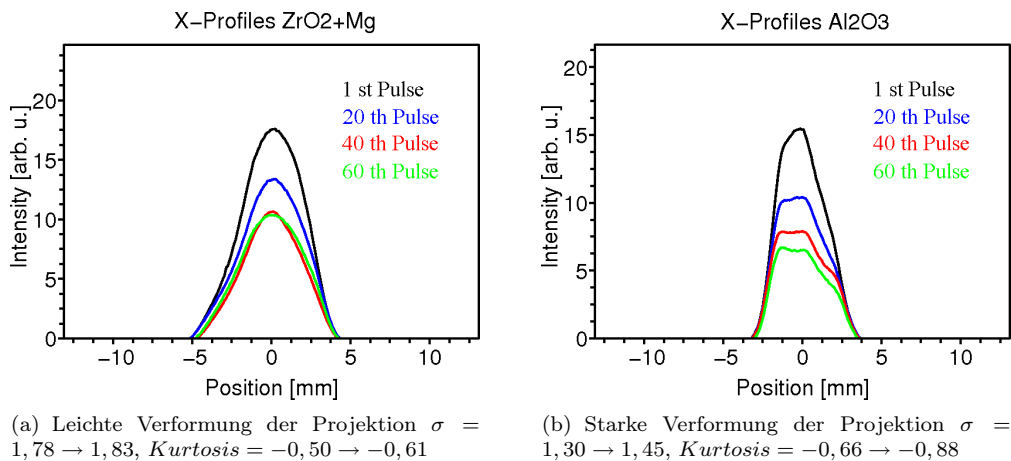


Abbildung 6.1: Beispiel für Veränderungen der Projektionen

Die in Abbildung 6.1 dokumentierte Veränderung in σ ist sehr klein verglichen mit der Auflösung von Profilmessungen. In Abbildung 6.2 sind die Messung eines Leuchtschirms (Scint. Screen, rot) mit der eines Profilmessers (Profile Grid, gelb) während einer Strahlzeit dargestellt. Das Profilmessgerät befindet sich ca. 20cm vor den Proben und ist während der Messung mit den Leuchtschirmen aus dem Ionenstrahl heraus gefahren. Der Drahtabstand des in Abbildung 6.2 dargestellten Profilmessers beträgt 1,5mm. Das Profil des Ionenstrahls wird also von dem Profilmessgerät in Abbildung 6.2 nur über 5 Drähte gemessen, ähnlich wie es auch in Abbildung 6.11 zu sehen ist. Dagegen hat die Profilmessung mit dem Leuchtschirm hier eine Auflösung von 10 Pixel/mm.

Für die tägliche Einstellung des Ionenstrahls über Leuchtschirme spielt der in Abbildung 6.1 zu sehende Unterschied in der Abbildung des Ionenstrahls keine besondere Rolle. Bei einer Emittanzmessung mit der Pepperpot Methode ergibt sich aus einer Verbreiterung der Projektion eine Überschätzung der transversalen Emittanz des Io-

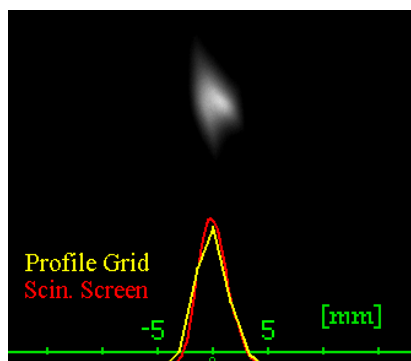


Abbildung 6.2: Vergleich der Messungen mit Leuchtschirm und Profilgitter

nenstrahls. Ein Szintillator, der für eine Pepperpot Emittanzmessung in Frage kommt, sollte daher nur eine geringe Veränderung in den Projektionen, und damit auch in den zentralen Momenten der Intensitätsverteilung, über die Ionendosis aufweisen.

6.2 Mittlere Strahlintensität

Um den Einstieg in die Ergebnisse der Experimente zu erleichtern, wenden wir uns erst den Untersuchungen mit mittleren Strahlintensitäten zu. Es treten bei den in diesem Abschnitt untersuchten Szintillatoren noch keine deutlichen Temperatureffekte auf. Für einen $^{40}\text{Ar}^{10+}$ Ionenstrahl mit einer Teilchenenergie 11.4MeV/u sind die Ergebnisse einer Strahlzeit in Abbildung 6.3 zusammengefasst. Die Materialien, die in dieser und kommenden Abbildungen miteinander verglichen werden, waren auf derselben Targetleiter montiert. Die Materialien sind dadurch unter nahezu identischen Strahlbedingungen, innerhalb von wenigen Stunden, bestrahlt worden. Die Lichtausbeuten aller abgebildeten Strahlzeiten können miteinander verglichen werden, da die Verstärkung der Kamera, sowie die jeweilige Blende bereits in den Abbildungen berücksichtigt ist.

Die Intensitätsverteilung des Ionenstrahls ist in jeder Strahlzeit einzigartig. Dadurch können die zentralen Momente aus verschiedenen Strahlzeiten, nur relativ zueinander verglichen werden. Die zentralen Momente der Intensitätsverteilung wurden in Abbildung 6.3 von der X-Projektion berechnet. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass es keinen signifikanten Unterschied in den zentralen Momenten der X- und Y-Projektion gibt. Jeder Punkt in den Kurven von Abbildung 6.3 entspricht dabei der Auswertung eines Bildes von einem einzelnen Makropuls. In Abbildung 6.3(a) ist auf der Ordinate oben die Lichtausbeute der verschiedenen Szintillatoren (Light Yield) und unten die Breite σ der Projektion über die Zeit und somit auch über die deponierte Ionendosis (Integrated Particles) dargestellt. Die Abszisse entspricht dabei 1000 Makropulsen und bei einer Wiederholrate von 1Hz somit auch 1000 Sekunden. In Abbildung 6.3(b) sind auf der Ordinate oben die Skewness und unten die Kurtosis,

der Projektion auf die horizontale X-Achse, über die gleiche Zeitachse wie in 6.3(a) zu sehen. In den einzelnen Abbildungen der Ergebnisse von einer Strahlzeit, ist die Kurvenfarbe für ein Material in Lichtausbeute, Breite, Skewness und Kurtosis gleich. Durch die begrenzte Anzahl von gut unterscheidbaren Farben, kommt es jedoch vor, dass zum Beispiel schwarz nicht in allen Abbildungen in dieser Arbeit das gleiche Material repräsentiert.

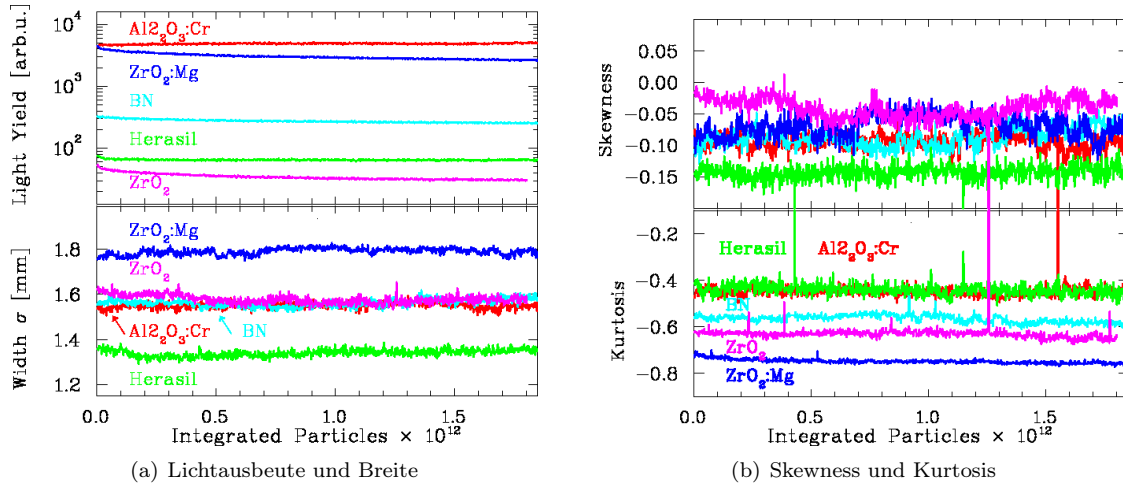


Abbildung 6.3: Momente der Intensitätsverteilungen für mittlere Strahlintensität (Strahlzeit 1)

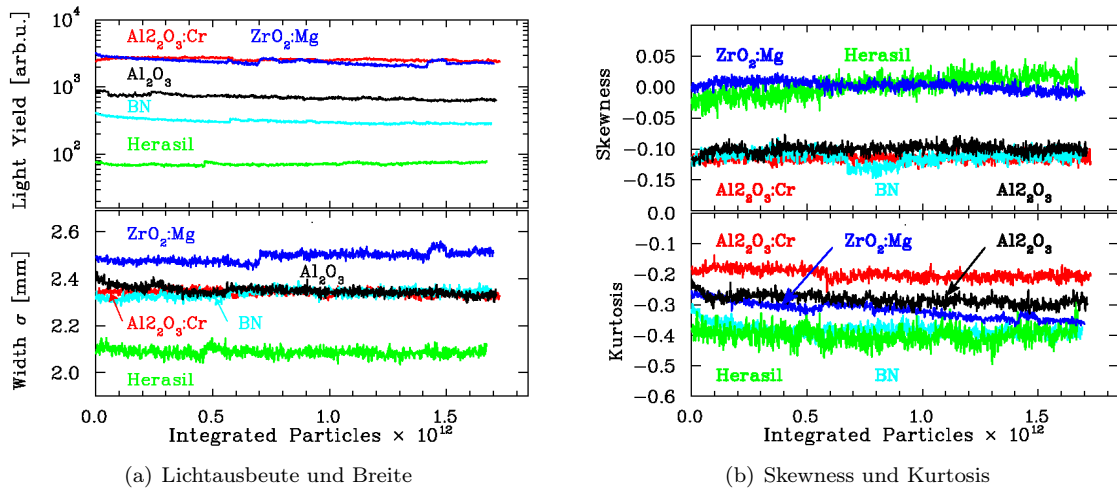


Abbildung 6.4: Momente der Intensitätsverteilungen für mittlere Strahlintensität (Strahlzeit 2)

Die Strahlparameter der Strahlzeit in Abbildung 6.3 sind in Tabelle 6.1 dargestellt, wobei die Wiederholrate 1Hz betrug. Die mittlere Leistung von 146mW führte zu einer Erwärmung der Rückseite des $ZrO_2 : Mg$ -Schirms auf $47^\circ C$. Die Oberflächentemperatur auf der Vorderseite des Schirms ist während des Pulses wesentlich höher.

Tabelle 6.1: Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 6.3, 6.4 und 6.5

Ion	Energie [Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{40}Ar^{10+}$	11,4	$30\mu A$	$100 \mu s$	$2 \cdot 10^9$	1,5kW	146mW

Die Temperatureffekte werden, wie schon zuvor erwähnt, im Abschnitt 6.6 diskutiert. Wie zu erwarten ist, haben die verschiedenen Szintillatoren eine unterschiedliche Lichtausbeute (Abbildung 6.3(a, oben)). Dabei hat der keramische Rubin $Al_2O_3 : Cr$ (Chromox) eine um zwei Größenordnungen höhere Lichtausbeute als das Zirkonoxid ZrO_2 (Z700-20A). Die Lichtausbeute ändert sich für alle Materialien über die Messzeit (deponierte Ionendosis) nur gering. Die Schwerpunkte (μ) der Projektionen unterscheiden sich nur so gering, dass sie hier nicht weiter diskutiert werden. Wesentlich interessanter ist der Vergleich der zentralen Momente σ , Skewness und Kurtosis. Da die Intensitätsverteilung des Ionenstrahls nicht in jeder Strahlzeit exakt reproduzierbar ist, sind die absoluten Werte von Breite, Skewness und Kurtosis nur von geringem Interesse.

In Abbildung 6.3 ist ersichtlich, dass die Abbildung desselben Ionenstrahls auf den fünf Materialien unterschiedlich ist. Die Projektionen (Intensitätsverteilung) der fünf Materialien haben eine unterschiedliche Form. Das σ der Projektion von Herasil ist, verglichen mit dem σ von $ZrO_2 : Mg$, um 22% schmaler. Die Projektionen von Bornitrid (BN), $Al_2O_3 : Cr$ und ZrO_2 haben annähernd das gleiche σ , unterscheiden sich jedoch in ihrer Kurtosis. Die Unterschiede in der Skewness sind relativ gering und lassen sich nur schwer interpretieren. Die unterschiedliche Kurtosis der Materialien ist ebenfalls recht schwierig zu interpretieren. Nur *Herasil* und $Al_2O_3 : Cr$ zeigen die gleiche Kurtosis. Der Grund für die Unterschiede in den Momenten der Projektionen ist noch nicht völlig verstanden. Ausgeschlossen ist eine Verbreiterung durch laterales Stragglung, da dies immer unterhalb der Auflösung der Kamera liegt. Ein Ansatz für die Erklärung der unterschiedlichen σ könnte der im Kapitel 2.6 diskutierte Effekt der Absobtion sein. Dies ist jedoch im Rahmen dieser Arbeit, aus Zeitgründen noch nicht überprüft werden.

Die in Abbildung 6.3 dargestellten Ergebnisse für die Lichtausbeute und σ , waren in mehreren Strahlzeiten reproduzierbar. Dabei werden in jeder Strahlzeit neue Proben auf der Targetleiter montiert. In Abbildung 6.4 ist eine weitere Messung mit sehr ähnlichen Strahlparametern (Tabelle 6.1) dargestellt. Durch die bereits angesprochenen Unterschiede der Strahlzeiten können hier die absoluten Werte von σ , Skewness und Kurtosis nicht verglichen werden. Die Lichtausbeute und Breite der verschiedenen Materialien, sind in Abbildung 6.4(a) und 6.3(a) nahezu identisch. Vergleicht man dagegen in Abbildung 6.3(b) und 6.4(b) die Skewness und Kurtosis, stellt man gewisse Unterschiede im Verhalten der Materialien relativ zueinander fest. Dieser Umstand ist noch nicht völlig verstanden. Ein Einfluss der Temperatur ist unwahrscheinlich, da die mittlere Szintillatortemperatur auf der Rückseite von $ZrO_2 : Mg$ $47^\circ C$ beträgt. Die Unterschiede könnten aber durch eine leicht unterschiedliche Form des Ionenstrahls in Abbildung 6.3 und 6.4 verursacht werden.

