



Entwicklung und Charakterisierung eines Pixeldetektors für laserbeschleunigte Ionen

Wolfgang Draxinger

Diplomarbeit
an der Fakultät für Physik
der
LUDWIGS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT
München
vorgelegt von
Wolfgang Draxinger
aus München
München, den 26. März 2012

Erstgutachter: PD Dr. Peter Thirolf
Zweitgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel

Für Pfofe

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
1.1	Laserbeschleuniger	8
1.1.1	Die Erzeugung kurzer, intensiver Laserpulse	8
1.1.2	Lasergetriebene Beschleunigung von Ionen	11
1.2	Die Wechselwirkung von Ionen mit Materie	15
1.3	Detektoren für den Nachweis energetischer Teilchen	16
1.3.1	Offline-Detektoren	17
1.3.2	Online-Detektoren	20
1.4	Motivation für die Verwendung neuer Detektortypen	24
2	Grundlagen der Detektion geladener Teilchen mit Halbleitern	26
2.1	Bändermodell	26
2.2	Halbleiter	27
2.2.1	Dotierung	30
2.3	pn-Struktur	30
2.3.1	Verarmungsschicht	30
2.3.2	Ladungstrennung / Festkörper-Ionisationskammer	32
2.4	Strahlenschäden	34
3	Das RadEye-Sensorsystem	37
3.1	RadEye-Sensor	37
3.1.1	Makrostruktur	40
3.1.2	Mikrostruktur	41
3.2	Ansteuerung des RadEye-Sensors – Remote-RadEye-Box	42
3.2.1	Steuersignalgenerator und AD-Wandler, DVI-Adapter	43
3.2.2	Framegrabber-Modul	43
3.2.3	Trigger-Diskriminator	46
3.3	Programmierung des RadEye-Systems	48
3.4	RadEye-PC	52
4	ERDA-Step	54
4.1	Hardware	56
4.2	Software	57
5	Versuche und Auswertung	59

5.1	Bestrahlungsversuche am MLL-Tandembeschleuniger	59
5.1.1	Bestrahlungsversuche mit 20 MeV Protonen	61
5.1.2	Bestrahlungsversuch mit 77 MeV C ⁶⁺	69
5.2	Dresden DRACO	72
5.2.1	Aufbau und Versuch	72
5.3	MPQ-ATLAS-Laserbeschleuniger	74
5.3.1	Aufbau des Experiments	74
5.3.2	Bestimmung der Energieverteilung aus dem Detektorsignal . .	77
5.4	RPTC	83
5.4.1	Bestrahlungsexperiment	83
6	Diskussion der Ergebnisse	86
7	Ausblick	88
	Literaturverzeichnis	90

Zusammenfassung / Synopsis

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Nutzbarmachung und Charakterisierung eines ortsempfindlichen Halbleiterdetektors für laserbeschleunigte Ionen. Diese zeichnen sich durch ultra-kurze Pulse (\sim ns) mit hoher Intensität ($> 10^7$ Teilchen/cm²) aus und stellen daher eine besondere Herausforderung für Detektorsysteme dar. Der Nachweis laserbeschleunigter Ionenpulse erfordert mit den bisher verwendeten Detektoren (Ionisationskammern, Kernspurdetektoren, Image Plates, Szintillatorkameras) das Eingehen von Kompromissen. Es gilt zwischen Auslesegeschwindigkeit, Energieauflösung und dem erfassbaren Fluenzbereich abzuwägen.

In dieser Arbeit wurde ein kommerziell erhältliches System, das ursprünglich für die Bilderfassung in Röntgenkameras konzipiert wurde, für den Nachweis von Ionenstrahlung umfunktioniert.

Da die Instrumentierung des Sensors computergestützt ist, bestand zunächst die Aufgabe, ein Datenerfassungsprogramm zu entwickeln, welches die Verwendung des Sensors mit Ionenbeschleunigern ermöglicht, insbesondere das Auslesen in einer zeitlich wohldefinierten Sequenz und die Auslösung dieses Vorgangs durch ein zugeführtes Triggersignal.

Um die Eignung dieses Systems als Detektor für Ionenstrahlung zu ermitteln, wurden mehrere Exemplare des Sensors mit Ionen verschiedener Teilchensorten, Energien und Zeitstrukturen bestrahlt. Von Interesse waren insbesondere die auftretenden Schäden (Strahlenhärte) und das Signalverhalten des Sensors. Hierzu wurde die Ionenstrahlung aus einem elektrostatischen Beschleuniger verwendet, die sich an diesem mit wohldefinierten Eigenschaften erzeugen lässt, mit vergleichbaren Pulsintensitäten und -Dauern wie der von Laserbeschleunigern erzeugten Ionenpulse. Zusätzlich wurde der Frage nachgegangen, ob sich der Sensor für die Online-Dosimetrie für die in der Ionenstrahltherapie genutzten klinischen Dosen eignet.

Die grundlegenden Versuche zur Bestimmung des Sensorverhaltens wurden durch praktische Anwendungstests an Laserbeschleunigern ergänzt, in denen der Einsatz des Systems in seiner vorgesehenen Anwendung, dem Online-Nachweis von laserbeschleunigten Ionen, demonstriert wurde.

This thesis covers the utilization and characterization of a position sensitive semiconductor detector to be eventually used for the detection of ions driven by laser acceleration. The characteristic properties of laser driven ions are ultra-short pulse durations (\sim ns) of high intensity ($> 10^7$ particles/cm²). The detection of laser accelerated ions with traditionally employed detectors (ionization chambers, solid state nuclear track detectors, image plates, scintillation cameras) requires compromises. It is necessary to trade off between the readout speed, energy resolution and manageable fluences. In this work, a commercially available system, that was originally devised for the image acquisition in X-ray cameras, was repurposed for the detection of ion irradiation.

As the sensor instrumentation is computer controlled, a data acquisition program had to be developed that allows the use of the sensor in conjunction with pulsed accelerators. This software provided the means to synchronize the sensor readout into a well defined timing sequence, started by an externally supplied trigger signal.

To assess the suitability of the system for detection of ion irradiation several specimens of the sensor were irradiated with various kinds of particles, energies and time structures. Of most interest were the damages inflicted on the sensor and its signal response. For these measurements the ion beam created by a electrostatic accelerator was used, which allows the creation of ion beams of well defined energy, intensity and timing properties, with similar pulse intensities and durations as of those produced by ions driven by laser acceleration. Furthermore the sensor was tested for its suitability as an online dosimeter for clinical doses for potential use ion beam radiotherapy.

These fundamental experiments to assess the sensor's properties were complemented by experimental tests carried out with laser accelerators. It was found that the detector's properties satisfy the requirements for the online detection of laser accelerated ions.

1 Einleitung

1.1 Laserbeschleuniger

Laserbeschleunigung ist eine neuartige Methode zur Erzeugung hochenergetischer Ionen, die seit etwas über 10 Jahren erforscht wird. Die Grundlage für die aktuelle Entwicklung der Laserbeschleuniger besteht in den Fortschritten der Lasertechnik, insbesondere den Entwicklungen der Methoden der *Modenkopplung* (*Mode Locking*) zur Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse weniger Femtosekunden Dauer und der *Chirped Pulse Amplification*, die es ermöglicht solch kurze Laserpulse extrem zu verstärken. Die erreichten Leistungen sind dabei so groß, dass derartige Laserpulse zur Beschleunigung von Ionen genutzt werden können, indem man den Laser auf ein *Target* fokussiert. Die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Target führt über mindestens zwei bekannte Mechanismen zur Erzeugung von Ionenstrahlung.

Derzeit erzeugen Laserbeschleuniger Ionenpulse mit einem breiten Energiespektrum, deren Intensität und Verteilung stark von Puls zu Puls schwanken (siehe 5.2.1 und 5.3.2). Ziel ist die Erzeugung hochenergetischer Ionenpulse mit einem möglichst genau definierten, idealerweise monoenergetischen Spektrum. Im Prinzip ließen sich durch ein Energieselektionssystem aus einem laserbeschleunigten Puls die Anteile gewünschter Energie filtern. Damit dieser Ansatz praktikabel wäre, müssten die Ionenpulse jedoch mit nahezu konstanten Parametern erzeugt werden, was momentan nicht der Fall ist.

Die Qualität der Ionenstrahlung hängt dabei neben den Eigenschaften des Target auch maßgeblich von den Eigenschaften des Laserpulses ab, der sie erzeugt hat. Die weitere Entwicklung der Laserbeschleunigung erfordert somit auch Fortschritte auf dem Gebiet der Erzeugung ultrakurzer, hochintensiver Laserpulse. Daraus ergibt sich der Bedarf einer Ionenstrahldiagnostik, die den Anforderungen, die durch Laserbeschleuniger gestellt werden, gerecht werden.