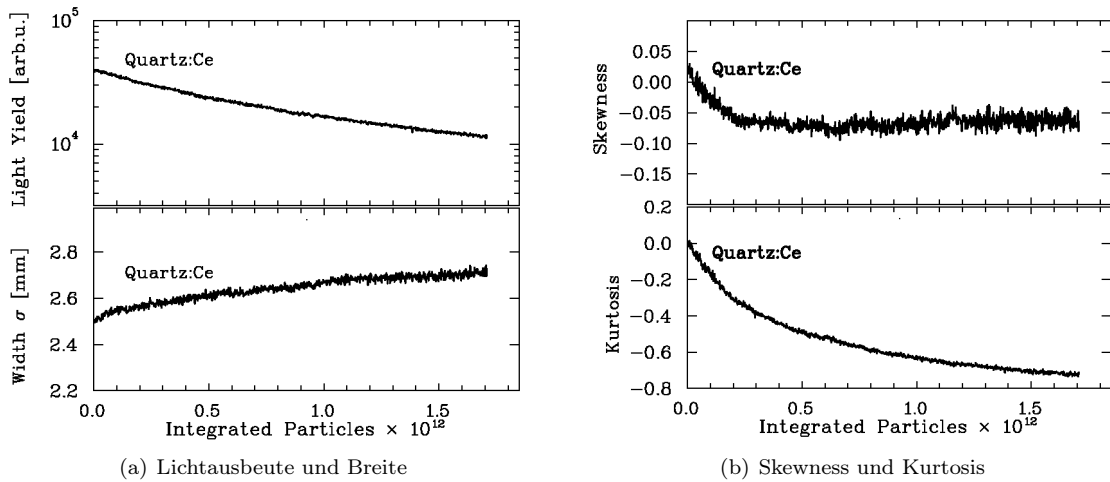


Abbildung 6.5: Starke Veränderung der Momente der Intensitätsverteilung für mittlere Strahlintensität (Strahlzeit 2) bei *Quarz : Ce*

Auch bei mittleren Strahlintensitäten (Tabelle 6.1) kann es bei verschiedenen Szintillatoren schon zu signifikanten Beschädigungen kommen. In Abbildung 6.5 sind die Ergebnisse von *Quarz : Ce* aus der Strahlzeit von Abbildung 6.4 dargestellt. Das *Quarz : Ce* hat eine um den Faktor $5 \cdot 10^2$ höhere Lichtausbeute als *Herasil*. Es ist gut zu erkennen, dass sich Lichtausbeute, σ , Skewness und Kurtosis deutlich über die Ionendosis verändern. Die Lichtausbeute in Abbildung 6.5(a) sinkt etwa um den Faktor 4 und die Breite σ der Intensitätsverteilung steigt um 28,6%. Die Skewness zeigt das die ursprünglich symmetrische Intensitätsverteilung asymmetrisch wird. Dabei zeigt die Kurtosis im gleichen Zeitraum, dass die Intensitätsverteilung, welche ursprünglich gaußförmig gepeaked ist, immer weniger gepeaked wird. Die zeitlichen Verläufe von Skewness und Kurtosis sind dabei deutlich unterschiedlich. Die Abbildung 6.5 dokumentiert eine deutliche Veränderung der Eigenschaften des Szintillators. Bei dieser irreversiblen Beschädigung kommt es allerdings zu keiner, mit dem Auge erkennbaren, optischen Veränderung in der Probe.

6.3 Hohe Strahlintensität

In der Einführung zu dieser Arbeit wurde schon die Weiterentwicklung des UNILACs und die damit verbundene Erhöhung des Strahlstroms angesprochen. Aus diesem Zusammenhang entstand auch das erneute Interesse an der Pepperpot Emittanz Messung. Für den Hochstrombetrieb des UNILACs sind Strahlströme von mehreren mA üblich. In Abbildung 6.6 ist ein Beispiel für eine Messung mit Hochstrom gegeben. Die Strahlparameter der Strahlzeit in Abbildung 6.6 sind in Tabelle 6.2 dargestellt, wobei die Wiederholrate 2,6Hz betrug. Wie schon bei den Messergebnissen zuvor sind wieder in Teil (a) die Lichtausbeute und die Breite der Projektion σ und im Teil (b) die Skewness und die Kurtosis der sechs Szintillatorproben dargestellt. Die Abszisse erstreckt sich hier über 2200 Pulse, was bei einer Wiederholrate von 2,6 Hz etwa 846 Sekunden ($\approx 14min$) entspricht. Wie bereits erwähnt besteht zwischen der Auswertung der X- und Y-Projektion kein großer Unterschied. In Abbildung 6.7 sind die Ergebnisse derselben Strahlzeit wie in Abbildung 6.6 zu sehen, hier jedoch von der Y-Projektion. Es ist deutlich zu sehen, dass sich σ , Skewness und Kurtosis von Abbildung 6.6 und 6.7 sehr ähnlich sind. Die absoluten Werte von σ , Skewness und Kurtosis in Abbildung 6.7 sind nicht mit denen aus 6.6 identisch, da der Ionenstrahl nicht immer rotationssymmetrisch ist. Die Lichtausbeute muß jedoch in Abbildung 6.6 und 6.7 identisch sein, das es keinen mathematischen Unterschied gibt.

Wie zu erwarten war, unterscheidet sich die Lichtausbeute der verschiedenen Szintillatorproben um mehrere Größenordnungen. Im Gegensatz zu den Messungen mit mittlerer Intensität in Abbildung 6.3, ist die Lichtausbeute von $ZrO_2 : Mg$ in Abbildung 6.6(a) im Verhältnis zu den anderen Materialien geringer. Bei den mittleren Strahlintensitäten in Abbildung 6.3 und 6.4 lag die Lichtausbeute von $ZrO_2 : Mg$ nahe bei der von $Al_2O_3 : Cr$. Für die vier Materialien $Quarz : Ce$, $ZrO_2 : Mg$, BN und $Herasil$ sinkt die Lichtausbeute während der Bestrahlung signifikant ab. Gleichzeitig verändert sich auch die Abbildung des Ionenstrahls auf den Szintillatoren. Für die vier genannten Materialien ist das Absinken der Lichtausbeute auch mit einer Verkleinerung von σ verbunden, wenn auch mit einer etwas unterschiedlichen Zeitkonstante. Der Unterschied in σ zwischen den verschiedenen Materialien ist wesentlich größer als bei mittleren Intensitäten und kann zwischen $Al_2O_3 : Cr$ und $Herasil$ sogar den Faktor 2 annehmen.

Aufgrund der Vermutung, dass die Lichtausbeute mit der Szintillatortemperatur korreliert, wurde eine Pause von 3 Minuten bei etwa $\frac{1}{3}$ ($15 \cdot 10^{12}$ Particles) der Bestrahlungszeit eingefügt, um den Szintillator abkühlen zu lassen. Zur Zeit der Messung in Abbildung 6.6 konnte die Temperatur von einem der Schirme noch nicht gemessen werden. Für vergleichbare Strahlparameter wurde aber die Temperatur auf der Rückseite von $ZrO_2 : Mg$ gemessen. Hier führte eine mittlere Leistung von $P_{aver} = 2,3W$ zu einer mittleren Temperatur von $240^\circ C$. In der Messung von Abbildung 6.6 lag die mittlere Leistung allerdings bei $P_{aver} = 3,8W$, was auf eine höhere Temperatur als $240^\circ C$ auf der Rückseite von $ZrO_2 : Mg$ schließen lässt.

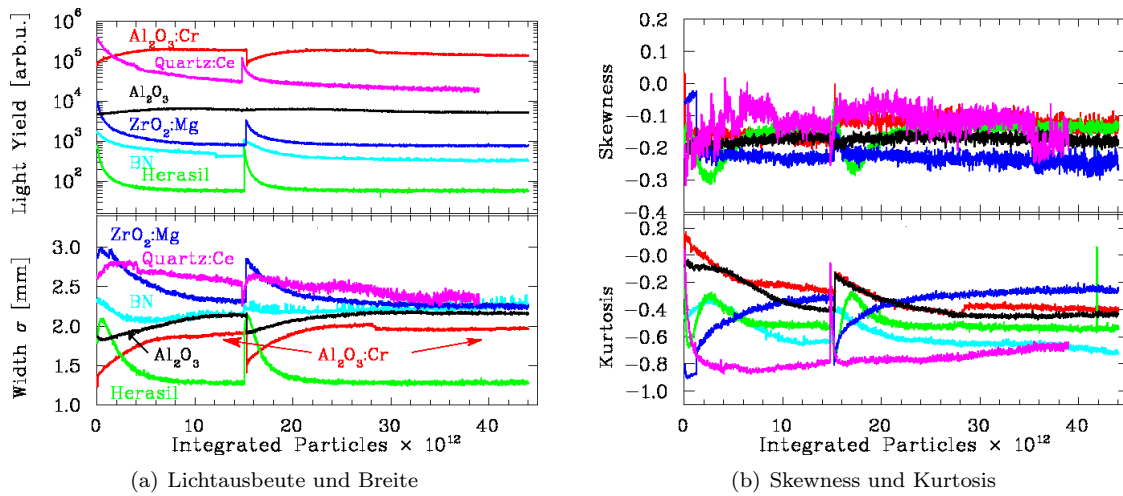


Abbildung 6.6: Momente der Intensitätsverteilungen für hohe Strahlintensität (X-Projektion)

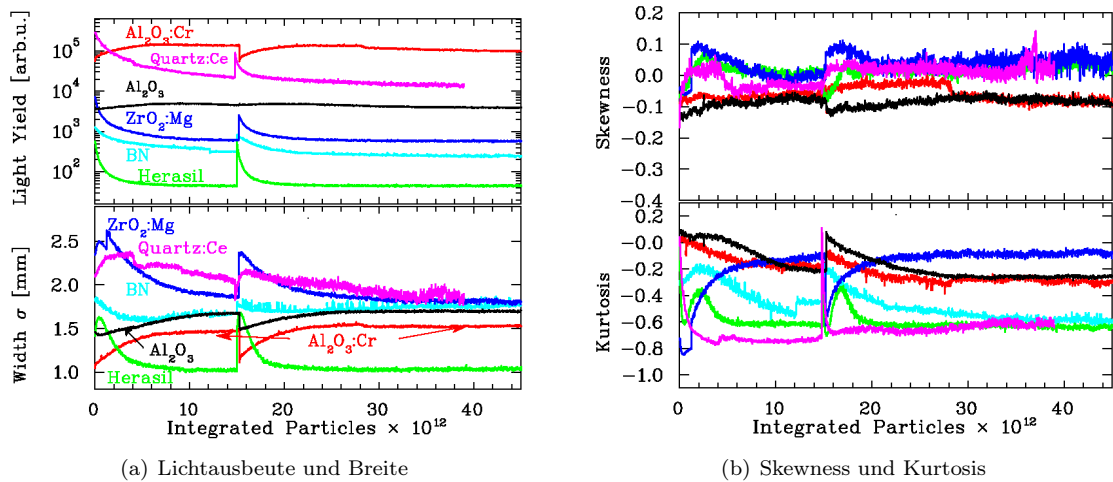


Abbildung 6.7: Momente der Intensitätsverteilungen für hohe Strahlintensität (Y-Projektion)

Bei *Herasil* und *ZrO₂:Mg* zeigt sich durch die Pause ein reproduzierbares Verhalten, verglichen mit dem Start der Bestrahlung. Sowohl *Herasil* als auch *ZrO₂:Mg* erreichen ihre Beharrungswerte, die mit der Gleichgewichtstemperatur des Szintillators assoziiert werden. Für *BN* stellt sich eine permanente Beschädigung ein, die möglicherweise mit der Oberflächenmodifikation korreliert. Die Oberflächenmodifikationen werden im Abschnitt 6.5 genauer diskutiert. Bei dem *Quarz : Ce* stellt sich ebenfalls eine bleibende Veränderung ein, wie auch schon bei den mittleren Strahlintensitäten (Abbildung 6.5). Im Gegensatz zum *BN* kann man bei *Quarz:Ce* keine optische Veränderung mit dem Auge erkennen, es sei denn es kommt zu thermisch bedingten Rissen im Glas. Für *Al₂O₃* ist keine Veränderung in der Lichtausbeute zu erkennen, wohingegen

Tabelle 6.2: Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 6.6 und 6.7

Ion	Energie[Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{40}Ar^{10+}$	11,4	300 μ A	100 μ s	$2 \cdot 10^{10}$	14,6kW	3,8W

$Al_2O_3 : Cr$ sogar eine Steigerung in der Lichtausbeute zeigt, was sehr wahrscheinlich auf die Temperaturveränderung zurückgeführt werden kann. Sowohl Al_2O_3 als auch $Al_2O_3 : Cr$ zeigen jedoch eine Verbreiterung in ihrer Abbildung des Ionenstrahls. In ihrem Schwerpunkt μ , sowie in der Skewness unterscheiden sich die Materialien nur gering. Die Kurtosis ist bei hohen Strahlintensitäten nur schwer zu interpretieren da eine Vielzahl von Effekten beteiligt sein kann. Speziell bei *Herasil* zeigt die Kurtosis ein komplexes Verhalten. Gegenwärtig wird noch an einem Modell zur Erklärung der beobachteten Effekte gearbeitet. Da *Quarz:Ce* und *BN* eine permanente Schädigung zeigen, stellt sich die Frage, ob nicht gerade diese Materialien einen Hinweis darauf geben, was die „falschen“ Messwerte für Breite, Skewness und Kurtosis sind. Vergleicht man die Breiten (σ) in Abbildung 6.6(a), zeigt nur *Herasil* eine von *Quarz:Ce* und *BN* deutlich unterschiedliche Breite. Dadurch könnte man annehmen, dass *Herasil* die vertrauenswürdigeren Ergebnisse für die Breite liefert. Die Kurtosis von *Herasil* in Abbildung 6.6(b) stimmt aber mit der von *Quarz:Ce* und *BN* im Endwert überein. Durch den Ausschluss der Messwerte von *Quarz:Ce* und *BN* wegen deren permanenter Beschädigung, kann somit keine Übereinstimmung gefunden werden.