1.1.1 Die Erzeugung kurzer, intensiver Laserpulse

Mode Locking

In einem Resonator gegebener Länge L können sich nur Strahlungsmoden, die einem Vielfachen n der doppelten Resonatorlänge entsprechen, befinden

$$n\lambda = 2L \tag{1.1}$$

Bei gegebener Ausbreitungsgeschwindigkeit c ergibt sich so ein Frequenzabstand $\Delta\nu$ der Moden

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (1.2)$$

In einem unmodulierten Resonator bilden sich dadurch voneinander unabhängige Moden aus.

Wird der Resonator mit einem laseraktiven Medium versehen und dieses gepumpt, bilden sich um die zentrale Wellenlänge des Lasermediums Nebenmoden. Ist der Frequenzabstand der Resonatormoden größer als die Energiebreite des Laser-Übergangs des aktiven Medium, entsteht monochromatische, kohärente Laserstrahlung.

Moduliert man die Strahlungsintensität $I(t)$ zeitlich mit einer Funktion $g(t)$, variiert nach der Fourier-Theorie auch das Spektrum dieser Strahlung: Für eine zeitlich (periodische) Funktion f gilt die Fouriertransformation

$$\hat{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} dt f(t) e^{-2\pi i \nu t}, t \in \mathbb{R} \leftrightarrow f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \hat{f}(\nu) e^{2\pi i \nu t}, \nu \in \mathbb{R} \quad (1.3)$$

Man sieht leicht, dass für zwei Funktionen f, g , deren Faltung miteinander einer Multiplikation im zugehörigen Fourier-Dualraum entspricht:

$$f * g \Leftrightarrow \hat{f} \cdot \hat{g} \Leftrightarrow \hat{g} * \hat{f} \Leftrightarrow g \cdot f \quad (1.4)$$

Folglich wird das Frequenz einer monochromatischen Strahlung durch Intensitätsmodulation mit dem Spektrum der modulierenden Funktion gefaltet. Geschieht dies innerhalb eines Resonators, so werden zusätzlich alle Spektralanteile, die nicht die Resonatorbedingung (Gl. 1.2) erfüllen, unterdrückt. Mathematisch lässt sich dies ebenfalls durch eine Faltung verstehen, diesmal mit der räumlichen Struktur des Resonators, deren Spektralstruktur durch die Resonatorbedingung beschrieben wird.

Die Modulation kann dabei aktiv, z.B. mit Pockels-Zellen erfolgen, oder passiv unter Ausnutzung nichtlinearer optischer Effekte, wie dem *Kerr-Linsen*-Effekt.

Die verbleibenden Moden sind nicht länger voneinander unabhängig, da sie durch die Intensitätsmodulation gemeinsam erzeugt wurden und sind somit in ihren Phasen aneinander gekoppelt (*Modenkopplung*). Konstruktive Interferenz der Moden führt zur Ausbildung von Pulsen mit einem zeitlichen Abstand $T = 2L/c$. Die kürzesten Impulse erreicht man zur Zeit mit passiver Modulation. Als laseraktives Medium modengekoppelter Laser kommen bei aktuellen Systemen Kristalle in einer Resonatorhöhle, oder dotierte Glasfasern in Ringresonatoranordnung zum Einsatz. Heutige modengekoppelte Ti:Saphir-Laser erreichen typischerweise Impulsenergien von ~ 5 mJ.

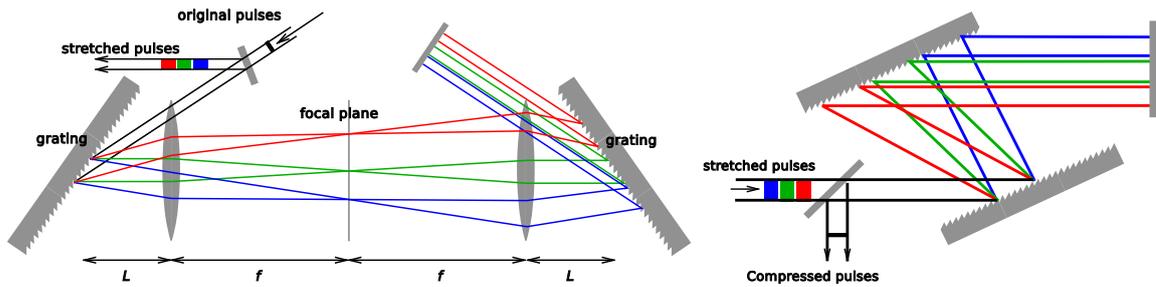


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau eines auf Beugungsgittern basierenden Pulsstretzers und komplementären -kompressors. Die Ein- und auskopp- lung der Pulse erfolgt in der gezeigten Anordnung durch halb- durchlässige Spiegel [1].

Chirped Pulse Amplification

Die von einem Kurzpuls-Laser erzeugten Impulse lassen sich mittels *Chirped Pulse Amplification* um mehrere Größenordnungen verstärken. Die maximale Verstärkung eines Laser-Pulses wird vor allem durch nichtlineare Effekte begrenzt, die zur Zerstörung des Verstärkermediums bei zu großen Impulsamplituden führen. Dies umgeht man, indem man die Pulse zeitlich spreizt, dadurch ihre Leistung um mehrere Größenordnungen absenkt, anschließend verstärkt und danach wieder zeitlich komprimiert.

Chirped Pulse Amplifier nutzen zur Pulsspreizung den konjugierten Zusammen- hang von Pulsdauer und spektraler Bandbreite aus. Für ein gaußförmiges Paket

$$I(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{a}\right) \quad (1.5)$$

mit FWHM $\sigma_I = \sqrt{a}$, ist die Fouriertransformierte

$$\hat{I}(\omega) = \sqrt{\frac{a}{2}} \exp\left(-a\frac{\omega}{4}\right) \quad (1.6)$$

Daraus folgt der Zusammenhang zwischen zeitlicher und spektraler Breite des Pulses $\sigma_f \propto 1/\sigma_I$.

Leitet man den Puls durch ein diffraktives Element, werden die verschiedenen spek- tralen Anteile entsprechend ihrer Wellenlänge abgelenkt. Bei entsprechender Kom- bination und Anordnung diffraktiver Elemente (Abb. 1.1) lässt sich die optische Weglänge von der Wellenlänge abhängig machen und damit den Frequenzanteilen nach entsprechend verzögern. Folglich lässt sich ein Puls durch spektrale Aufspaltung (*chirping*) in seiner Länge spreizen. Umgekehrt führt spektrale Kompression durch eine komplementäre Anordnung diffraktiver Elemente zu einer zeitlichen Verkürzung des Pulses. Dabei gilt jedoch, dass das zeitliche Integral über den Puls erhalten bleiben muss. Durch die spektrale Spreizung des Pulses wird so die Energie eines Pulses zeitlich verteilt.

Der so in seiner Energiedichte zeitlich so weit verbreiterte Puls, dass es zu keiner Zerstörung des Verstärkers kommt, wird nun durch einen Verstärker geleitet. Der Verstärker ist dabei ein gepumptes Medium das über eine große Bandbreite laseraktiv ist, z.B. Ti:Sapphir. Man unterscheidet zwischen: *Regenerativen Verstärkern*, in denen der Puls in einem Resonator das Verstärkermedium mehrfach durchläuft und schließlich durch ein aktives Element ausgekoppelt wird. Und den *Mehrfachdurchlauf-Verstärkern*, in denen der Puls über Spiegel mehrmals auf einem bestimmten Weg durch das Verstärkermedium geleitet wird.

Nach Passieren des Verstärkers wird der Puls wieder spektral komprimiert und erreicht dadurch eine Leistung > 100 TW bei einer Dauer < 50 fs.

1.1.2 Lasergetriebene Beschleunigung von Ionen

Fokussiert man einen derart erzeugten Laserpuls auf ein Target werden dort Leistungsdichten $> 10^{19}$ W/cm² erreicht. Die mit der intensive Strahlungsleistungsdichte im Fokus verbundenen elektrischen Felder beschleunigen Teilchen aus dem Target auf hohe Energien. Im Moment sind zwei verschiedene Beschleunigungsmechanismen bekannt, die von der Art des verwendeten Targets abhängen.

Bei der Verwendung „dicker“ Metallfolien als Target, z.B. Titanfolien mit einer Dicke von typisch 1 μ m, tritt der sog. *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA)-Mechanismus auf. Durch den Laserpuls werden auf der bestrahlten Seite heiße Elektronen erzeugt, von denen ein Teil durch die Folie hindurch getrieben wird. Auf beiden Seiten der Folie werden dadurch Raumladungen getrennt. Die Trennung der Raumladungen erzeugt ein großes elektrisches Feld > 1 TV/m. Durch dieses werden Protonen auf der Oberfläche der Metallfolie ionisiert und beschleunigt. Da Protonen die leichtesten Ionen sind und durch ihre positive Ladung das elektrische Feld der Elektronen abschirmen, erfahren schwerere Ionen eine wesentlich geringere Beschleunigung.