6.4 Niedrige Strahlintensität

Wie schon zuvor erwähnt, ist es von großem Interesse bei Experimenten mit unbekanntem Szintillatoren, die Ergebnisse mit bekannten Szintillatoren vergleichen zu können. Da aber die einkristallinen Szintillatoren für Hochstrombedingungen völlig ungeeignet sind, wurde eine Auswahl von Szintillatoren mit einer sehr geringen Strahlintensität untersucht. Weiter war unklar ob sich auch bei sehr niedrigen Intensitäten ein signifikanter Unterschied in den Abbildungen des Ionenstrahls zeigen würde. Die Einkristalle $CaF_2 : Eu$, $CdWO_4$, $YAG : Ce$ und BGO wurden zusammen mit $ZnS : Ag$ -Pulver und $Quarz : Ce$ untersucht. Das $Quarz : Ce$ wurde auch schon mit mittleren und hohen Strahlintensitäten untersucht. Der Vergleich mit unterschiedlichen Ionensorten ist allerdings schwierig. In Abbildung 6.8 sind die Ergebnisse der Untersuchung mit einem $^{12}C^{2+}$ Ionenstrahl bei 11,4MeV/u dargestellt. Die Strahlparameter der Strahlzeit in Abbildung 6.8 sind in Tabelle 6.3 dargestellt, wobei die Wiederholrate 12,6Hz betrug.

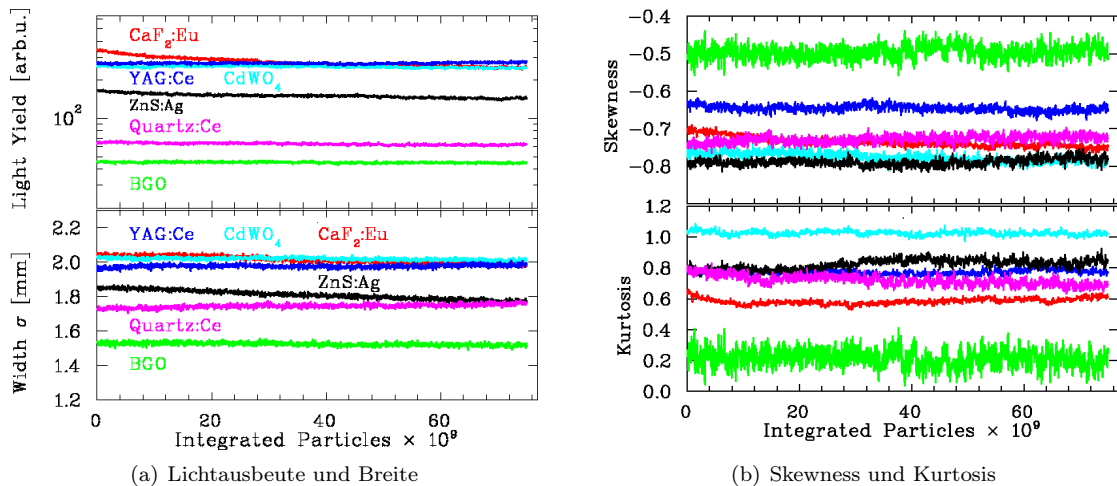


Abbildung 6.8: Momente der Intensitätsverteilungen für niedrige Strahlintensität

Tabelle 6.3: Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 6.8

Ion	Energie [MeV/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{12}C^{2+}$	11,4	17nA	100 μs	$5 \cdot 10^6$	1,1W	1,38mW

Bei diesen Bedingungen konnte wie erwartet keine Temperaturerhöhung auf der Rückseite des $ZnS : Ag$ - Trägers festgestellt werden. Auf der Abszisse ist wieder die Teilchenanzahl über die Pulszahl integriert aufgetragen, was 15000 Pulsen bzw. ca. 20 Minuten entspricht. Dabei sind 10 Pulse zu einem Messwert zusammengefasst. Nur das $ZnS : Ag$ -Pulver und der $CaF_2 : Eu$ Einkristall zeigen Anzeichen von einer Beschädigung. Bemerkenswert ist, dass selbst bei diesen niedrigen Strahlintensitäten signifikante Unterschiede in der Abbildung des Ionenstrahls feststellbar sind. Im Vergleich zu

$YAG : Ce$, $CaF_2 : Eu$ und $CdWO_4$ bildet der BGO Einkristall den Ionenstrahl um 25% schmaler ab. Auf Grund der geringen Strahlleistung von $P_{aver} = 1,38mW$, ist der Unterschied wahrscheinlich nicht temperaturbedingt. In Abbildung 6.9 sind Beispiele für die Abbildung des Ionenstrahls aus Tabelle 6.3 dargestellt. Die Oberflächenstruktur des $ZnS : Ag$ -Pulvers ist auf den Aufnahmen der Leuchtflecke (6.9, mittig) zu erkennen.

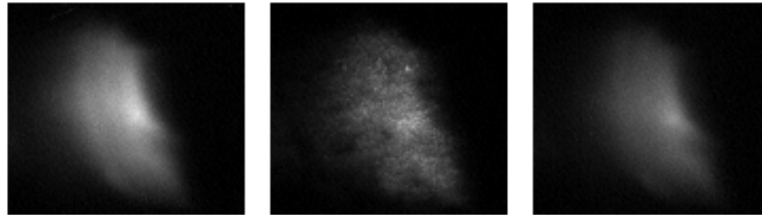
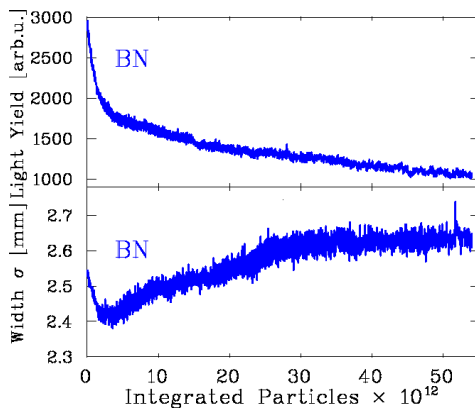


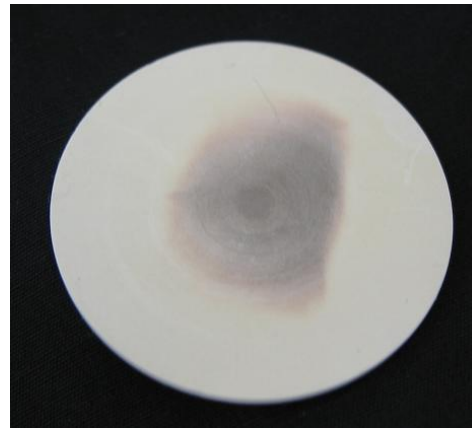
Abbildung 6.9: Abbildung der Ionenstrahls aus Tabelle 6.3 auf (von links nach rechts) $CdWO_4$, $ZnS : Ag$, YAG

6.5 Oberflächenmodifikation

In Abbildung 6.10 ist ein Beispiel für hohe Strahlintensitäten mit einem $^{40}\text{Ar}^{10+}$ Ionenstrahl bei einer Energie von 11,4MeV/u zu sehen. Die Strahlparameter der Strahlzeit in Abbildung 6.10 sind in Tabelle 6.4 dargestellt, wobei die Wiederholrate 1Hz betrug. Wie in Abbildung 6.10(a) zu sehen ist, nimmt die Lichtausbeute des *BN* Szintillators über die 1800 Pulse stark ab. Die Breite der Projektion nimmt erst kurz ab und nach einem Minimum wieder zu. Diese Verhalten in der Breite der Abbildung des Ionenstrahls ist für *BN* typisch (Vergleich Abbildung 6.6(a)). Wie es durch die Untersuchung des *BN* am CERN [19] zu erwarten war, wurde die ursprünglich weiße Oberfläche grau (siehe Abbildung 6.10(b)). Ähnliche Oberflächenmodifikationen wurden auch bei den anderen Keramiken festgestellt, wobei das $\text{ZrO}_2:\text{Mg}$ die geringsten Veränderungen zeigt.



(a) Lichtausbeute und Breite



(b) Die weiße Oberfläche wurde grau

Abbildung 6.10: Veränderung der Intensitätsverteilung, die bei *BN* möglicherweise durch Oberflächenmodifikationen verursacht wird

Tabelle 6.4: Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 6.10

Ion	Energie [Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{40}\text{Ar}^{10+}$	11,4	730 μA	100 μs	$4,4 \cdot 10^{10}$	32,2kW	3,2W

Es hat sich allerdings gezeigt, dass diese Oberflächenmodifikationen nicht direkt mit einem Einbruch in der Lichtausbeute, oder einer breiter erscheinenden Projektion korreliert. Das ZrO_2 (Z-700-20A) zeigt zum Beispiel eine sehr schnelle Schwärzung. In Abbildung 6.11 ist ein Bild von einer ZrO_2 Probe zu sehen, die von einem Makropuls geschwärzt wurde. Dabei wurde mit einem $^{238}\text{U}^{28+}$ Ionenstrahl bei 11,4 MeV/u mit nur $1 \cdot 10^9$ Teilchen in 100 μs ein Abbild von einem Profiltgitter erzielt, das ca. 20cm vor der Probe eingefahren war. Die Drähte des Profiltgitters sind als helle Linien auf der Probe zu erkennen. Die Drähte haben einen Abstand von 1,5mm und sind 0,1mm im Durch-

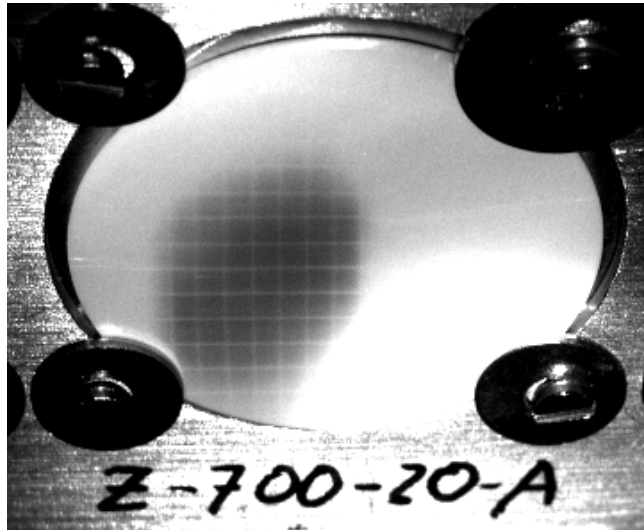


Abbildung 6.11: Oberflächenmodifikation bei ZrO_2

messer dick. Diese Schwärzung des ZrO_2 kann unter Umständen reversibel sein. Bei einer Probe von ZrO_2 konnte die Schwärzung, welche von einem $^{40}Ar^{10+}$ Ionenstrahl mit einer Energie von 11,4 MeV/u entstanden ist, durch das Aufheizen auf 250°C für vier Stunden in Luft, wieder rückgängig gemacht werden.

In Abbildung 6.12 sind zwei Bruchstücke einer Probe zu sehen, die mit einem $^{40}Ar^{10+}$ Ionenstrahl bestrahlt wurde. Das rechte Bruchstück in Abbildung 6.12 wurde, wie bereits beschrieben, im Ofen wärmebehandelt. Es ist klar zu erkennen, dass die Verfärbung durch die Wärmebehandlung, ohne erkennbare Rückstände entfernt werden konnte. Ein ähnliches Verhalten wurde schon in [19] beschrieben. Bei einer Probe, die mit einem Uran - Ionenstrahl mit ebenfalls 11,4 MeV/u bestrahlt wurde, hatte die Wärmebehandlung in der beschriebenen Form, keine sichtbare Wirkung. In Abschnitt 6.7.2 wird noch gezeigt werden, dass es auch möglich ist, die Oberflächenmodifikation mit dem Ionenstrahl selbst zu verändern, bzw. teilweise zu entfernen.



Abbildung 6.12: Oberflächenmodifikation bei ZrO_2 . Das rechte Bruchstück wurde wärmebehandelt, das linke dagegen nicht.

6.6 Temperaturabhängigkeit

Die Interpretation der Temperaturabhängigkeit der Szintillation bei den verschiedenen Materialien ist durch die Vielzahl der möglicherweise beteiligten Effekte relativ kompliziert. Die Lichtausbeute eines Szintillators kann sehr stark von der Temperatur abhängig sein, wie in [4], [5] und [11] nachzulesen ist. Für bekannte Szintillatoren wie $NaI : Ti$, BGO und $CdWO_4$ wird in [5] eine Abnahme der Lichtausbeute bei steigender Temperatur diskutiert. Nach einem Modell in [4] kann dieses Verhalten im Konfigurationskoordinatendiagramm beschrieben werden, wie es auch schon im Abschnitt 2.2 diskutiert wurde. Das angeregte Ion hat danach eine mit der Temperatur steigende Wahrscheinlichkeit über einen strahlungslosen Prozess von dem angeregten Zustand in den Grundzustand überzuwechseln. Die Begünstigung eines strahlungslosen Übergangs in den Grundzustand hat eine geringere Wahrscheinlichkeit der Emission von Photonen zur Folge.

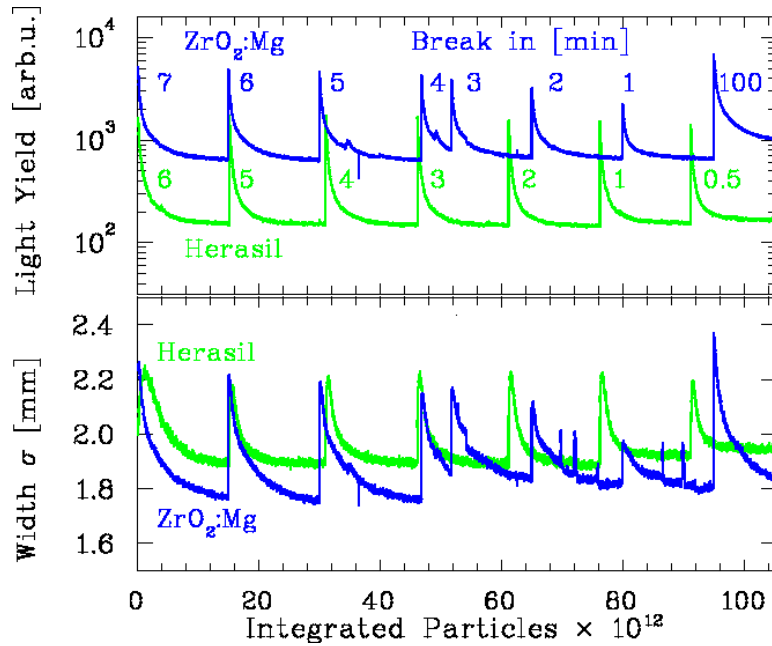


Abbildung 6.13: Veränderung Lichtausbeute und Breite der Intensitätsverteilungen bei $ZrO_2:Mg$ und $Herasil$ bei unterschiedlichen Pausen in der Bestrahlung

Tabelle 6.5: Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 6.13

Ion	Energie [MeV/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{40}Ar^{10+}$	11,4	$47\mu A$	$100\mu s$	$3 \cdot 10^{10}$	1,75kW	4,2W

In Abbildung 6.13 wurde die Temperaturabhängigkeit der Szintillation durch das Einfügen von verschiedenen Pausen untersucht, wodurch dem Material abzukühlen konnte. Die Dauer der Pause ist an den Kurven in gleicher Farbe vermerkt. Herasil und $ZrO_2 : Mg$ wurden in Abbildung 6.13 mit einem $^{40}Ar^{10+}$ - Ionenstrahl (Tabelle 6.5) untersucht. Die Wiederholrate betrug dabei 2,4Hz. Wie zu sehen ist, hat die Länge der Pause keinen Einfluss auf die Zeitkonstante der Abnahme der Lichtausbeute oder die der Abnahme von der Breite. Der Beharrungswert der Lichtausbeute und der der Breite der Projektion bleiben ebenfalls von der Länge der Pause unbeeinflusst.

Das Verhalten von Herasil und $ZrO_2 : Mg$ kann so qualitativ wie folgt beschrieben werden. Der Szintillator wird im Zentrum des Ionenstrahls wesentlich stärker aufgeheizt als an den Randbereichen. Durch den entstehenden Temperaturgradienten auf dem Szintillator, treten verschiedene Effekte auf, welche die Lichtausbeute unterschiedlich stark beeinflussen. Das Maximum der Intensitätsverteilung kann dabei stärker von dem „quenching“ der Szintillation betroffen sein als die Randbereiche des Strahlprofils. Nach einer gewissen Zeit stellt sich der Gleichgewichtszustand und somit ein konstanter Temperaturgradient auf dem Szintillator ein. Wenn der Gleichgewichtszustand erreicht ist, kommt es zu keiner weiteren Veränderung des Profils. Die untersuchten Materialien zeigen besonders bei hohen Strahlintensitäten stark unterschiedliche Eigenschaften. Dabei ist das Verhalten in der Skewness und der Kurtosis nicht einfach zu erklären. Betrachtet man zum Beispiel die Kurtosis von Herasil in Abbildung 6.6(b), ist erkennbar, dass es sich nicht um ein triviales Verhalten handelt.

Dagegen kann der Anstieg der Lichtausbeute mit steigender Temperatur, bei $Al_2O_3 : Cr$ (Abbildung 6.6(b)) über die erhöhte Wahrscheinlichkeit der Rekombination von lokalisierten Elektronen-Loch-Paaren erklärt werden. Ähnlich wie bei der Thermolumineszenz in Abbildung 2.1 können die Ladungspaare mit steigender Temperatur einfacher rekombinieren. Ein Beispiel für das Verhalten von Ladungspaaren, in Verbindung mit einer Cr-Dotierung, ist in Kapitel 2.1.4 zu finden.

Bei BN und $Quarz : Ce$ scheint jedoch die irreversible Beschädigung des Szintillators zu dominieren. Aufgrund der verschiedenen Effekte, die beteiligt sein könnten, ist es nicht erstaunlich, dass unterschiedliche Breiten bei den Projektionen auftreten. Für eine quantitative Beschreibung wird also ein Modell benötigt, in dem die Temperaturleitfähigkeit, der Emissionskoeffizient und die Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute berücksichtigt wird. Die unterschiedlichen Abbildungen des Ionenstrahls bei niedrigen Strahlintensitäten (Kapitel 6.4) sind, auf Grund der geringen Strahlleistung von $P_{aver} = 1,38mW$, wahrscheinlich nicht temperaturbedingt.

6.7 Beobachtete Effekte

In diesem Abschnitt sollen verschiedene Effekte Erwähnung finden, die aus Zeitgründen nicht systematisch untersucht wurden, aber bei dem Umgang mit Szintillatoren von Interesse sein können.

6.7.1 Erhöhung der Lichtausbeute

Bei dem undotierten Quarzglas *Herasil* wurde folgende Beobachtung gemacht: Das Quarzglas *Herasil* wurde mit einem $^{40}\text{Ar}^{10+}$ Ionenstrahl (Tabelle 6.6), der ca. 0,8cm Fußpunktsbreite hatte, bei einer Teilchenenergie von 11,4MeV/u bestrahlt. Dabei wurden $\approx 3 \cdot 10^{12}$ Ar-Ionen auf ca. $0,5\text{cm}^2$ implantiert. Bei dieser Energie liegt die mittlere Eindringtiefe der Ar-Ionen bei ca. $172\mu\text{m}$ (nach Rechnung mit SRIM). In einer darauf folgenden Strahlzeit wurde dieselbe Probe *Herasil* mit einem $^{64}\text{Ni}^{9+}$ -Ionenstrahl (Tabelle 6.7) bei einer Teilchenenergie von 5,5MeV/u bestrahlt. Diese Teilchenenergie führt zu einer mittlere Eindringtiefe der Ni-Ionen von ca. $65\mu\text{m}$ (nach Rechnung mit SRIM). Es hat sich gezeigt, dass der $^{64}\text{Ni}^{9+}$ Ionenstrahl an der mit dem $^{40}\text{Ar}^{10+}$ Ionenstrahl bestrahlten Stelle eine signifikant höhere Lichtausbeute verursacht. In Abbildung 6.14 sind die relevanten Bilder aus der $^{64}\text{Ni}^{9+}$ Strahlzeit dargestellt.

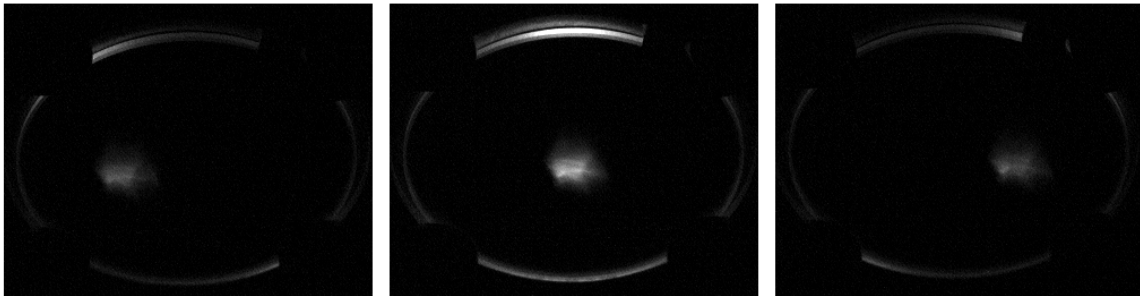


Abbildung 6.14: Unterschiedliche Lichtausbeute bei einem Ni-Ionenstrahl (Tabelle 6.7) auf *Herasil*. Die Mitte der *Herasil*-Probe wurde zuvor mit einem Ar-Ionenstrahl (Tabelle 6.6) bestrahlt.

Tabelle 6.6: Parameter des Ar-Ionenstrahls

Ion	Energie [Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{40}\text{Ar}^{10+}$	11,4	$31\mu\text{A}$	$100\mu\text{s}$	$2 \cdot 10^9$	1,46kW	146mW

Tabelle 6.7: Parameter des Ni-Ionenstrahls für Abbildung 6.14

Ion	Energie [Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{64}\text{Ni}^{9+}$	5,5	$5\mu\text{A}$	1,5ms	$5,6 \cdot 10^9$	210W	316mW

Das Glastarget wurde in Abbildung 6.14 von rechts nach links durch den

Ni-Ionenstrahl (Tabelle 6.7) gefahren. Es ist deutlich erkennbar, dass sich der *Ni*-Ionenstrahl auf dem mittleren Bild in Abbildung 6.14 heller abbildet, als rechts und links davon. An dieser Stelle, an welcher der *Ni*-Ionenstrahl eine höhere Lichtausbeute zeigt, wurde die *Herasil*-Probe zuvor mit dem *Ar*-Ionenstrahl (Tabelle 6.6) bestrahlt. Üblicherweise wird bei verschiedenen Materialien eine Beschädigung des Szintillators durch den Ionenstrahl beobachtet. Diese Beobachtung konnte aus Zeitgründen noch nicht durch eine erneute Messung überprüft werden.

6.7.2 Veränderung der Oberflächenmodifikation durch den Ionenstrahl

Im Abschnitt 6.5 wurden bereits Beispiele für Oberflächenmodifikationen auf *BN* und *ZrO₂* gegeben. Für *ZrO₂* war diese Modifizierung auch für einen bestimmten Fall reversibel. Hier konnte durch eine Wärmebehandlung an Luft die Verfärbung ohne erkennbare Rückstände entfernt werden (siehe Abbildung 6.12). In Abbildung 6.15 ist ein ähnlicher Effekt für *ZrO₂:Mg* dargestellt. Der Unterschied zu Abbildung 6.12 liegt in der Tatsache, dass hier nur der Ionenstrahl selbst (Tabelle 6.8) die Veränderung verursacht hat.

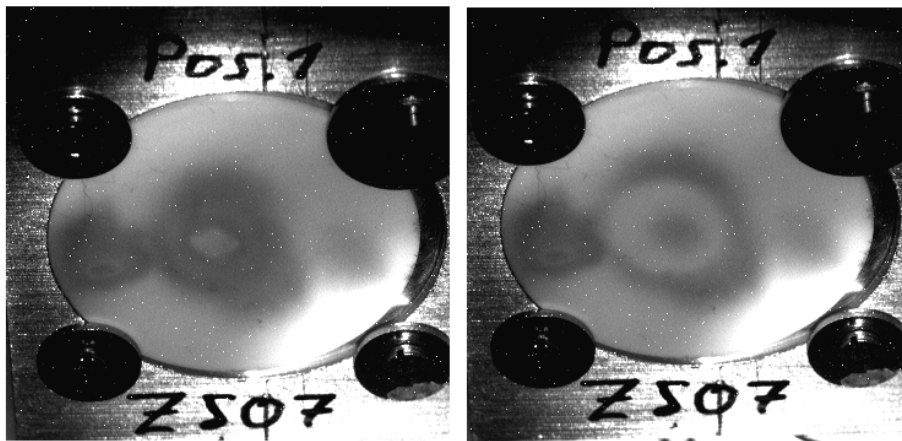


Abbildung 6.15: Veränderung der Oberflächenmodifikation bei *ZrO₂:Mg* durch den Ionenstrahl

Tabelle 6.8: Strahlparameter des Ionenstrahls für Abbildung 6.15

Ion	Energie [Mev/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{64}Ni^{9+}$	11,4	$17\mu A$	1ms	$1,2 \cdot 10^{10}$	1,4kW	2,8W

Die Veränderung der Verfärbung in der Mitte der Probe ist deutlich zu erkennen. Zum Zeitpunkt der Aufnahme in Abbildung 6.15 herrschte ein Druck von $2 \cdot 10^{-7}$ mbar in der Experimentierkammer. Es ist also keine Atmosphäre nötig, um die Verfärbung der *ZrO₂:Mg*-Probe rückgängig zu machen.

6.7.3 Einfluss einer Goldschicht bei $Al_2O_3:Cr$

Da der Einfluss der eingebrachten elektrischen Ladung auf die Eigenschaften eines Szintillators unklar ist, wurde im Rahmen der Experimente zu dieser Arbeit eine mit Gold beschichtete $Al_2O_3:Cr$ Probe untersucht. Dabei sollte untersucht werden, ob die Goldschicht einen signifikanten Einfluss auf die Beschädigung der Probe durch den Ionenstrahl hat. Die Probe wurde mit einem Uranstrahl (Tabelle 6.9) mit einer Energie von 11,4 MeV/u untersucht. Bei dieser Energie liegt die mittlere Eindringtiefe der Uranionen in $Al_2O_3:Cr$ bei etwa $65\mu\text{m}$ (nach Rechnung mit SRIM). Leider wurde aus Platzgründen in dieser Strahlzeit auf eine unbeschichtete $Al_2O_3:Cr$ Probe verzichtet. Ein direkter Vergleich zwischen einer beschichteten und einer unbeschichteten Probe aus einer Strahlzeit ist daher nicht möglich. Deshalb wurde die Strahlzeit mit der goldbeschichteten Probe mit einer anderen Strahlzeit verglichen, in der eine unbeschichtete $Al_2O_3:Cr$ Probe untersucht wurde. Wie schon zuvor erwähnt, ist ein Vergleich zwischen zwei verschiedenen Strahlzeiten jedoch fehlerbehaftet und nur qualitativ sinnvoll. Qualitativ war jedoch kein signifikanter Unterschied in der Abnahme der Lichtausbeute zwischen der goldbeschichteten und der unbeschichteten $Al_2O_3:Cr$ Probe zu erkennen. Die mit Gold beschichtete Probe zeigte allerdings nicht die von $Al_2O_3:Cr$ bekannte Oberflächenverfärbung.

Tabelle 6.9: Strahlparameter des Ionenstrahls für die Untersuchung des Einflusses einer Goldschicht

Ion	Energie [MeV/u]	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^{238}\text{U}^{28+}$	11,4	$43\mu\text{A}$	$200\mu\text{s}$	$2 \cdot 10^9$	5,1kW	2,1W

6.8 Ausblick

Auf dem momentanen Erkenntnisstand ist es nur bedingt möglich einen Szintillator vorzuschlagen der für eine Hochstromanwendung geeignet ist. Es gibt Kandidaten, welche nur geringe Beschädigungen zeigen. Hier sind vor allem ZrO_2 , $Zr_2:Mg$ und *Herasil* zu nennen. Es ist allerdings noch nicht geklärt, welcher dieser Szintillatoren den kleinsten Fehler in der Abbildung des Ionenstrahls zeigt. Des Weiteren ist ein leicht unterschiedliches Verhalten der Materialien bei den verschiedenen Ionensorten festzustellen. Mit $^{64}Ni^{9+}$ bei 5,5 MeV/u wurden zum Beispiel $Zr_2:Mg$ und $Al_2O_3:Cr$ stärker beschädigt als mit $^{40}Ar^{10+}$ bei 11,4 MeV/u. Dabei waren die Strahlintensität vergleichbar. Selbst gut bekannte Szintillatoren zeigen bei demselben Ionenstrahl unterschiedliche Strahlprofilbreiten (siehe Abbildung 6.8).