Werden dünne Folien aus diamantartigem Kohlenstoff (*Diamond Like Carbon*, DLC), mit einer Dicke von < 50 nm als Target verwendet, tritt der RPA-Mechanismus (*Radiation Pressure Acceleration*) auf, d.h. der Strahlungsdruck selbst beschleunigt die Ionen aus dem Target. Wegen der 1836-fach größeren Masse von Protonen gegenüber Elektronen erfordert der RPA-Mechanismus jedoch wesentlich höhere Laserintensitäten, um durch einen entsprechend intensiveren Strahlungsdruck die schwereren Protonen beschleunigen zu können. Durch Nutzung zirkular polarisierter Laserimpulse lässt sich die für RPA benötigte Leistung reduzieren [2].

Zusammensetzung eines laserbeschleunigten Teilchenpulses

Theoretisch ist mit dem RPA-Mechanismus die Erzeugung monoenergetischer Ionen möglich und wurde für C⁵⁺ mit quasi-monoenergetisch 3 MeV/amu demonstriert[3]. Bisher tritt in Experimenten jedoch zumeist ein über einen weiten Energiebereich

verteiltes, *exponentielles* Spektrum von Ionenenergien auf, mit großen Fluenzen für geringe Energien von ~ 1 MeV, die dann zu großen Energien > 10 MeV hin schnell abfallen. Dies hat auch unmittelbaren Einfluss auf die Zeitstruktur eines derartig erzeugten Ionenpulses: Entspricht die Dauer des Ionenpulses am Ort und zum Zeitpunkt des Entstehens noch weitestgehend der Zeitstruktur des Laserpulses, so bedingt die Energie- und Teilchensortenverteilung unterschiedliche Flugzeiten bis zum Ziel, einer Dispersion der Pulsbreite abhängig von der Energieverteilung, für z.B. $1 - 10$ MeV von ~ 10 ps/cm_{Flugstrecke}. Bei einem experimentellen Aufbau, in dem sich der Detektor ~ 1 m vom Target befindet, ergeben sich dort Pulsdauern von ~ 1 ns.

Neben der breiten Energieverteilung setzt sich ein laserbeschleunigter Teilchenpuls auch aus verschiedenen Teilchensorten zusammen. So finden sich neben Protonen auch Kohlenstoffionen in verschiedenen Ladungszuständen, hochenergetische Elektronen und heiße Photonen¹. Hinzu kommt Sekundärstrahlung, die durch Wechselwirkung von Teilen der Primärstrahlung mit Materie entsteht: Es entstehen Neutronen aus der Wechselwirkung der beschleunigten Protonen mit dem Targetmaterial und Bremsstrahlung aus den beschleunigten Elektronen.

Damit unterscheiden sich Laserbeschleuniger grundsätzlich von klassischen elektrostatischen und Hochfrequenz-Beschleunigern, die auf Grund ihrer Funktionsweisen direkt Ionen mit einer sehr engen Energieverteilung erzeugen. Um Laserbeschleuniger für praktische Anwendungen interessant zu machen, ist es erforderlich die Energiespektren der von ihnen erzeugten Ionen zu verkleinern und die Erzeugung unerwünschter Untergrundstrahlung zu minimieren, oder diese zumindest herauszufiltern.

Herausforderung für die Ionenstrahl-Diagnose

Die weitere Entwicklung der Laserbeschleunigung von Ionen erfordert somit die weitere Erforschung der Pulslasertechnik. Insbesondere muss die Reproduzierbarkeit des Laserverhaltens und der Kontrast der Pulse verbessert werden. Da letztlich die Eigenschaften der mit Laserbeschleunigern erzeugten Ionen besser definiert werden sollen, werden Detektoren benötigt, die den Ansprüchen dieser Anwendung gerecht werden. Die besonderen Eigenschaften laserbeschleunigter Ionen, Pulsfluenzen in der Größenordnung von $> 10^7$ cm⁻²ps⁻¹ mit einer Pulsrate von ~ 1 Hz, erfordern eine neue Art von Detektoren, als die bisher verwendeten.

Für die bisher in der Ionenstrahlphysik verwendeten Online-Detektoren stellt vor allem die Intensität des Pulses in Kombination mit den sehr kurzen Pulsdauern von < 1 ns ein Problem dar. Die näherungsweise gleichzeitig eintreffenden, großen Teilchenzahlen liegen außerhalb des Bereichs, in dem diese Detektoren quantifizierbare Signale liefern. In Ionisationskammern ist dafür hauptsächlich der Rekombinationseffekt verantwortlich. In Szintillatordetektoren nimmt die Konversionseffizienz durch Quenching-Effekte mit zunehmendem Flux ab, so dass das Signal in die Sättigung

¹Röntgenstrahlung aus dem heißen Plasma, das durch den Laserpuls erzeugt wurde

geht. In großvolumigen Halbleiterdetektoren treten Effekte ähnlich denen in Gas-Ionisationskammern auf.

Zusätzlich erzeugt ein Laserbeschleuniger auch einen EMP (*Elektro-Magnetischer Puls*) sehr kurzer Anstiegszeit. Der EMP beeinflusst vor allem die Instrumentierungselektronik eines Online-Detektors. Die Auswirkungen eines EMP reichen von Signalverzerrung über sog. *Glitching*² angeschlossener Computer bis hin zu *Latch Up*-Effekten in CMOS-Bauteilen, die zu deren Zerstörung führen können.

Daher greift man zum Nachweis der Ionen hauptsächlich auf Offline-Detektoren zurück, die durch ihr integratives Verhalten unabhängig von der Zeitstruktur der Ionenstrahlung arbeiten. Diese müssen jedoch nach der Bestrahlung in einem mehr oder weniger zeitaufwendigen Verfahren ausgelesen werden. Einige Laserbeschleuniger, wie z.B. der DRACO am Helmholtz-Zentrum bei Dresden, können aber bereits ihre Schüsse wesentlich schneller abgeben, als z.B. das Auslesen einer Image Plate dauert. Da aber die Strahldiagnostik für die Einstellung des nächsten Schusses genutzt werden soll, limitieren in dieser Situation Offline-Detektoren die nutzbare Repetitionsrate.

Auf die bislang verwendeten Detektortypen wird später noch genauer eingegangen.

Mögliche Anwendung in der Ionenstrahltherapie

Die Ionenstrahltherapie macht sich die besondere Tiefendosis Kurve von Ionen zu Nutze. Die momentan in der Strahlentherapie zumeist eingesetzten Photonen geben ihre Energie über einen großen Bereich ab. Ionenstrahlung zeigt dagegen ein völlig anderes Verhalten: Für hohe Ionenenergien (an der Oberfläche) geben Ionen beim Durchgang durch Materie nur wenig Energie ab. Erst wenn die Ionenenergie durch diese vergleichsweise geringe Energieabgabe entlang einer Wegstrecke weit genug abgefallen ist, wird die Restenergie in einem sehr kleinen Volumen abgegeben (vgl. Abb. 1.2), dem sog. *Bragg-Peak* (siehe 1.2).³ Dieses völlig unterschiedliche Tiefendosisprofil erlaubt es mit Ionen auch sehr kleine Behandlungsvolumen gezielt mit einer hohen Dosis zu bestrahlen, während das umliegende Gewebe sowohl vom direkten Primärstrahlungsdurchgang, als auch durch die Sekundärstrahlung mit einer nur vergleichsweise geringen Dosis beaufschlagt wird. Da die Erzeugung der benötigten hochenergetischen Ionenstrahlen bislang aufwendige Großanlagen erfordert, gibt es zur Zeit nur wenige Behandlungseinrichtungen, die diese Therapiemethode anbieten. Die Photonenstrahltherapie kommt dagegen mit sehr kompakten Strahlenquellen aus.

In der Theorie lassen sich Laserbeschleuniger sehr kompakt aufbauen. Man spricht in diesem Zusammenhang oft von sog. *Tabletop*-Beschleunigern, die man sich, wie z.B.

²Fehlerhafte Programmabarbeitung, daraus resultierend falsch erfasste Daten oder Computersystemabstürze.

³Man muss dabei aber zwischen Protonen und schwereren Ionen, wie z.B. Kohlenstoff unterscheiden: Letztere fragmentieren und die Bruchstücke geben ihre Energie erst hinter dem Bragg-Peak der primären Ionensorte ab, was zu einer Verbreiterung des Tiefendosisprofils führt.