Der Vergleich der Leuchtschirmmessungen mit denen des Profilgitters ist noch recht ungenau. Zum einen durch die schlechte Auflösung der Profilgittermessung, wie sie schon in Kapitel 6.1 diskutiert wurde. Zum anderen werden die Messungen momentan nicht an der gleichen Position auf der longitudinalen Strahlachse durchgeführt (siehe Abbildung 4.2). Dadurch hat der Strahl die Möglichkeit auf der Driftstrecke seine Dichteverteilung zu ändern. Der dadurch entstehende Fehler ist noch unbekannt. Um die Frage nach einem geeigneten Szintillator für eine Hochstromanwendung beantworten zu können, müssen noch weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

Um die beobachteten Effekte in den unterschiedlichen Materialien besser verstehen zu können, müssen auch weitere Untersuchungen mit dem Ionenstrahl durchgeführt werden. Dabei sollten unter anderem die Emissionsspektren der Szintillatoren gemessen werden. Die Emissionsspektren der Keramiken und der Quarzgläser sind zum Beispiel noch unbekannt. Weiter ist unklar, ob das Emissionsspektrum der Szintillatoren von der Ionensorte, der Teilchenenergie oder der mittleren Temperatur der Szintillatoren abhängig ist. Neben den spektralen Kenngrößen sind auch die auftretenden Effekte unklar, die zu der unterschiedlichen Abbildung des Ionenstrahls auf dem Szintillator führen. Dabei können die beteiligten Effekte von Material zu Material unterschiedlich sein. Hier gilt es zu klären, wie der Lichttransport im Szintillator verläuft. Speziell bei Keramiken ist die Streuung des Szintillationslichts an Korngrenzen zu untersuchen. Unklar ist auch, ob es hierbei Abhängigkeiten, zum Beispiel von der Temperatur, gibt. Weiter muss auch die Frage nach dem „richtigen“ Strahlprofil geklärt werden. Die beiden Messmethoden Profilgitter und Leuchtschirm sind in ihrem Funktionsprinzip völlig verschieden. Hier gilt es zu zeigen, in wie weit die beiden Methoden vergleichbar sein können. Um einen aussagefähigen Vergleich von Leuchtschirm und Profilgitter durchführen zu können, sollte das Strahlprofil mit beiden Methoden an demselben Ort auf der longitudinalen Strahlachse gemessen werden.

Die in Kapitel 6.7 diskutierten Effekte sollten in weiteren Experimenten systematisch untersucht werden. Besonders interessant ist dabei der Effekt der Erhöhung der Lichtausbeute bei *Herasil*. Am UNILAC der GSI werden verschiedene Ionensorten mit unterschiedlichen Energien beschleunigt. Durch eine undefinierte Veränderung der Lichtausbeute des Szintillators kann es zu Fehlern in der Profilmessung kommen.

Literaturverzeichnis

- [1] H.H. Gutbrod (ed), FAIR Baseline Technical Report, GSI 2006
- [2] T. Hoffmann et al., Proc. Beam Instrum. Workshop AIP 546, p.432 2000
- [3] W. Barth et. al. (GSI), Persönliche Mitteilung
- [4] G. Blasse and B.C. Grabmaier: „Luminescent Materials“ , Springer Verlag , 1994
- [5] G. F. Knoll: „Radiation Detection and Measurement“ , John Wiley & Sons,Inc. , Third Edition
- [6] P. W. Atkins, Physical chemistry, 4. Auflage, Oxford University Press, Oxford 1990
- [7] C. W. Struck und W. H. Fonger, Understanding luminescence spectra and efficiency using W_p and related functions, 1991
- [8] D. DiBartolo (ed), Radiationless processes, Plenum, New York 1980
- [9] D. DiBartolo (ed), Advances in nonradiative processes in solids, Plenum, New York 1991
- [10] P. Forck: „Lecture Notes on Beam Instrumentation an Diagnostics“ , GSI , 2006
- [11] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Revised Edition, Springer Verlag, 1994
- [12] L. von Smekal, Script: Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie II, Universität Erlangen
- [13] C. B. Lange und N. Pucker: „Mathematische Methoden in der Physik“, Elsevier, 2.Auflage
- [14] Homepage von Wolfram Research, <http://mathworld.wolfram.com>
- [15] G. Zech, Script: Einführung in Statistik und Messwertanalyse für Physiker, Uni Siegen SS04
- [16] Handbuch zur Kamera, AVT Marlin F033B

- [17] Saint Gobain Crystals, <http://www.detectors.saint-gobain.com>
- [18] T. Hoffmann (GSI), Persönliche Mitteilung
- [19] T. Lefèvre: „Scintillating Screens Study For LEIR/LHC Heavy Ion Beams“
, Proceedings of DIPAC 2005
- [20] D. Faircloth, S. Jolly et al., **R**utherford **A**ppelton **L**aboratory (RAL) in
Oxford, Persönliche Mitteilung

Anhang A

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herr Prof. Dr. F. Völklein möchte ich für die Annahme der Diplomarbeit, sein stetes Interesse und die Diskussionsbereitschaft danken.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. P. Forck für die umfangreiche Betreuung bei dieser Arbeit. Er hat mir durch seine stete Diskussionsbereitschaft und sein Interesse bei der Bewältigung der verschiedensten Problemstellungen geholfen und somit maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Ich möchte dem Leiter der Strahldiagnose, Dr. M. Schwickert, für sein Interesse und die Bewilligung der Projektmittel danken, durch welche diese Arbeit außerordentlich profitiert hat.

Des Weiteren möchte ich den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Strahldiagnose, C. André, F. Becker, C. Dorn, H. Graf, R. Haseitl, T. Hoffmann, P. Kowina, K. Lang und H. Reeg, für eine angenehme und konstruktive Arbeitsatmosphäre danken. Auch allen anderen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Strahldiagnose sei an dieser Stelle ein Dank für ihre Hilfsbereitschaft ausgesprochen.

Meinen Kommilitonen möchte ich für die vielen anregenden Diskussionen und die Hilfsbereitschaft danken.

Meiner Familie möchte ich auch meine große Dankbarkeit aussprechen. Sie ermöglichte mir mein Studium und stand mir in jeder Situation zur Seite.

Abschließend möchte ich all meinen Freunden für ihr großes Verständnis und Interesse an meiner Arbeit danken.

Anhang B

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbstständig unter der Anleitung des Referenten und Koreferenten durchgeführt und nur die angegebenen Referenzen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Eiko Gütlich, Bauschheim den 16. Juni 2008

Anhang D

Übersicht Saint Gobain Crystals

Physical Properties of Common Inorganic Scintillators

Scintillator	Light yield (photons/keV)	Light output (%) of NaI(Tl) blank/prmt	Temperature coefficient of light output (%/°C) 25°C to 50°C	1/e Decay time (ns)	Wavelength of maximum emission, λ _m (nm)	Refractive index at λ _m	Thickness to stop 50% of 662 keV photons (cm)	Thermal expansion ((C) x 10 ⁻⁶)	Cleavage plane	Hardness (Moh)	Density (g/cm ³)	Hygroscopic	Comments
NaI(Tl)	38	100	-0.3	260	415	1.85	2.5	47.4	<100>	2	3.67	yes	General purpose, good energy resolution
Polycrystalline NaI(Tl)									none				Polycrystalline NaI(Tl), for extra strength
CsI(Tl)	54	45	0.01	1000	550	1.79	2	54	none	2	4.51	slightly	High Z, rugged, good match to photodiodes
CsI(Na)	41	85	-0.05	630	420	1.84	2	54	none	2	4.51	yes	High Z, rugged
Cs(pure)	2	4-6	-0.3	16	315	1.95	2	54	none	2	4.51	slightly	High Z, fast emission
BGO	8-10	20	-1.2	300	480	2.15	1	7	none	5	7.13	no	High Z, compact detector, low afterglow
BaF ₂	1.8 10	3 16	0 -1.1	0.6 - 0.8 630	220(195) 310	1.54 1.50	1.9 1.9	18.4 18.4	<111> <111>	3 3	4.88 4.88	slightly slightly	Fast component (subnanosecond) Slow component
CaF ₂ (Eu)	19	50	-0.33	940	435	1.47	2.9	19.5	<111>	4	3.18	no	Low Z, α & β detection
CdWO ₄	12-15	30-50	-0.1	14000	475	~2.3	1	10.2	<010>	4-4.5	7.9	no	High Z, low afterglow, for use with photodiodes
BrilliantCe ³⁺ 350 LaCl ₃ (Ce)	49	70-90	0.7*	28	350	~1.9	2.3	11	<100>		3.85	yes	General purpose, excellent energy resolution
BrilliantCe ³⁺ 380 LaBr ₃ (Ce)	63	165	0	16	380	~1.9	1.8	6	<100>		5.08	yes	General purpose, best energy resolution, rate of change of light output when temperature is small
Pr:Lu ₂ O ₃ 420 Lu ₂ O ₃ :SiO ₂ (Ce)	32	75	-0.28	41	420	1.81	1.1	--	none		7.1	no	Bright, high Z, fast, dense, background from ¹⁷⁶ Lu activity
ZnS(Ag)	~50	130	-0.6	110	450	2.36	--	--	--	--	4.09	no	Multicrystal, 15μ steps 5.5 MeV α (in detection with ⁶ Li)
YAG(Ce), Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (Ce)	8	15	--	70	550	1.82	2	~80	none	8.5	4.55	no	β-ray, X-ray counting, electron microscopy

The data presented are believed to be correct but are not guaranteed to be so.
Please see individual data sheets for full details

42507



www.detectors.saint-gobain.com

Abbildung D.1: Von Saint Gobain vertriebene Szintillatoren aus [17]

Anhang E

Das Programm

```

// Auswertung von Bilderserien bezüglich ihrer Helligkeitsabnahme im X-Profil und
// der dadurch auftretenden Verzerrung des X-Profiles
// Es wird auch die ImageToolBox SIP benötigt

//===== Funktionsdefinition
=====
function [skalar]=str2skal(vari)
// ----- handgeschriebene string2num für bel. Variablen -----
    skalar=0; // wird auf 0 gesetzt
    vari=str2code(vari);
    groesse=size(vari); // Anzahl der Spalten des Vektors vari
    groesse=groesse(1,1);
    exponent=groesse; // Exponent für die Berechnung
    for n=1:groesse,
        exponent=exponent-1; ,
        skalar=skalar + vari(n,1)*10^(exponent); ,
    ,end; // vari ist jetzt ein Skalar
//-----
endfunction

function [ort]=weeterspringen(pfad)
// ===== Weeterspringen von Bild zu Bild =====
//----- Eine Datei mit dem Ort pfad ist eingelesen-----

// ----- Es werden die Stellen ermittelt an denen z.B. (...0.bmp)
// ----- der Dateiname und die Endung steht
    name = basename(pfad); // Erfragen des Dateinamens
    index1 = strindex(pfad,name); // Orte an denen Name auftaucht
    s = size(index1); // Anzahl der Orte an denen Name auftaucht
    index1 = index1(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
    index2 = strindex(pfad,'.'); // Orte an denen '.' auftaucht
    s = size(index2); // Anzahl der Orte an denen '.' auftaucht
    index2 = index2(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
// ----- Es werden Dateiname und Endung vom Pfad abgetrennt
    index1 = index1 - 1; // Umbruchstelle für Zahl
    index2 = index2 - 1; // Umbruchstelle für Dateiendung
    px = strsplit(pfad,[index1 index2]) // Aufsplitten des Pfades
    zeile = vectorfind(px,name,'r') // In welcher Zeile steht der Dateiname
    zahl= str2skal(px(zeile,1)) // Umwandlung vom 'Dateinamen'(z.B '0') in Code
    zahl= zahl+1; // Erhöhen des Dateinamens um 1
    zahl= string(zahl); // wieder in 'Dateinamen' [String] umwandeln
    px(zeile,1) = strsubst(px(zeile,1),name,zahl); // Ersetzen des Dateinamens im Pfad (Spaltenvektor)
    ort = strcat(px); // Den Pfad wieder zusammensetzen ...1.bmp
//=====
endfunction

function [imageintern,pathintern,hoehintern,breiteintern,profilintern,xachseintern]= start(pathintern,maskintern,roiintern)
//----- Bild einlesen -----
// Es können auch Lücken in der Nomenklatur auftreten, solange sie kleiner als 1000 sind.
    dead = 0; // Variable für die Größe der Lücke in der Nomenklatur zwischen zwei Bildern
    fehler = 1; // Fehler im Dateinamen muß für ersten Schleifendurchlauf gesetzt sein
    while dead <= 1000 & fehler == 1, // Schleife für das Überspringen von Lücken in der Nomenklatur
        fehler = 0; // Zurücksetzen des Fehlers
        try // Pfad könnte fehlerhaft sein
            imageintern = imread(pathintern)
        catch
            fehler = 1; // Fehler im Dateinamen
            dead = dead+1; // Schleifenvar. für die Größe der Lücke in der Nomenklatur
        ,end;
        pathintern=weeterspringen(pathintern); // Weeterspringen von Bild zu Bild
        if dead == 1000 then
            error('Nomenklaturlücke >1000 oder falscher Pfad!');
            break; // Abbruch wenn 1000
        ,end;
    ,end;
//----- ROI für jedes Bild der Sequenz -----
    if roiintern == 1 then
        imageintern = imageintern.*maskintern; // Übernimmt die Maske für jedes Bilde der

```

```

,end ; // Sequenz, wenn roi=1 ist
//-----
if xprofil==1 then
// X Profil -----

//----- Bild Größe definieren-----
s = size(imageintern) ; // Größe des Bildes
hoeheintern = s(1,1) ; // Höhe des Bildes
breiteintern = s(1,2) ; // Breite des Bildes
//----- X - Profile errechnen-----
xachseintern = [1:breiteintern]; // X-Achse ohne mm Einteilung
profilintern = [1:breiteintern]; // Vektor für das X - Profil / muß für die Y - Projektion...
profilintern = sum(imageintern,'r'); // Summe der einzelnen Spalten / ...auskommendiert werden
//-----
else
//=====Wenn die Y-Projektion gerechnet werden soll
// Höhe und breite werden getauscht
s = size(imageintern) ; // Größe des Bildes
hoeheintern = s(1,2) ; // Höhe des Bildes
breiteintern = s(1,1) ; // Breite des Bildes

//----- Y - Profile errechnen-----
xachseintern = [1:breiteintern]; // X-Achse ohne mm Einteilung
profilintern=[1:breiteintern]; // Vektor für das spätere Profilintern
profilspalte = sum(imageintern,'c'); // Summe der einzelnen Spalten (reihenweise) ergibt Spaltenvektor
gr=size(profilspalte); // Größe des Vektors profilspalte
// Aus dem Spaltenvektor soll ein Zeilenvektor werden
gr=gr(1,1);
expo=gr; // Exponent für die Berechnung
for n=1:gr,
    profilintern(1,n)=profilspalte(n,1) ;
,end; // Profil ist jetzt ein Zeilenvektor
,end;
//-----
profilintern = profilintern/hoeheintern-1; // Normierung auf den Durchschnittswert -1
// Die -1 deshalb weil --> Matrixelemente des Bildes haben die Werte => 1-256
// Bei einer ROI entstehen Nullen im Profil. Durch die -1 entstehen neg. Werte
if roiintern == 1 then // Die neg. Werte werden durch 0 ersetzt
    for b=1:breiteintern
        if profilintern(1,b) < 0 then profilintern(1,b)=0 .end;
    ,end;
,end;
//-----
endfunction

//=====
=====

clc(); // clears Command Window

indir = pwd() // Aktuelles Verzeichnis erfragen
gstacksize(40000) // Global Voreinstellung: 11.000
stacksize(60000000); // Stacksize Voreinstellung: 30.000.000
lines(500); // Ganz wichtig für --> More (y or n) ? Alt! wir jetzt von ner Schleife erschlagen
sip_quiet(); // shut up!

//----- Bild Dateien-----
// Eingabeschema
// serie... = ['1' '2' '3' '4' '5' '6' '7' '8' '9']
// 1 = Pfad ink. \0.bmp
// 2 = Anzahl der Bilder im Ordner
// 3 = Anzahl der X-Profil Kurven
// 4 = Schrittweite zwischen den Kurven
// 5 = Soll eine ROI benutzt werden? ja=1 nein=0
// 6 = ROI von der vorherigen Serie beibehalten ja=1 nein=0
// 7 = Blende 1=5,6(3,5V) 2=8(3,25V) 3=11(3V) 4=16(2,75V)
// 5=25(2,5V) 6=38(2,25V) 7=50(2,0V) 8=70(1,75V) 9=close(1,5V) 10=gain spezifisch
// 8 = Material
// 9 = Datum an dem die Serie entstanden ist

```

```

// Beispielserien

    serie1 = ['c:\.....Pfad.....\0.bmp' '200' '10' '20' '1' '0' '1' 'Z507' '20.01.08']
    serie2 = ['c:\.....Pfad.....\0.bmp' '200' '10' '20' '1' '1' '5' 'M382' '20.01.08']

//----- Beispiel zum Vergleich der Serien-----
// allpaths = [serie...;serie...;serie...;serie...;serie...;serie...]
// Die Serien werden nach ihrer Abfolge in allpaths nach durchnummeriert
// Die erste Serie in allpaths bekommt die 1 die zweite die 2.....
//
// vergleich = [1 2 3;4 5 0;6 0 0] --> nicht ;0 0 6 schreiben, da von der ersten Stelle das Material bestimmt wird!
//
//      1 2 3
//      4 5 0
//      6 0 0
//
// In der Matrix 'vergleich' werden die Serien einer Zeile aneinander gehängt
// die einzelnen Zeilen werden dann miteinander verglichen
// Da die Dimensionen konstant bleiben müssen, werden die Lehrstellen mit null aufgefüllt
// Im Beispiel werden die Serien 1+2+3 mit 4+5 und 6 verglichen

//===== Zu bearbeitende Serien =====
    allpaths = [serie1;serie2]; //
    vergleich = [1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13] ; // Zu vergleichende Serien in allpaths
    ppp = 1 ; // Teilchen pro Makro-Puls
//=====

//---- Abfrage: Welches Profil soll gerechnet werden -----
    xprofil=0;
    while xprofil~=1&xprofil~=2 , // Solange keine Auswahl getroffen ist, wiederholen
        xprofil=x_choose(['X-Profil';'Y-Profil'],['Welche Projektion soll gerechnet werden?']);
    , end ;
    winclose(xprofil); // schließt Dialogfenster
//-----
if xprofil==1 then xy='X'; else xy='Y'; end; // String, welche Projektion wird gerechnet

//---- Abfrage: Sollen alle Profildaten abgespeichert werden-----
    antwort1=0;
    while antwort1~=1&antwort1~=2 , // Solange keine Auswahl getroffen ist, wiederholen
        antwort1=x_choose(['Nein';'Ja'],['Sollen die Profildaten jedes Bildes abgespeichert werden?']);
    , end ;
    winclose(antwort1); // schließt Dialogfenster
//-----

//===== Genauigkeit =====
    format('v',15); // Format der Zahlen (Genauigkeit)
//=====

//---- Aufbereitung der Matrix allpaths -----
    sizevec = size(allpaths); // Größe des Matrix allpaths
    anzahl = sizevec(1,1) ; // Anzahl der Serien die in allpaths stehen
//-----

//====Berechnung für Waitbar====
total=0; // Bilder die insgesamt zu bearbeiten sind
status=0; // Schon bearbeitete Bilder
fraktion=0; // Bruch der den momentanen Stand repräsentiert
for m=1:anzahl
    bilder=str2skalar(allpaths(m,2)); // Anzahl der Bilder im Ordner --> skalar
    total = total + bilder; // Bilder die insgesamt zu bearbeiten sind
end;
//=====
===

//===== Auswertung startet =====
for aeussereSchleife=1, // Ganz wichtig für --> More (y or n) ?
    for m=1:anzahl ,

```



```

//---- Auslesen von Pfad, Bilder, Kurven,Schritt,... aus der Matrix allpaths----
path = allpaths(m,1) ; // Pfad zum ersten Bild im aktuellen Ordner
bilder=str2skal(allpaths(m,2)); // Anzahl der Bilder im Ordner --> skalar
kurven=str2skal(allpaths(m,3)); // Anzahl der X- Kurven --> Skalar
schritt=str2skal(allpaths(m,4)); // Schrittweite der X - Kurven --> Skalar
roi = str2code(allpaths(m,5)); // ROI benutzen ja,nein
oldroi = str2code(allpaths(m,6)); // ROI beibehalten ja,nein
irisspg=str2skal(allpaths(m,7)); // Spannung an der Isis => blendenvec --> Skalar
mat = allpaths(m,8); // Material der Serie
datum = allpaths(m,9); // Datum der Messreihe

//-----

//-- Einstellungen für das Grafikfenster 1 Profile -----
xset('window',1); xbase(1); // Graphikfenster 1
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get("hdl");
pc.thickness=3; //3
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle(xy+'-Profiles' + mat + ' ' + datum,'Position [mm]','Intensity [arb. u.]',boxed=0);
//-----

//----- Inizialisierung einiger Vektoren -----
// Helligkeitsfaktor für die Irsi-Einstellung(Spannung)[3,5V 3,25V 3V 2,75V 2,5V 2,25V 2V 1,75V 1,5V]
// Normierte Grauwerte [3.12 1.924 1.16 0.7083 0.4213 0.2323 0.1163 0.04626 0.0175]
look = 3; // Anzahl der Bilder die in Folge einer Stromschwankung überprüft werden sollen um auszuschließen
//, das es sich nicht um den tatsächlichen Kurvenverlauf handelt
blendenvec = [1 1.62 2.69 4.405 7.406 13.431 26.827 67.444 178.29 258]
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
farbvec = [1 2 5 3 6 4 32 22 14 28] ;// Auswahl an Farben für die Kurven
intensitaet=[1:bilder] ;// Inizialisierung des Intensitätsvektors
pixlemm = 10 ; // Variable für Pixle pro mm
sigmavec = [1:bilder] ; // Inizialisierung des Sigmavektors
skewvec = [1:bilder] ; //Inizialisierung des Skewness-vektors
kurtovec = [1:bilder] ; //Inizialisierung des Kurtosis-vektors
bilderachse=[1:bilder]*ppp; // Inizialisierung des Achsenvektors mit ppp
kurvenvar = 1; // Variable zum X - Profil --> Kurvenzeichnen
profmax = 1 ; // Maximalwert der X - Profile
intfirst = 0; // Anfangsintensität
intlant = 0; // Endintensität
sigmax = 0; // Maximales Sigma
sigmin = 2000; // Minimales Sigma
sigmafist = 0; // Anfangssigma
sigmalast = 0; // Endsigma
ypos = 1 ; // Höchster Wert im aktuellen Profil u. Textposition y
ypos2 = 1 ; // Position für Text
xpos = 1 ; // Textposition X
aveback = 0; // Durchschnittlicher Untergrund außerhalb der 3 Sigma
backmax = 0; // Maximum Untergrund
dotlave = 0; // Mitterwert linker Punkt der 3 Sigma
dotrave = 0; // Mitterwert rechter Punkt der 3 Sigma
dotrhi = 0; // Höchster Wert für den rechten Punkt der 3 Sigma
dotrlo = 2000; // Niedrigster Wert für den rechten Punkt der 3 Sigma
dotlhi = -2000; // Höchster Wert für den linken Punkt der 3 Sigma
dotllo = 2000; // Niedrigster Wert für den linken Punkt der 3 Sigma
myerste=0; // Erstes my in einer Serie zur verschiebung des Nullpunktes
myave = 0; // Durchschnittlicher Wert von my
myhi = 0; // Höchster Wert für my
mylo = 2000; // Niedrigster Wert für my
sigverg = 0; // Vergleichsvektor für Sigma

```

```

intverg = 0; // Vergleichsvektor für Intensität
skewverg = 0; // Vergleichsvektor für Skewness
kurtoverg = 0; // Vergleichsvektor für Kurtosis
outshone = 0; // Anzahl der überstrahlten Bilder einer Serie
nix = 0; // Völlig überstrahlte Bilder
schwarz = 0; // Anzahl der schwarzen Bilder
sumyold = 0; // Vergleichsvariable um Starke Stromschwankungen abzufangen
schwank = 0; // Anzahl der Stromschwankungen in einer Serie
bilder2 = bilder; // Reale Anzahl der bearbeiteten Bilder, verschieden von bilder durch schwarze Bilder und
Stromschwankungen
grenze=0.25; // Genzwert für die Berechnung von Stromschwankungen
//-----

//----- ROI -----
antwort2 = 0;
if roi == 1 then
    if oldroi == 0 then //----- Vergleich der Materialien-----
        while antwort2~=1,
            image = imread(path); // einlesendes Bildes
            xset('window',0); xbase(0); // bereinigt Fenster '0'
            imshow(image,graycolormap(256)); // Anzeigen des Bildes
            mask = imroi(image,'ellipse') ; // ROI auswählen
            antwort2=x_choose(['Ja';'Nein'],['Soll die angegebene ROI verwendet werden?']);
            try
                winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
            catch
                end
            xdel(0); // schließt Fenster für ROI
        ,end ;
    ,end ;
end;
if roi==0 then //Falls keine ROI benötigt wir erwartet die
    mask=0; // 'start'-routine doch die Variable roi
end;
//-----

xset('window',1); // Aktives Fenster = 1
blende = blendenvec(1,irisspg); // Auswahl des Helligkeitsfaktors
for i=1:bilder,
    //===== Genauigkeit =====
    format('v',15) ; // Format der Zahlen (Genauigkeit)
    //=====

    //----- Bild einlesen -----
    [image,path,hoehe,breite,profil,xachse]=start(path,mask,roi) ; // Siehe Funktion oben
    //-----
    //----- Ist das Bild Überstrahlt? -----
    sizebright = 0;
    bright = find(image>255); //Findet die überstrahlten Pixel
    sizebright=size(bright); // Größe von bright
    if sizebright(1,2)>25 then outshone = outshone + 1,end; //Anzahl der überstrahlten Bilder
    if sizebright(1,2)>300 then nix = nix + 1 ,end; // Anzahl der völlig überstrahlten Bilder
    //-----
    profmaxaktuell = max(profil) ; // höchster Wert im aktuellen Profil
    if profmax < profmaxaktuell then profmax=profmaxaktuell ,end; //Höchstser Profilwert
    //-----
    sumy = sum(profil); // Summe aller Y Werte --> Intensität
    //===== Bei schwarzen Bildern / Stromschwankungen =====
    // Wenn das erste Bild schwarz ist, dann ist i-1 < 0 !!!!!
    if (sumy <= 5)&(i>=2) then // Bei normalbelichteten Bilder sumy = (500 - 800)
        intensitaet(1,i)= intensitaet(1,(i-1)); // Intensität des letzten Bildes wird beibehalten
        sigmavec(1,i) = sigmavec(1,(i-1)); // Sigma des letzten Bildes wird beibehalten
        skewvec(1,i) = skewvec(1,(i-1)); // Skewness des letzten Bildes wird beibehalten
        kurtovec(1,i) = kurtovec(1,(i-1)); // Kurtosis des letzten Bildes wird beibehalten
        //---- Speicherpfad der Profile -----
        savepath1 = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Profile\' + 'profil' +
string(m) + '-' + string(i) + '.dat';
        //-----
        if antwort1=2 then
            write(savepath1,profilalt,'e12.5'); // Abspeichern des alten Profils unter savepath1