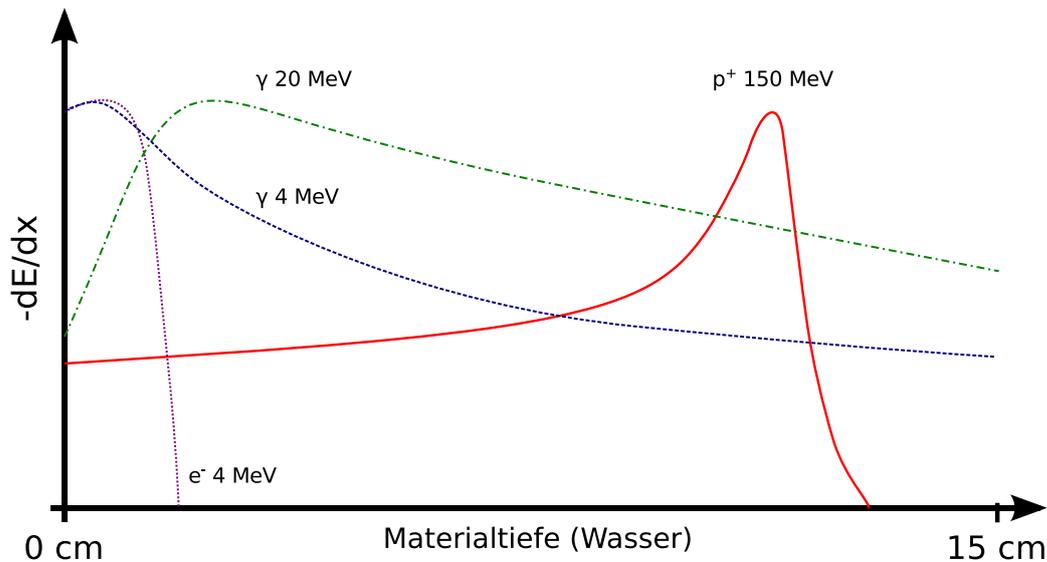


Abbildung 1.2: Vergleich der Energiedeposition verschiedener Teilchenstrahlarten in Wasser.

einen modernen Computer⁴ auf den Schreibtisch stellen könnte, oder praktischer als kompaktes Modul in einem Gesamtgerät, z.B. einem medizinischen Bestrahlungsgerät, Verwendung fänden. Diese Aussicht auf eine derartige Kompaktifizierung von Laserbeschleunigern macht sie für die weitere Verbreitung der Ionenstrahlentherapie interessant.

Momentan existierende Laserbeschleuniger erreichen Protonenenergien bis 60 MeV. Damit erreichen sie fast die für den klinischen Einsatz interessanten Energien von 90 – 200 MeV.⁵ Bevor Laserbeschleuniger in der Strahlentherapie verwendet werden können, müssen sie in vielerlei Hinsicht verbessert werden: Es müssen reproduzierbar gewünschte Ionenenergien und Teilchenzahlen erzeugt werden können. Die bislang von Laserbeschleunigern erzeugten Ionenpulse erreichen noch nicht die Reproduzierbarkeit, die für eine medizinische Anwendung erforderlich ist. Die Geräte müssen wesentlich verkleinert werden, um überhaupt mit den existierenden Beschleunigern in der Ionenstrahlentherapie konkurrieren zu können[4].

Bis es soweit ist, finden Laserbeschleuniger in absehbarer Zeit keinerlei klinische Anwendung. Sie werden aber bereits im Bereich der biomedizinischen Grundlagenforschung für vergleichende Experimente an Zellkulturen genutzt. Die Frage, die auch in Hinblick auf den medizinischen Einsatz geklärt werden muss, ist, welchen Einfluss die Zeitstruktur einer Strahlendosis auf die dadurch ausgelösten zellulären Vorgänge hat, insbesondere DNA-Doppelstrangbrüche. Die von Laserbeschleunigern erzeugten Ionenpulse, mit ihren große Dosisleistungen, könnten eine andere medizinische

⁴Diese nahmen auch einmal ganze Lagerhallen ein, heute hat jedes Mobiltelefon wesentlich mehr Rechenleistung als der größte Computer der 1970er-Jahre.

⁵Bei der Bestrahlung von Augentumoren auch kleinere Energien ab ca. 70 MeV.

Bewertung erforderlich machen, die von den Modellen, die bisher in der Bestrahlungsplanung verwendet werden, abweicht [5].

Sollten Laserbeschleuniger eine medizinische Anwendung finden, erfordert dies auch Detektoren für die Dosimetrie, die den Anforderungen laserbeschleunigter Ionen genügen und die für eine klinische Anwendung notwendige Genauigkeit ($< 5\%$) aufweisen.

1.2 Die Wechselwirkung von Ionen mit Materie

Bei der Bewegung von Teilchen durch Materie finden zwei Arten von Wechselwirkungen statt: Elektronische Wechselwirkung, bei denen die durchdringenden Teilchen mit den Elektronenhüllen der Atome des Targets wechselwirken. Und nukleare Wechselwirkung bei der es zur Übertragung von Energie auf die Atomkernen des Targets kommt.

Für geladene Teilchen (Elektronen, Myonen und Ionen) und Photonen dominiert die elektronische Wechselwirkung. Die Energiedisposition durch Ionen im durchdrungenen Material wird bei hohen Energien durch die *Bethe-Formel* beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{A \cdot u}{Z \cdot \rho} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.7)$$

Das Verhältnis $\frac{A}{Z} \cdot \frac{u}{\rho}$ beschreibt dabei die Elektronendichte des durchdrungenen Materials durch seine Nukleonenzahl A , Kernladungszahl Z , und atomare Dichte $\frac{u}{\rho}$. Die Menge an übertragender Energie hängt zudem vom mittleren Anregungspotential I des Materials ab.

Das durchdringende Ion wird durch die Geschwindigkeit im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit $\beta = v/c$ und seinen Ladungszustand z beschrieben. Das kinetische Verhalten hängt folglich maßgeblich vom Verhältnis dieser beiden Größen zueinander ab.

Bei vorgegebener kinetischer Energie (z.B. durch Durchlaufen eines bestimmten elektrischen Potentials) eines Teilchens der Masse m gilt

$$E_k = m\gamma c^2 - mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - mc^2 \quad (1.8)$$

woraus folgt

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left(\left(\frac{E_k}{mc^2} \right)^2 + 2 E_k mc^2 + m^2 c^4 \right)^{-1}} \quad (1.9)$$

Setzt man Gl. 1.9 in 1.7 ein folgt daraus, dass je langsamer sich ein Ion durch das Medium bewegt, desto effektiver läuft der Energieaustausch ab. Die Energieabgabe ist also umso größer, je geringer die Ionenenergie und je größer die Ionenmasse ist.

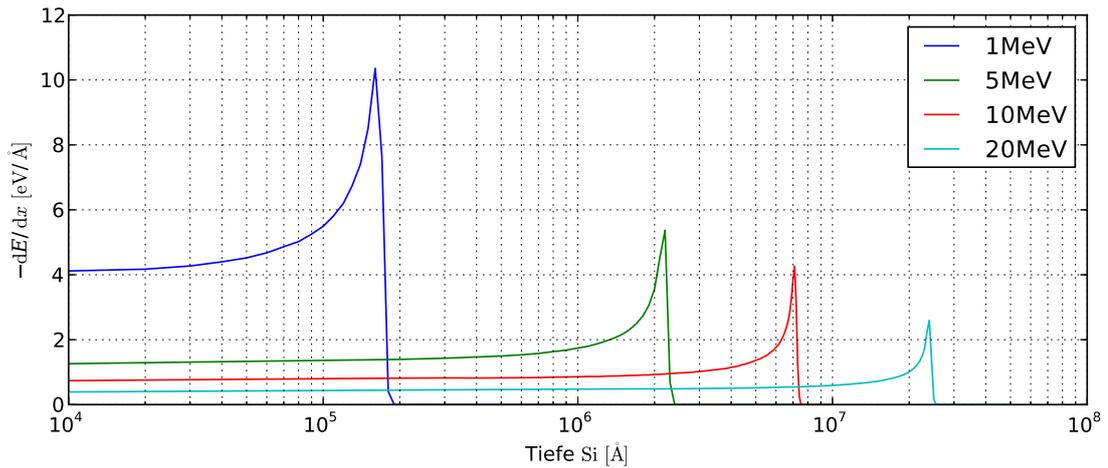


Abbildung 1.3: Bremsvermögen von Protonen in Silizium in Abhängigkeit von der Materialtiefe bei verschiedenen Anfangsenergien (TRIM-Rechnung).

Aus den Eigenschaften der durchdringenden Ionen und des durchdrungenen Material ergibt sich durch die Bethe-Formel (Gl. 1.7) das sog. *Bremsvermögen* (*stopping power*). Für eine festgelegte Kombination aus Ionensorte und Targetmaterial hängt das Bremsvermögen von der Energie ab (Abb. 1.3). Ist die Ionenenergie groß, so verläuft die Energieabgabe über die Weglänge nahezu konstant. Zu geringeren Ionenenergien hin steigt die Bremskurve zunehmend an, bis schließlich im sog. *Bragg-Peak* die verbleibende Restenergie des Teilchens nahezu vollständig abgegeben wird.

Für die Wechselwirkung von Ionen mit Detektoren, deren Signal mit der deponierten Energie variiert, bedeutet dies, dass das Signal des Detektors davon abhängt, in welchem Teil der Bremskurve sich das aktive Detektorvolumen befindet. Die im Detektor deponierte Energie ergibt sich aus dem Integral der Bremskurve über das Detektorvolumen. Bei der Auswertung der von einem Ionendetektor gelieferten Signale muss dies berücksichtigt werden.

1.3 Detektoren für den Nachweis energetischer Teilchen

Der Nachweis von Strahlung und die Quantifizierung ihrer Eigenschaften ist Grundvoraussetzung für die Weiterentwicklung von Beschleunigern. Die interessierenden Kenngrößen sind dabei die Fluenz, die Energieverteilung und oft auch die Strahlgeometrie. Lässt das Funktionsprinzip eines Detektors die unmittelbare Bestimmung der individuellen Teilchenenergien nicht zu, kann dennoch eine Energieunterscheidung erreicht werden, indem man die Ionen ihrer Energie entsprechend in einem Spektrometer räumlich verteilt.

Ein Teilchendetektor muss also zumindest in der Lage sein, Teilchenzahlen zu quantifizieren und sollte idealerweise auch Aussagen über den Ort erlauben. Die gebräuchlichsten Detektortypen, die man zum Nachweis energetischer Teilchen verwendet, werden im Folgenden beschrieben.

1.3.1 Offline-Detektoren

Unter Offline-Detektoren versteht man alle Nachweisgeräte, deren Daten zeitlich und räumlich getrennt von ihrem Entstehen erfasst werden. Die bekanntesten Offline-Detektortypen sind Kernspurdetektoren, Image Plates, radiochromatische Filme und photographische Filme.⁶ Offline-Detektoren arbeiten dabei unabhängig von der zeitlichen Struktur der von ihnen erfassten Ereignisse. Alle Ereignisse, die innerhalb der Zeitspanne zwischen Herstellung oder Löschen des Detektors und seinem Auslesen mit dem Detektor wechselwirken, werden aufintegriert. Prinzipbedingt sind Offline-Detektoren auch unempfindlich gegenüber EMP.

Wegen dieser Eigenschaften, der Fähigkeit zur Ortsauflösung und des großen Fluenzbereich, in dem sie genutzt werden können, stellen Offline-Detektoren bislang das Arbeitspferd für die Ionenstrahldiagnose an Laserbeschleunigern dar. Als Nachteil steht dem gegenüber, dass Offline-Detektoren die von ihnen gesammelten Daten nicht unmittelbar zur Verfügung stellen.

Solange Laserbeschleuniger nur einen „Schuß“ alle 10 Minuten abgaben, konnten zumindest Image Plates mithalten. Mittlerweile erreichen einige Laserbeschleuniger jedoch Repetitionsraten $> 1/\text{min}$, womit beim Betrieb dieser Anlagen selbst die relativ zügig auslesbaren Image Plates einen Flaschenhals darstellen.

Die Ortsauflösung von Image Plates und radiochromatischen Filmen wird bei diesen von dem zum Auslesen verwendeten Scanner bestimmt. Die Ortsauflösung von Kernspurdetektoren bestimmt sich aus dem minimalen Abstand, den die einzelnen Ionenspuren haben müssen, um identifizierbar zu bleiben. In der Praxis bewegt sich die für alle drei Detektortypen sinnvoll nutzbare Auflösung im Bereich von ca. $10\ \mu\text{m}$. Die erfassbaren Fluenzen reichen von einer Größenordnung von $< 10^6\ \text{cm}^{-2}$ homogener verteilter Strahlung bei Kernspurdetektoren über $< 10^7\ \text{cm}^{-2}$ bei Image Plates bis hin zu $< 10^{10}\ \text{cm}^{-2}$ bei radiochromatischen Filmen.

Kernspurdetektoren

Bei Kernspurdetektoren (*Solid State Nuclear Track Detectors* – SSNTD) handelt es sich um Festkörperdetektoren zum Nachweis von Ionenstrahlung. SSNTDs bestehen zumeist aus einem Kohlenstoffpolymer. Ein Standardmaterial zum Nachweis von Io-

⁶Auf photographische Filme soll nicht weiter eingegangen werden, da diese zumeist für den Nachweis von Photonen optimiert sind.

nen ist *CR-39* (Polyallyldiglycolcarbonat).⁷

Ein durch das Polymer hindurchgehendes energetisches Teilchen hinterlässt bei seinem Weg durch das Material Energie. Werden bei einer Wechselwirkung mit dem Material $> 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ abgegeben, bilden sich durch Ionisation Radikale, die die Polymerstruktur aufbrechen. Wird das Detektormaterial anschließend in Natronlauge geätzt, üblicherweise in einer 5–7 molaren Lösung bei einer Temperatur von ca. $80 \text{ }^\circ\text{C}$, geschieht dies entlang dieser Teilchenspuren lokal schneller. Dadurch bilden sich charakteristische Löcher (*Pits*), deren Größenwachstum beim Ätzen und deren Profil von der Energie und der Masse der Teilchen abhängt. Je nach nachzuweisender Teilchensorte und der zu erreichenden Größe der Pits ätzt man unterschiedlich lang (für Protonen normalerweise für 90 Minuten, zum Nachweis schwerer Ionen entsprechend kürzer, für Kohlenstoff z.B. ~ 25 Minuten, siehe 5.1.2).

Typischerweise ätzt man so, dass die sich ergebenden Pits einen Durchmesser zwischen $1 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ erreichen. Eine Spur kann nur dann eindeutig quantifiziert werden, wenn sie sich nicht mit anderen Ionenspuren überlappt. Unter Annahme einer dichtesten Kreispackung folgt unmittelbar die maximale Fluenz bis zu der ein Kernspurdetektor quantifizierbare Daten liefert. Bei einem durchschnittlichen Pit-Durchmesser von $5 \mu\text{m}$ ergibt sich daraus für eine homogene Intensitätsverteilung eine maximal quantifizierbare Fluenz⁸ von $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$. Da in Kernspurdetektoren jedes Ion eine eigene Spur erzeugt, können damit auch einzelne Ionen nachgewiesen werden, solange die einzelnen Spuren voneinander getrennt sind.

Das präparierte CR-39 wird mittels einem Lichtmikroskop erfasst, was je nach Größe des Detektors mehrere Tage beanspruchen kann. Erfolgte die Datenerfassung anfangs noch manuell, wird diese Aufgabe heute von automatisierten Systemen übernommen [6, 7]. Typischerweise benötigt das Auswerten eines CR-39 Detektors von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ca. 24 Stunden.

Image Plates

Image Plates nutzen den Effekt der sog. *photostimulierbaren Lumineszenz (PSL)* bestimmter Phosphore, beispielsweise Europium(II)-dotiertes Bariumfluorobromid ($\text{BaFBr} : \text{Eu}^{2+}$). In der Kristallstruktur dieser Stoffe bilden sich charakteristische Fehlstellen, die sog. *Farbzentren*, im Gitter aus, im genannten Beispiel um die Bromionen herum. Wechselwirken Eu^{2+} -Ionen mit ionisierender Strahlung, verlieren sie ein weiteres Hüllenelektron. Die so von ihrem Partneratom getrennten Elektronen treten aus dem *Valenzband* in das *Leitungsband* des Kristallgitters und werden in

⁷Die Bezeichnung CR-39 geht auf die Probennummer der Versuchsreihe der Columbia Southern Chemical Company im Jahr 1940 zurück, in der das Polymer entwickelt wurde.

⁸In der Literatur wird oft ein Auflösungsvermögen von $\sim 10^8 \text{ cm}^{-2}$ angegeben, was $\sim 1/5$ der hier betrachteten Pitdurchmesser, also $\sim 1 \mu\text{m}$ entspricht. Derart kleine Spuren erweisen sich jedoch als schwierig für die automatische Auswertung und erlauben nur sehr kleine Toleranzen in den Ätzparametern.

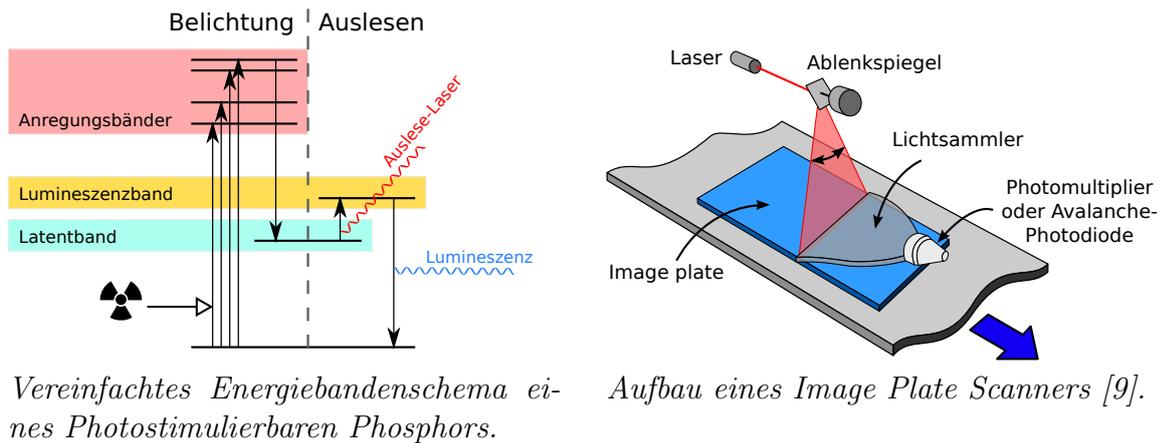


Abbildung 1.4: Zur Funktionsweise von Image Plates.

den Farbzentren des Kristalls eingefangen. Dieser metastabile Zustand liegt energetisch über dem Grundzustand. Dadurch können durch niederfrequente Strahlung, die aber energetisch nicht ausreichend ist weitere Eu^{2+} zu Eu^{3+} zu ionisieren, die in den Farbzentren gefangenen Elektronen wieder in das Leitungsband gehoben werden. Rekombinieren diese Elektronen mit den Eu^{3+} -Atomen des Kristalls wird dabei blau-violettes (400 nm) Licht abgegeben[8] (Abb. 1.4).