```

```

,end
kurvenvar = kurvenvar + 1 ;// Kurve wird ein Bild später gezeichnet
schwarz = schwarz + 1 ;// Anzahl der schwarzen Bilder
bilder2 = bilder2 - 1; // Für die Durchschnittswerte wichtig, reale Anzahl der Bilder
status=status+1; // Für die Berechnung der Waitbar
continue ; // Das nächste Bild in der Serie wird bearbeitet
,end ;
if (sumy <= 5)&(i==1) then
    error('Erstes Bild ist schwarz!');
    break ;// Abbruch
,end;
//Starker Stromabfall/Stromanstieg
peak=0; // Fehlerbit für Peakerkennung um die logische Prüfung zu vereinfachen
nopeak=0; // Bit für Stromschwankung nopeak=1 --> Stromschwankung
if sumy <=(1-grenze)*sumyold then peak=1 ,end; // --> Abfall wenn z.B 60% vom alten Wert
unterschritten
Wert überschritten
if sumy >=(1+grenze)*sumyold then peak=1 ,end; // --> Stromanstieg wenn z.B 140% vom alten
if peak==1 & i>=2 then // Wenn ein sprung existiert und i>=2 ist
    //===== Ausblick --> Unterscheidung Stromschwankung oder echter Kurvenverlauf
    =====
    nopeak=0; // Variable für die Kontrolle ob es sich um eine Strom...
    // es sollen keine Variablen verändert werden die später noch mögl. gebraucht werden
    zukunftpath = 0 ; zukunftpfol=0; zukunfthoehe=0; zukunfbreite=0; zukunfimage=0;
xachsezukunft=0;
    //-----
    ausblick=[1:look]; // Vektor in dem die Intensitäten stehen
    for zukunft=1:look, // Es werden die nächsten 'look' Bilder überprüft
        //----- Bild einlesen -----
[zukunftimage,zukunfpat,zukunfthoehe,zukunfbreite,zukunfprofil,xachsezukunft]=start(path,mask,roi) ; // Siehe Funktion oben
        //-----
        sumyfuture = sum(zukunfprofil); // Summe aller Y Werte --> Intensität
        ausblick(1,zukunft)=sumyfuture; // Intensität in den Vektor schreiben
    ,end;
    // Vergleich im Vektor ausblick
    for zukunft=1:look,
        if (ausblick(1,zukunft) >= (1+grenze)*sumy)(ausblick(1,zukunft) <= (1-grenze)*sumy)
then nopeak=1, end;
    ,end;

//=====
//=====
,end; // Ende der Zukunftsüberprüfung
if nopeak=1 then // Wenn es sich um eine Stromschwankung handelt --> nopeak=1 ist dann
    intensitaet(1,i)= intensitaet(1,(i-1)); // Intensität des letzten Bildes wird beibehalten
    sigmavec(1,i) = sigmavec(1,(i-1)); // Sigma des letzten Bildes wird beibehalten
    skewvec(1,i) = skewvec(1,(i-1)); // Skewness des letzten Bildes wird beibehalten
    kurtvec(1,i) = kurtvec(1,(i-1)); // Kurtosis des letzten Bildes wird beibehalten
    //---- Speicherpfad der Profile -----
    savepath1 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Profile\' + 'profil' +
string(m) + '-' + string(i) + '.dat';
    //-----
    if antwort1=2 then
        write(savepath1,profilalt,'e12.5'); // Abspeichern des alten Profils unter savepath1
    ,end
    kurvenvar = kurvenvar + 1 ;//Integrated Particles' Kurve wird ein Bild später gezeichnet
    schwank = schwank + 1 ;// Anzahl der Stromschwankungen
    bilder2 = bilder2 - 1; // Für die Durchschnittswerte wichtig, reale Anzahl der gerechneten Bilder
    status=status+1; // Für die Berechnung der Waitbar
    continue ; // Das nächste Bild in der Serie wird bearbeitet
    ,end ;
    // Ende für die Stromschwankungsroutine
    //=====
    profilalt=profil; // Altes Profil wir im nächsten Durchlauf abgespeichert wenn schwarzes Bild oder
Stromschwankung...
    //----- Intensität der ersten und letzten Kurve-----
    if i==1 then intfirst = sumy; end;
    if i==bilder then intlast = sumy; end ;
    //-----

```

```

//----- Intensität über alle Bilder -----
      intensitaet(1,i) = sumy ; // Intensität wird in den Vektor geschrieben
//-----

//===== Statistik und 3 Sigma Bereich =====
// - Von dem Profil wird Sigma und verschiedene  $\mu_i$  berechnet ( $\mu_i=i$ -tes Moment)
// - Vom Schwerpunkt des Profils ausgehend, werden +- 3 Sigma festgelegt
//----- 1. stat. Moment Erwartungswert  $\mu$  (my) -----
my=0;
for k=1:breite,
    my = my + profil(1,k)*xachse(1,k);
end;
my=my/sumy;
//  $\mu = My$  (Erwartungswert)
//-----
//-----Sigma = Sqrt( 2. statistisches Moment(gewichtet, zentral) )= Sqrt(Varianz) -----

sigma=0;
for k=1:breite,
    sigma = sigma + profil(1,k)*(xachse(1,k)-my)^2 // Berechnung sigma noch nicht fertig
end;
sigma = sqrt(sigma/sumy) ; // Sigma
//-----
//--- Skewness -----
skew=0;
for k=1:breite,
    skew = skew + profil(1,k)*((xachse(1,k)-my)/sigma)^3 // Berechnung sigma noch nicht fertig
end;
skew=skew/sumy; // Skewness ohne Gewichtung =  $\mu_3/(\mu_2^{3/2})$  mit  $\mu_2=\sigma^2$ 
//----- Verlauf von Skewness -----
skewvec(1,i) = skew // Skewness wird in den Vektor geschrieben
//-----
//--- Kurtosis -----
kurto=0;
for k=1:breite,
    kurto = kurto + profil(1,k)*((xachse(1,k)-my)/sigma)^4 // Berechnung sigma noch nicht fertig
end;
kurto=kurto/sumy; // kurtosis ohne Gewichtung =  $\mu_4/\mu_2^2$  mit  $\mu_2=\sigma^2$ 
//----- Verlauf von Kurtosis -----
kurtovec(1,i) = kurto // Kurtosis wird in den Vektor geschrieben
//-----
//----- Festlegen des +- 3 Sigma Bereiches -----
// Die Punkte sollen nicht außerhalb des Bildes liegen
dotleft = round(my - 3*sigma) ; // Linker Punkt
dotright = round(my + 3*sigma) ; // Rechter Punkt
// Um kein Pixel im Hintergrund mit einzurechnen was im 3-Sigma-Bereich liegt....
dotleft = dotleft - 1 ; // Punkte die den 3-Sigma-Bereich von dem Untergrund trennen
dotright = dotright + 1 ; // werden für die Berechnung des Hintergrundes nach außen verschoben
if dotleft < 1 then dotleft = 1 , end; // kann nicht ausserhalb des Bildes liegen
if dotright > breite then dotright = breite , end; // kann nicht ausserhalb des Bildes liegen
//----- Hintergrund außerhalb der 3 Sigma vom Erwartungswert bestimmt
//----- Hintergrund --> Links
if dotleft > 1 then
    backleft=0; // Dürfen keinen Wert enthalten
    for q = 1:dotleft
        backleft = backleft + profil(1,q) ; // Summe aller Werte
    end ;
    backleft = backleft/(dotleft) ; // Arithmetische Mittel des Untergrundes links
else
    backleft=0;
end;
//----- Hintergrund --> Rechts
if dotright < breite then
    backright=0;
    for q = dotright:breite
        backright = backright + profil(1,q) ; // Summe aller Werte
    end ;
    backright = backright/(breite - dotright) ; // Arithme. Mittel des Untergrundes rechts
else
    backright=0;
end;

```

```

,end;
//----- Summe des durchschnittlichen Untergrunds über alle Bilder einer Serie -----
aveback = aveback + (backleft + backright)/2 ;
//-----
//----- Maximaler Hintergrund -----
maxright = max(profil(1,dotright:breite)); // Maximum im Profil rechts außerhalb der 3 Sigma
maxleft = max(profil(1,1:dotleft)); // Maximum im Profil links außerhalb der 3 Sigma
if maxleft > backmax then backmax = maxleft , end;
if maxright > backmax then backmax = maxright , end;
// Normierung der Werte -----
sigma = sigma/pixlemm; // Sigma in mm Skala
my = my/pixlemm; // My in mm Skala
if i==1 then
  myerste=my; // erstes my wird abgespeichert
  // Plotgrenzen-----
  xmin = -0.2*(breite/pixlemm);
  xmax = 0.2*(breite/pixlemm);
  ymin = 0;
  ymax = profmax*1.4;
  textpos=0; // Position für Text
  //-----
,end;
my=my-myerste; // Alle Punkte (auch my) werden auf myerste bezogen
xachse = [1:breite]/pixlemm-myerste; // X-Achse mit der Einteilung mm über die Variable pixlemm
und Null in der Mitte

// Umrechnung der Punkte und Achsen und werte Auf Px/mm Skala -----
dotleft = (dotleft + 1)/pixlemm-myerste; // Punkte die den 3-Sigma-Bereich von dem Untergrund
trennen
dotright = (dotright - 1)/pixlemm-myerste ; // werden für das Einzeichnen zurück auf den alten Platz
gesetzt

dotlave = dotlave + dotleft ;// Summe linker Punkt, dürfen nicht mehr mit /pixlemm bearbeitet werden
dotrave = dotrave + dotright ;//Summe rechter Punkt, dürfen nicht mehr mit /pixlemm bearbeitet werden
// Berechnung von div. Werten -----
if dotleft < dotllo then dotllo = dotleft , end; // Niedrigster Wert für dotleft
if dotleft > dotlhi then dotlhi = dotleft , end; // Höchster Wert für dotleft
if dotright < dotrlo then dotrlo = dotright , end; // Niedrigster Wert für dotright
if dotright > dotrhi then dotrhi = dotright , end; // Höchster Wert für dotright
//-----
// Sigma und my werden erst hier gespeichert weil sie erst jetzt die Einheit mm haben
//----- Maximales und minimales Sigma -----
if sigma > sigmax then sigmax=sigma ,end;
if sigma < sigmin then sigmin=sigma ,end;
//-----
//----- Sigma vom der ersten und der letzten Kurve -----
if i==1 then sigmaxfirst = sigma; end ;
if i==bilder then sigmaxlast = sigma; end ;
//-----
//----- Verlauf von Sigma -----
sigmavec(1,i) = sigma // Sigma wird in den Vektor geschrieben
//-----
// Höchster, durchschnittlicher und niedrigster Wert von my
if my < mylo then mylo = my , end; // Niedrigster Wert für my (linke Grenze)
if my > myhi then myhi = my , end; // Höchster Wert für my (rechte Grenze)
myave = myave + my ; // Summe aller my
//===== X - Profil in das Grafikfenster schreiben =====
if i==kurvenvar then

  // Plotgrenzen-----
  if i==1 then
    xmin = -0.2*(breite/pixlemm);
    xmax = 0.2*(breite/pixlemm);
    ymin = 0;
    ymax = profmax*1.4;
    textpos=0; // Position für Text
  ,end;
  //-----
  if kurven >= 1 then // es werden nur 'kurven' Kurven gezeichnet
  //---- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
  colorp = farbvec(1, Farbvar) // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
  if Farbvar+1 == 11 then Farbvar=1 ; else Farbvar=Farbvar+1; end;

```

```

xset('window',1); // Aktives Fenster = 1
plot2d(xachse,profil,style=[colorp],rect=[xmin ymin xmax ymax]);
xset('pixmap',1); // Im Hintergrund arbeiten
kurvenvar = kurvenvar + schritt ; // Jedes 'schritt'e Bild wird gezeichnet
kurven = kurven - 1 ;
    ,end ;
    .end ;

//=====
//---- Speichernpfad der Profile -----
savepath1 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Profile\' + 'profil' + string(m) + '.'
+ string(i) + '.dat';
//-----
if antwort1=2 then
    write(savepath1,profil,(e12.5)); // Abspeichern der Profile unter savepath1
    ,end
verwendet
sumyold = sumy ; // Wenn das Bild OK war, wir der Intensitätswert zum Vergleich für das nächste Bild

//-----

//===== Genauigkeit =====
format('v',6) ; // Format der Zahlen (Genauigkeit)
//=====

// Waitbar-----
status=status+1; // Für die Berechnung der Waitbar
fraktion = status/total; // Momentaner Bearbeitungsstand
remain = total - status; // Noch zu rechnende Bilder
text123 = 'Serie: ' + string(m) + ' von ' + string(anzahl) + ', ' + string(mat) + ' mit ' + string(bilder) + ' Bildern.
Noch: ' + string(remain);
bar1=waitbar(fraktion,text123,123); // Zeigt den momentanen Status
//-----

    ,end; // Ende eines Bildes in einer Bilderserie
    // nach einer Serie.....
//-----
//----- Helligkeit der Serie der jeweiligen Blendenzahl anpassen, für den Vergleich der Intensität-----
intensitaet = intensitaet*blende;
//-----
//----- Veränderung der Helligkeit-----
intensdrop=intlast*100/intfirst ; // in %
//-----
//----- Veränderung in Sigma-----
sigmagain=(sigmalast-sigmafirst)*100/sigmafirst ;
//-----
//----- Durchschnittlicher Untergrund -----
aveback = aveback/bilder2 ;
//-----
//---- Einzeichnen der stat. Daten in das Grafikfenster 1 -----
//---- Speicherpfad der Graphen -----
chdir('E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab') ; // geht an den Speicherort

//==Beschriftung im Grafikfenster 1=====
xset('wshow'); // Graphen an das Fenster senden
//----Texte-----
text1 = 'Maximum weighted Sigma : ' + string(sigmax);
text2 = 'Weighted Sigma 1st : ' + string(sigmafirst);
text3 = 'Weighted Sigma last : ' + string(sigmalast);
text4 = 'Change of Sigma (ref. 1st) : ' + string(sigmatgain) + '%';
text5 = 'Brightness dropped to (ref. 1st) : ' + string(intensdrop) + '%';
text6 = 'Steps between the curves : ' + string(schritt) + ' Images';
text7 = 'Average beyond 3 Sigma : ' + string(aveback);
text8 = 'Maximum beyond 3 Sigma : ' + string(backmax);
xstring(textpos,profmax*0.6,[text1;';text2;';text3;';text4;';text5;';text6;';text7;';text8]);
//-----
//----- Mittelwerte von 3-Sigma-Grenzen und Erwartungswert -----
dotlave = dotlave/bilder2 ;
dotrave = dotrave/bilder2 ;
myave = myave/bilder2 ;