Da nach der Bestrahlung die in den Farbzentren eingefangenen Elektronen durch statistische Prozesse aus diesen ausbrechen, nimmt die Intensität der PSL ab, abhängig davon, wie viel Zeit zwischen der Bestrahlung und der Lumineszenzstimulation vergeht. Dieses als *Fading* bezeichnete Verhalten muss berücksichtigt werden um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Üblicherweise lässt man die Image Plates vor quantitativen Messungen für einige Stunden ruhen, da das Fading während der ersten Stunde nach der Bestrahlung am stärksten ist. Ist ein größerer Fehler bei der Messung akzeptabel, lassen sich die Image Plates auch unmittelbar, oder nur wenigen Minuten nach der Bestrahlung auslesen. Ein Auslesevorgang dauert, je nach Größe der Platte und verwendetem Scanner, wenige Minuten bis zu einer halben Stunde. Zusammen mit der Ruhezeit ergibt sich so eine Datenerfassungszeit in der Größenordnung von Minuten bis Stunden.

Image Plates lassen sich wiederverwenden. Dazu wird die Image Plate nach dem Einlesen in einem Löscherät hellem Licht ausgesetzt, so dass die nach dem Auslesen an den Farbzentren verbliebenen Elektronen in das Valenzband zurückgeführt werden.

Radiochromatische Filme

Radiochromatische Filme (Handelsname *Gafchromic*[®]) nutzen die Polymerisationsreaktion bestimmter Monomere bei deren Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung.

lung aus. Nach der Herstellung liegen die Monomere in der sog. *geordneten* Struktur vor, welche *optisch dünn*, d.h. lichtdurchlässig ist. Die Einwirkung ionisierender Strahlung führt zu einer Startreaktion, die die Polymerisation der Monomere hin zu einer *optisch dichten*,⁹ d.h. Licht absorbierenden Struktur auslöst. Die bestrahlten Filme werden mit einem handelsüblichen, kalibrierten Durchlichtscanner eingelesen[10, 11, 12].

Bei radiochromatischen Filmen kommt es nach der Bestrahlung zu einem Nachdunkelungseffekt, durch den die optische Dichte auch noch nach mehrere Stunden weiter zunimmt, allerdings mit abnehmender Änderungsrate. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, werden die Filme nach einer festgelegten Ruhezeit eingescannt, um die Werte immer aus der selben Phase der Nachdunkelung zu ermitteln.

Radiochromatische Filme sind vergleichsweise unempfindlich. Die Dosen, für deren Erfassung sie genutzt werden, haben eine Größenordnung $\sim 0,1 - 400$ Gy, je nach verwendetem Filmmaterial. Ihr Hauptvorteil besteht darin, keinen Entwicklungsprozess zu benötigen und mit Standard-Flachbettscannern ausgelesen werden zu können.

1.3.2 Online-Detektoren

Im Gegensatz zur Offline-Strahldiagnose steht die *Online-Strahldiagnose*, bei der die Messdaten unmittelbar nach Ihrem Entstehen an Ort und Stelle erfasst werden. Gerade bei der Entwicklung neuer Beschleuniger ist es von großem Vorteil, wenn die Strahldiagnostik unmittelbar zur Verfügung steht, die schnellen Iterationsraten erlauben eine wesentlich effizientere Weiterentwicklung.¹⁰ Im Gegensatz zu Offline-Detektoren, die prinzipbedingt Ereignisse immer über einen Zeitraum integrieren, können Online-Detektoren wahlweise zeitintegrativ betrieben werden, oder ihre Signale unmittelbar abgeben.

Die etablierten Online-Detektoren für Ionenstrahlung sind u.a. *Ionisationskammern*, *positionsempfindliche Halbleiterdetektoren* und *Szintillatoren* (teilweise an Bildsensoren gekoppelt).

Ionisationskammern

Im Wesentlichen kann eine Ionisationskammer als gasgefüllter Kondensator angesehen werden, an den Hochspannung angelegt wird.

Tritt ein Teilchen ausreichender Energie in die Kammer ein, hinterlässt es auf seinem Weg durch das Füllgas eine Spur von Ionen und Elektronen. Durch die angelegte Hochspannung werden diese Ladungsträger getrennt. Wegen der größeren Masse und

⁹Die Begriffe optisch dicht und dünn sind nicht mit dem Brechungsindex des Materials zu verwechseln, der sich praktisch nicht ändert.

¹⁰Tatsächlich gilt dies für jede Entwicklung auf technologischem Neuland. Exemplarisch sei auf die Entwicklung des ersten nur durch menschliche Muskelkraft angetriebenen Flugzeugs durch PAUL MACCREADY hingewiesen. Schlüssel zum Erfolg war, dass Veränderungen am System sehr schnell ausgeführt werden konnten.

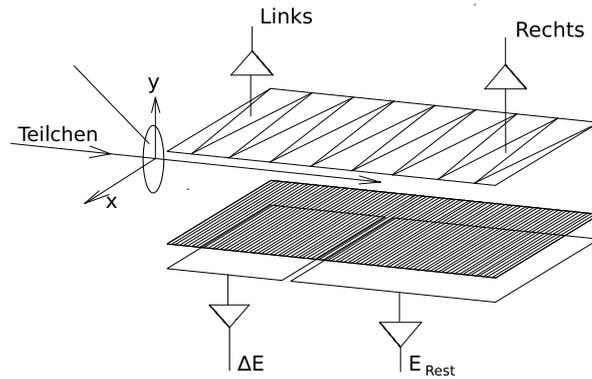


Abbildung 1.5: Prinzipdarstellung einer ortsauflösenden Ionisationskammer.

Stoßquerschnitts von Ionen, die weit über denen von Elektronen liegen, ist deren Driftzeit um ~ 3 Größenordnungen höher als die der Elektronen. Jedoch rufen die geladenen Teilchen durch Influenz Spiegelladungen in den Elektroden hervor, welche sofort gemessen werden können (*Shockley-Ramo-Theorem*). Dieser Effekt ist teilweise unerwünscht und lässt sich durch Hinzufügen eines Gitters vor der Anode unterbinden. Dieses sog. *Frisch-Gitter* schirmt die Anode von den Elektronen ab bis diese durch das Gitter hindurchtreten. Erst nach dem Durchtritt durch das Frisch-Gitter erzeugen die Elektronen Influenz in der Anode.

Mit einer Ionisationskammer lassen sich einzelne Teilchen nur dann voneinander unterscheiden, wenn diese in größeren Zeitabständen als der Driftzeit der erzeugten Ionen zu den Elektroden eintreffen (in Gas-Ionisationskammern typischerweise ~ 1 ms, daraus folgt eine max. Zählrate von 1 kHz für einzelne Ionen[13]). Treffen mehrere Teilchen innerhalb dieser Zeitspanne ein, so überlagern sich ihre Signale. Die statistische Verteilung der Ionendriftzeiten bedingt, dass die Signalqualität einer Ionisationskammer für den Nachweis einzelner Teilchen mit zunehmendem Flux abnimmt. Die Ionisationskammer geht vom sog. *Zählmodus* in den sog. *Strommodus* über, bei dem der fließende Strom von der imitierten Dosisleistung abhängt und in dem Dosisraten bis zu ~ 10 Gy/s erfasst werden können.

Hinzu kommt ein weiterer Effekt, der mit zunehmender Bestrahlungsintensität eintritt: Nimmt die Dichte der erzeugten Ladungsträger zu, vergrößert sich die Wahrscheinlichkeit, dass von den erzeugten Ladungsträger-Paaren einige der positiv geladenen Ionen mit freien Elektronen rekombinieren. Es fließt folglich ein unterproportionaler Strom. Der Rekombinationseffekt lässt sich durch eine Erhöhung der angelegten Spannung kompensieren, wodurch die Ladungsträger schneller getrennt werden und so die Wahrscheinlichkeit für deren Rekombination sinkt[13]. Die begrenzte Durchbruchspannung von Gasen erlaubt dies aber nur zu einem gewissen Grad. Dies schränkt die Nutzbarkeit von Ionisationskammern mit kürzer werdenden Pulsdauern, bei gleich bleibender Fluenz, weiter ein.

Durch entsprechende Gestaltung der Elektrodengeometrie lässt sich mit einer Ionisationskammer der Ort der erzeugten Ionenspur ermitteln. Exemplarisch für die Funktionsweise einer ortsauflösenden Ionisationskammer ist die am ERDA-Messplatz des MLL-Beschleunigers verwendete Anordnung gezeigt (Abb. 1.5). Die Ortsauflösung x -Richtung ergibt sich durch die Unterteilung der Kathode in zwei sägezahnförmige Interdigitalelektroden. Durch diese Geometrie entspricht das Verhältnis der Signalhöhen an beiden Teilelektroden der Lage der zur Kathode senkrechten Ebene in der sich die Ladungspur in der Kammer abzeichnete.

Die dazu orthogonale Positionskomponente senkrecht zur Hauptachse y lässt sich zum einen durch die Driftzeiten, sowie durch das Verhältnis der durch Influenz verursachten Signalamplituden an Anode und Kathode bestimmen.

Schließlich wird noch das Verhältnis der erzeugten Ionisierungen nahe des Eintritts ΔE und die Restenergie E_{Rest} bestimmt um anhand der Bethe-Formel die Eindringtiefe zu bestimmen.

Es besteht folgender Zusammenhang zwischen den Impulshöhen $l, r, \Delta E, E_{\text{Rest}}$ und der Position (x,y) :

$$(x, y) = \left(\frac{(k_1 l - k_r r)}{(k_1 l - k_2 r)} + 1, \frac{(k_1 l - k_2 r)}{(\Delta E + k_y E_{\text{Rest}})} \right) ; k_{1,2,l,r} : \text{Kalibrationsparameter} \quad (1.10)$$

Wechselwirken jedoch innerhalb der Ionendriftzeit mehrere Teilchen mit dem Ionisationskammervolumen, überlagern sich die erzeugten Signale und eine genaue Ortsbestimmung der einzelnen Spuren ist nicht mehr möglich. Für eine ortsauflösende Ionisationskammer definiert die Driftzeit der Ionen somit die sog. *Totzeit* für die die Ionisationskammer, nach der Wechselwirkung mit einem Teilchen keine weiteren Teilchen ortsauflösend nachweisen kann.

Szintillator-Detektoren

Szintillatoren wandeln die in ihnen von ionisierender Strahlung hinterlassene Energie in sichtbares Licht. Das so erzeugte Licht lässt sich von einem lichtempfindlichen Detektor (z.B. Photomultiplier, Photodioden oder CCDs) in ein elektrisches Signal wandeln. Ein Szintillator-Detektor lässt sich ortsempfindlich gestalten, indem man die vom Szintillator erzeugten Lichtsignale mittels Glasfaserkopplern (*Fiber Optical Coupler* – FCO) oder über eine klassische Linsenoptik auf einen bildgebenden Sensor abbildet (Abb 1.6).

Da die Konversionseffizienz eines Szintillators jedoch nur gering ist, benötigt man hoch empfindliche Lichtsensoren, falls die zu erfassenden Teilchenfluenzen klein sind. Gleichzeitig treten in Szintillatoren bei hohem Flux sog. *Quenching*-Effekte auf, die zu Nichtlinearitäten bis hin zur Sättigung führen.

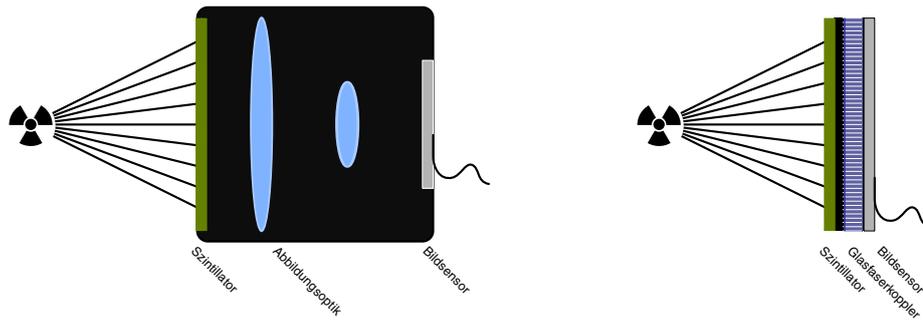


Abbildung 1.6: Prinzipdarstellung bildgebender Szintillator-Detektoren in Linsen-Abbildungsoptik- und Glasfaserkoppler-Ausführung.

Halbleiterdetektoren

Wie in 2.3.2 noch ausführlich beschrieben wird, können Halbleiter als Festkörper-Ionisationskammern angesehen werden. Nach dem selben Prinzip, das Gas-Ionisationskammern zu Grunde liegt, nämlich der Trennung von Ionen und Elektronen durch ein E-Feld, muss auch in Halbleiterdetektoren ein solches Feld vorhanden sein. Dieses Feld wird durch eine extern angelegte *Bias-Spannung* erzeugt, deren Größenordnung bis zu ~ 100 V erreicht, bei pixelbasierten Detektoren jedoch üblicherweise in der Größenordnung von < 15 V liegt. Liegt zusätzlich ein PN-Übergang vor, liefert das Diffusionspotential der Verarmungsschicht einen zusätzlichen Beitrag.

Positionsempfindlichkeit in einem ausgedehnten Halbleiterdetektorvolumen lässt sich dadurch erreichen, dass man das Signal – wie bei einer ortsempfindlichen Gas-Ionisationskammer – aus dem Detektorvolumen an mehreren Punkten abnimmt und auf ähnliche Weise verrechnet. Dementsprechend lassen sich so nur Ereignisse trennen, die durch mehr als eine Ladungsträger-Driftzeit voneinander zeitlich getrennt sind. Wechselwirken mehrere Teilchen innerhalb der Driftzeit mit dem Detektorvolumen, so überlagern sich die von ihnen erzeugten Signale. Die um mehrere Größenordnungen höhere Dichte und elektrische Leitfähigkeit eines Halb-/Leiters gegenüber ionisiertem Gas reduzieren diese Zeit erheblich (um ca. den Faktor 10^{-4} , nach Vergleich der Literaturwerte der Ladungsträgermobilitäten).

Die Bandbreite moderner Halbleiterdetektoren beträgt bis zu mehrere 10 GHz, wenn die aktive Fläche klein genug ist. Mit zunehmender Detektorfläche vergrößern sich Kapazität und Induktivität, wodurch die Bandbreite sinkt. Nicht zuletzt begrenzt auch die notwendige Signalkonditionierung und -Auswertung die effektiv verarbeitbaren Signalaraten. Die schnellsten am Markt erhältlichen AD-Wandler erreichen kaum 10 GSamples/s, entsprechend 0,1 ns/Sample. Dies liegt aber immer noch um zwei Größenordnungen oberhalb der Zeitdauer eines laserbeschleunigten Ionenpulses von ~ 1 ps.

Um auch bei hohen Fluenzen und kurzen Pulsen eine räumliche Auflösung zu

erhalten bietet es sich an, mit voneinander getrennten Detektorvolumina zu arbeiten, deren Signale unabhängig voneinander verarbeitet werden. Auch hier kommt die größere Dichte zum Tragen, da durch diese schon in einem sehr kleinen Volumen ($< 1 \mu\text{m}^3$) ein hindurchgehendes Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit wechselwirkt. Es kann somit jedes Flächenelement im interessierenden Bereich mit einem eigenen Detektorvolumen versehen werden.

Einzelne Detektorelemente können immer noch gesättigt werden, dies betrifft dann aber nur dieses eine Detektorelement. Gehen mehrere Teilchen innerhalb einer Ausleseperiode durch ein Element hindurch, können diese zwar nicht unterschieden werden, es ist aber möglich die totale in dem Detektorelement hinterlassene Dosis zu bestimmen. Die räumliche Auflösung bleibt somit selbst dann erhalten, wenn einzelne Detektorelemente gesättigt werden.

Da durch die Unterteilung die einzelnen Detektorelemente aber einen kleineren Querschnitt haben, wird bei gegebener Fluenz innerhalb eines Detektorelements insgesamt weniger Energie abgegeben. Durch entsprechende Verkleinerung der Detektorelemente lassen sich somit sowohl die räumliche Auflösung als auch die maximal erfassbare Fluenz vergrößern.¹¹

Ein solcher auf Detektorelementen in einer 2-dimensionalen Struktur (sog. *Pixel*¹²) basierender Halbleitersensor ist die Grundlage der vorliegenden Arbeit.

1.4 Motivation für die Verwendung neuer Detektortypen

Die Eigenschaften laserbeschleunigter Ionenstrahlung stellt besondere Ansprüche an die verwendeten Detektoren. Die spektroskopische Untersuchung der Ionenenergien erfordert zudem die ortsauflösende Erfassung der Ionen.

Offline-Detektoren wie CR-39, Image Plates und in gewissem Rahmen auch radiochromatische Filme bieten eine hervorragende räumliche Auflösung. Image Plates und radiochromatische Filme werden zudem von den Fluenzen eines laserbeschleunigten Ionenpulses ($< 10^7 \text{ cm}^{-2}$) nicht gesättigt. Wird der Ionenstrahl eines Laserbeschleunigers durch ein Filtersystem gelenkt und damit in der Intensität abgeschwächt, eignet sich auch CR-39 für die Messung. Die zur Erfassung der Daten benötigte Zeit macht die Verwendung dieser Detektoren jedoch zum Flaschenhals im experimentellen Ablauf, da ein Laserbeschleuniger Pulse im nahezu Sekundentakt abgeben kann, das Erfassen der Daten von z.B. Image Plates jedoch mindestens einige Minuten erfordert. Ein Onlinedetektor für laserbeschleunigte Ionenpulse muss mit mindestens den Pulsraten eines Laserbeschleunigers unmittelbar auslesbar sein und gleichzeitig die auftretenden Fluenzen verarbeiten können.