```

```

// Einzeichnen in Kurven
xset('color',1); // Farbe für das Einzeichnen des 3 Sigma Bereiches
xpoly([dotllo dotllo],[0 (0.05*profmax)],'lines',1); // linker Punkt Minimum
xpoly([dotlave dotlave],[0 (0.07*profmax)],'lines',1); // durchschnittlicher linker Punkt
xpoly([dotlhi dotlhi],[0 (0.05*profmax)],'lines',1); // linker Punkt Maximum
xpoly([dotrlo dotrlo],[0 (0.05*profmax)],'lines',1); // rechter Punkt Minimum
xpoly([dotrave dotrave],[0 (0.07*profmax)],'lines',1); // durchschnittlicher rechter Punkt
xpoly([dotrhi dotrhi],[0 (0.05*profmax)],'lines',1); // linker Punkt Maximum
xpoly([mylo mylo],[0 (0.05*profmax)],'lines',1); // Erwartungswert Minimum
xpoly([myave myave],[0 (0.07*profmax)],'lines',1); // durchschnittlicher Erwartungswert
xpoly([myhi myhi],[0 (0.05*profmax)],'lines',1); // Erwartungswert Maximum
// Beschriftung der Punkte
text9 = '3 Sigma Borders and';
text10 = 'the center of the';
text11 = 'original distribution.';
text12 = '(lowest ave. highest)';
xstring(textpos,(profmax*0.2),[text9; ' '; text10; ' '; text11; ' '; text12]);
xstring(dotllo,(0.075*profmax),'Left border');
xstring(mylo,(0.075*profmax),'Center');
xstring(dotrlo,(0.075*profmax),'Right border');

//-----
//---- Überstrahlte Bilder in der Serie ausgeben -----
text13 = 'Anzahl der Bilder : ' + string(bilder);
text14 = 'Überstrahlte Bilder (>25 Px) : ' + string(outshone);
text15 = ',davon mehr als 300 Px : ' + string(nix);
text16 = 'Schwarze Bilder : ' + string(schwarz);
text17 = 'Stromschwankungen : ' + string(schwank);
xstring((xmin+10/pixlemm),(profmax*0.5),[text13; ' ';text14; ' ';text15; ' ';text17; ' ';text16]);

//=====
//---- Pixmap an das Grafikkfenster 1 senden-----
saveprofil = 'Profil vom Eintrag ' + string(m) + ' ' + string(mat) + ' ' + string(datum);
xs2eps(1,saveprofil); // X - Profile (Graphik) speichern
xdel(1); // schließt Graphikkfenster

//-----
//----Sigmaverlauf zeichnen -----
//-- Einstellungen für das Grafikkfenster 2 Sigmaverlauf -----
xset('window',2); xbas(2); // Graphikkfenster 2
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=2;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Change in Sigma ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' ' + datum,'Integrated Particles','Width Sigma [mm]',boxed=0);
plot2d(bilderachse,sigmavec,style=[2],frameflag=8); // Sigmaverlauf zeichnen
savesigma = 'Sigma vom Eintrag ' + string(m) + ' ' + string(mat) + ' ' + string(datum);
xs2eps(2,savesigma); // Verlauf von Sigma
ssigdat = 'Sigmadaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Sigma
save(ssigdat,sigmavec); // Abspeichern von Sigmavec
//---- Speicherpfad Sigma Peter Formatierung-----
savepath2 = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\' + 'Sigma-Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' +
string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath2,sigmavec,'e12.5'); // Abspeichern Sigma unter savepath3
//-----
xdel(2); // Graphikkfenster Schließen

//-----
//---- Intensitätsverlauf zeichnen -----
//-- Einstellungen für das Grafikkfenster 3 Intensitätsverlauf -----
xset('window',3); xbas(3); // Graphikkfenster 3
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;

```

```

t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=3;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Integral Intensity ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' ' + datum,'Integrated Particles','Light Yield [arb. u.],boxed=0);
plot2d(bilderachse,intensitaet,style=[2],frameflag=8);
saveintens = 'Intensität vom Eintrag ' + string(m) + ' ' + string(mat) + ' ' + string(datum); // Speichername
xs2eps(3,saveintens) ; // Verlauf der Intensität
sintdat = 'Intensitätsdaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Intens. -daten
save(sintdat,intensitaet); // Abspeichern von Intensität
//---- Speicherpfad Intensität Peter Formatierung -----
savepath3 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ + 'Intensitaet-Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' +
string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath3,intensitaet,(e12.5)); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//-----
xdel(3); // Graphikfenster Schließen
//-----
//---- Skewness-verlauf zeichnen -----
//-- Einstellungen für das Graphikfenster 4 Skewness-verlauf -----
xset('window',4); xbas(4); // Graphikfenster 4
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=2;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Change in Skewness ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' ' + datum,'Integrated Particles','arb. units',boxed=0);
plot2d(bilderachse,skewvec,style=[2],frameflag=8); // Skewness-Verlauf zeichnen
saveskew = 'Skewness vom Eintrag ' + string(m) + ' ' + string(mat) + ' ' + string(datum); // Speichername
xs2eps(4,saveskew) ; // Verlauf von Skewness
sskewdat = 'Skewnessdaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Skewness-daten
save(sskewdat,skewvec); // Abspeichern von Skewness
//---- Speicherpfad Skewness Peter Formatierung -----
savepath4 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ + 'Skewness-Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' +
string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath4,skewvec,(e12.5)); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//-----
xdel(4); // Graphikfenster Schließen
//-----
//----Kurtosis-verlauf zeichnen -----
//-- Einstellungen für das Graphikfenster 5 Kurtosis-verlauf -----
xset('window',5); xbas(5); // Graphikfenster 5
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=2;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus

```



```

xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Change in Kurtosis ' + xy + '-Projektion ' + mat + '' + datum,'Integrated Particles','arb. units',boxed=0);
plot2d(bilderachse,kurtovec,style=[2],frameflag=8) ;
savekurto = 'Kurtosis vom Eintrag ' + string(m) + '' + string(mat) + '' + string(datum); //Speichernamen
xs2eps(5,savekurto) ; // Verlauf von Kurtosis abspeichern
skurtoat='Kurtosisdaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Kurtosis-daten
save(skurtoat,kurtovec); // Abspeichern von Kurtosis
//---- Speicherpfad Kurtosis Peter Formatierung -----
savepath5 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ + 'Kurtosis-Peter' + '' + string(mat) + '' +
string(m) + '' + string(datum) + '.dat';
write(savepath5,kurtovec,(e12.5)); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//-----
xdel(5) // schließt Grafikfenster
//-----
.end; // Ende einer Bilderserie (bzw. Ende eines Eintrags in allpaths)
// -----
winclose(bar1); // Schließt Waitbar
//===== Vergleich von den verschiedenen Materialien =====0
r = size(vergleich); // Dimensionen der Matrix vergleich
o = r(1,1); // Anzahl der zu zeichnenden Kurven (Materialien)
p = r(1,2); // Anzahl der zu verbindenden Serien
// Sigma Vergleich
=====
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
//-- Einstellungen für das Grafikfenster 6 Sigmapvergleich -----
xset('window',6); // Graphikfenster 6
//--- Größe, usw... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=3;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Width Sigma ' + xy + '-Projektion, '+string(datum),'Integrated Particles','Width Sigma [mm]',boxed=0);
//-----
for y1=1:o
material(1,y1)= allpaths(vergleich(y1,1),8); // Zusammenstellung der Materialien braucht man nur 1 mal
for y2=1:p
// Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden....
// Dateiname zusammenstellen
sigload = 'Sigmadaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat'
// Laden der Daten für Sigma, Intensität, Skewness und Kurtosis
try
load(sigload,'sigmavec');
sigverg = [sigverg sigmavec]; // an einander hängen der Vektoren
catch
.end;
.end;
sizesig = size(sigverg);
sizesig = sizesig(1,2); // Länge des Vektors sigverg
sigverg = sigverg(1,2:sizesig); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
sizesig = size(sigverg);
sizesig = sizesig(1,2); // Neue Größe von Sigma
achse2 = [1:sizesig]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über ppp
//--- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4)" gibt es nicht" Problem-----
colorp = farbvec(1, Farbvar) ; // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
if Farbvar+1 == 11 then Farbvar=1 ; else Farbvar=Farbvar+1; end;
//-----
plot2d(achse2,sigverg,style=[colorp],frameflag=8); // Zeichnen von Sigma-Vergleich
legend(material);
sigverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
.end;

```

```

//--- Abspeichern der Vergleichskurven -----
svergsig = 'Sigmapvergleich ';
xs2eps(6,svergsig) ; // Sigmapvergleich
//-----
xdel(6); // Schließt Graphikfenster
//-----
// Helligkeits-Vergleich
=====
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
/-- Einstellungen für das Grafikfenster 7 Inten.-vergleich -----
xset('window',7); // Graphikfenster 7
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=3;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Integral Intensity , '+string(datum),'Integrated Particles','Light Yield [arb. u.]',boxed=0);
//-----
for y1=1:o
    for y2=1:p
        // Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden.....
        // Dateiname zusammennstellen
        intload = 'Intensitaetsdaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat';
        // Laden der Daten für Intensität
        try
            load(intload,'intensitaet');
            intverg = [intverg intensitaet]; // an einander hängen der Vektoren
        catch
            ,end;
        ,end;
        sizeint = size(intverg);
        sizeint = sizeint(1,2); // Länge des Vektors intverg
        intverg = intverg(1,2:sizeint); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
        sizeint = size(intverg);
        sizeint = sizeint(1,2); // Neue Größe von Intensität
        xachse2 = [1:sizeint]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über ppp
        //--- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
        colorp = farbvec(1, Farbvar) ; // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
        if Farbvar+1 == 11 then Farbvar=1 ; else Farbvar=Farbvar+1; end;
        //-----
        xset('window',7); // Aktives Fenster 7 Inten. - Vergleich
        plot2d(xachse2,intverg,style=[colorp],logflag='nl',frameflag=8); // Zeichnen von Inte. - Vergleich
        legend(material);
        intverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
    ,end;
//--- Abspeichern der Vergleichskurve -----
svergint = 'Helligkeitsvergleich ';
xs2eps(7,svergint) ; // integraler Helligkeitsvergleich
//-----
xdel(7); // Schließt Graphikfenster
//-----

// Skewness-Vergleich
=====
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
/-- Einstellungen für das Grafikfenster 8 Skewness-Vergleich -----
xset('window',8); // Graphikfenster 8
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');

```

```

a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=3;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Skewness ' + xy + '-Projektion, '+string(datum),'Integrated Particles','arb. units',boxed=0);
//-----
for y1=1:o
    for y2=1:p
        // Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden.....
        // Dateiname zusammensetzen
        skewload = 'Skewnessdaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat';
        // Laden der Daten für Skewness
        try
            load(skewload,'skewvec');
            skewverg = [skewverg skewvec]; // an einander hängen der Vektoren
        catch
            ,end;
        ,end;
        sizeskew = size(skewverg);
        sizeskew = sizeskew(1,2); // Länge des Vektors skewverg
        skewverg = skewverg(1,2:sizeskew); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
        sizeskew = size(skewverg);
        sizeskew = sizeskew(1,2); // Neue Größe von Sigma
        xachse2 = [1:sizeskew]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über ppp
        //---- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4)" gibt es nicht" Problem-----
        colorp = farbvec(1,farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
        if farbvar+1 == 11 then farbvar=1; else farbvar=farbvar+1; end;
        //-----
        plot2d(xachse2,skewverg,style=[colorp],frameflag=8); // Zeichnen von Skew. - Vergleich
        legend(material);
        skewverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
    ,end;
    //---- Abspeichern der Vergleichskurve -----
    svergskew = 'Skewness_Vergleich';
    xs2eps(8,svergskew); // Skewness-Vergleich
    //-----
    xdel(8); // Schließt Graphikfenster
//-----

// Kurtosis-Vergleich
=====0
farbvar = 1; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
//-- Einstellungen für das Graphikfenster 9 Kurtosis-Vergleich -----
xset('window',9); // Graphikfenster 9
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3;
t=a.title;
t.font_size=3;
lx=a.x_label;
lx.font_size=3;
ly=a.y_label;
ly.font_size=3;
pc=get("hdl");
pc.thickness=3;
//-----
xset('xresize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xtitle('Kurtosis ' + xy + '-Projektion, '+string(datum),'Integrated Particles','arb. units',boxed=0);
//-----
for y1=1:o

```

```

for y2=1:p
    // Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden....
    // Dateiname zusammenstellen
    kurtoload = 'Kurtosisdaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat'
    // Laden der Daten für Kurtosis
    try
        load(kurtoload,'kurtovec');
        kurtoverg = [kurtoverg kurtovec]; // an einander hängen der Vektoren
    catch
        .end;
    .end;
    sizekurto = size(kurtoverg);
    sizekurto = sizekurto(1,2); // Länge des Vektors kurtoverg
    kurtoverg = kurtoverg(1,2:sizekurto); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
    sizekurto = size(kurtoverg);
    sizekurto = sizekurto(1,2); // Neue Größe von Sigma
    xachse2 = [1:sizekurto]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über ppp
    //--- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
    colorp = farbvec(1, farbvar) ; // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
    if farbvar+1 == 11 then farbvar=1 ; else farbvar=farbvar+1; end;
    //-----
    plot2d(xachse2,kurtoverg,style=[colorp],frameflag=8); // Zeichnen von Kurto. - Vergleich
    legend(material);
    kurtoverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
    .end;
//--- Abspeichern der Vergleichskurve -----
svergkurto = 'Kurtosis_Vergleich';
xs2eps(9,svergkurto) ;// Kurtosis-Vergleich
//-----
xdel(9); // Schließt Graphikfenster

//=====
=====

.end; // Ende außereschleife .... Ganz wichtig für --> More (y or n) ?
// --- Zurück zum Ausgangsverzeichnis -----
chdir(indir);
//--- quitschen -----
beep();beep();beep();beep();beep();beep();beep();beep();
//-----
// EOF

```