¹¹vorausgesetzt die Größe der Integrationskapazität bleibt bei dieser Verkleinerung erhalten, z.B. durch mehrlagige Strukturierung.

¹²Kurz für *Picture Elements*.

Fluxen von $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{ps}^{-1}$ lassen sich nur eingeschränkt mit Gas-Ionisationskammern quantifizieren. Durch die große Teilchenanzahl entstehen im Füllgas in hoher Dichte Ion-Elektron-Paare, wodurch ein starker Rekombinationseffekt eintritt. Bei „einfachen“ ortsempfindlichen Ionisationskammern basiert die Methode der Ortsbestimmung auf der Verarbeitung der Signale der von einem *einzelnen* Teilchen erzeugten Ionenspur. Ohne integrierte Raumunterteilung ermöglichen derartige Ionisationskammern damit bei den zu bewältigenden Fluxen zwar eine Quantifizierung der eingebrachten Totaldosis, geben aber keine Auskunft über deren räumliche Verteilung. Vieldrahtkammern und ähnliche, raumunterteilte Gas-Ionisationskammern müssten eigens untersucht werden.

Szintillator-Kameras erlauben zwar den ortsauflösenden Nachweis von Ionenstrahlung, durch ihr Quenching-Verhalten sind sie für den Nachweis von Fluxen, wie sie bei Laserbeschleunigern auftreten nur begrenzt geeignet.

Halbleiterdetektoren sind prinzipiell in der Lage die Fluxen laserbeschleunigter Pulse zu bewältigen, vorausgesetzt das Detektorvolumen wird soweit verkleinert, dass die eintreffende Teil-Fluenz (eines größeren Strahls) es nicht sättigt. Da Halbleiterdetektoren im Prinzip wie Gas-Ionisationskammern funktionieren, lässt sich mit Halbleiterdetektoren nach dem selben Prinzip wie bei ortsauflösenden Ionisationskammern die Lage der Ionenspur bestimmen, die von einem einzelnen hindurchgegangenen Teilchen erzeugt wurde. Doch auch für Halbleiterdetektoren liegt deren Ortsauflösungstotzeit über der Zeitdauer eines laserbeschleunigten Ionenpulses.

Dieses Problem kann durch die räumliche Segmentierung des Detektors überwunden werden. Teilt man einen Strahlungssensor in voneinander unabhängige Detektorelemente auf, erreicht man dadurch eine Ortsauflösung entsprechend der räumlichen Anordnung der Detektorelemente. Jedes Detektorelement stellt für sich ein System zur Erfassung der in ihm hinterlassenen Energiedosis dar.

Mit den Herstellungsmethoden der modernen Halbleitertechnik lassen sich momentan Strukturbreiten bis hinab zu $\sim 20 \text{ nm}$ herstellen. Bildgebende Strahlungssensoren für den direkten Nachweis von Photonen $< 3 \text{ eV}$ werden derzeit in CCD- und CMOS-Technik mit Strukturbreiten von $\sim 1 \mu\text{m}$ gefertigt.

Neben der Online-Strahldiagnose von Laserbeschleunigern besteht auch ein Interesse, bildgebende Halbleiterdetektoren zur Online-Therapieüberwachung bei der Ionenstrahltherapie zu verwenden. So könnte z.B. mittels der bei der Bestrahlung entstehenden Sekundärstrahlung tomographisch auf die räumliche Verteilung der Dosisdeposition im Zielvolumen zurückgeschlossen werden. Dadurch ließen sich die Dosen, denen das gesunde Gewebe ausgesetzt ist, reduzieren, indem der Behandlungsstrahl anhand des online ermittelten, tatsächlichen Bestrahlungsprofils zu dem Erwünschten hin nachgeregelt wird.

2 Grundlagen der Detektion geladener Teilchen mit Halbleitern

Photodioden sind auf Halbleitern basierende Detektoren für energetische Teilchen. Ihrem Namen entsprechend wurden sie ursprünglich zum Nachweis von Photonen entwickelt und verwendet. Durch ihre Struktur eignen sie sich aber auch zum Nachweis von Ionenstrahlung.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick der Festkörperphysik von pn-Strukturen und deren Funktion als Detektor für Strahlung gegeben werden. Für eine detaillierte Darstellung sei auf [14] und [15] verwiesen.

2.1 Bändermodell

Durch die besondere Struktur kristalliner Festkörper kommt es zur Ausbildung von Energiebändern, die im sog. *Bändermodell* beschrieben werden:

Für die Hüllenelektronen eines einzelnen Atoms lässt sich näherungsweise ein harmonisches Oszillatorpotential ($da/dx = \text{const.} < 0 \Rightarrow a(x) \propto -x^2$) annehmen. Ordnet man nun die Atome in einer regelmäßigen Struktur, einem Kristallgitter an, überlagern sich die Potentiale der einzelnen Atome, so dass es einem Elektron möglich ist, sich innerhalb der Äquipotentialflächen eines höheren Anregungszustands zu bewegen, den sog. *Fermi-Flächen*. Durch das Paulische Ausschlußprinzip gilt, dass die elektronischen Anregungszustände eines Atoms vom niedrigsten Besetzungszustand aus mit Elektronen aufgefüllt werden. Die Energie des höchsten Besetzungszustands eines in einem Festkörper gebundenen Atoms im Grundzustand bezeichnet man als *Fermi-Energie* (E_F), welche eine Materialkonstante ist. Um sich von seinem Atom lösen zu können, muss ein Elektron wenigstens die Fermi-Energie überwinden.

Da jedem Energiezustand eines Teilchens ein Impuls zugeordnet ist, entspricht jedem Energiezustand durch die Energie-Impuls-Beziehung nach De-Broglie die Wellenzahl des Wellenvektors \vec{k} des Teilchens

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \tag{2.1}$$

Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Festkörper ergibt sich für sie eine

effektive Masse.

$$m^* = \hbar^2 \cdot \left[\frac{d^2}{dk^2} \varepsilon(\vec{k}) \right]^{-1} ; \varepsilon(\vec{k}) = Ak^2 \pm \sqrt{B^2 k^4 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)} \quad (2.2)$$

Die durch die Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \Phi_k(\vec{r}) = E_k \Phi_k(\vec{r}) \quad (2.3)$$

bestimmte Wellenfunktion Φ_k nimmt dabei unter Verwendung eines periodischen Potentials die Form

$$\Phi_k(\vec{r}) = e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} U_n(\vec{k}, \vec{r}) \quad (2.4)$$

an (Bloch-Funktion). $U_n(\vec{k}, \vec{r})$ ist dabei in \vec{r} periodisch, mit einer Periodenlänge, die dem Netzebenenabstand des Gitters entspricht. n gibt den Bandindex an.

Die Ausbreitung in einem Gitter ist nur für die Wellen möglich, deren Länge ein ganzzahliges Vielfaches eines Netzebenenabstands des Gitters ist. Für die Hüllenelektronen in einem Kristall bedeutet dies, dass sie sich nicht auf beliebige Energien anregen lassen, sondern nur auf solche, die durch die Gitterstruktur erlaubt sind. Abhängig von der Zusammensetzung des Kristalls gibt es folgende Möglichkeiten:

- **Isolator:** Es gibt gar keine Anregungszustände in denen eine Bewegung der Elektronen durch das Kristallgitter möglich ist.
- **Leiter:** Schon im Grundzustand können sich die Elektronen durch das Gitter bewegen.
- **Halbleiter:** Die Elektronen sind im Grundzustand an Atome gebunden, können aber durch Anregung in einen Energiezustand gehoben werden, die die Bewegung durch das Gitter ermöglicht.

2.2 Halbleiter

Halbleiter zeichnen sich durch die Ausbildung zweier Arten von Energiebändern aus:

- Das *Valenzband* mit einer Anregungsenergie von E_V , in dem die Elektronen an ihr jeweiliges Atom gebunden sind.
- Das *Leitungsband*, in dem sich die Elektronen, die auf seine Anregungsenergie E_C gehoben wurden, durch das Gitter bewegen können.

Da die zulässigen Wellenzahlen von den Netzebenenabständen des Gitters bestimmt werden und der Netzebenenabstand in einem Kristall von der räumlichen Ausrichtung abhängt, ergeben sich für unterschiedliche Bewegungsrichtungen eines Elektrons verschiedene Energiebänder. Die Ausrichtung des Kristalls spielt also für einen Halbleiter eine wichtige Rolle und muss bei der Fertigung beachtet werden.

Den minimalen energetischen Abstand dieser beiden Bänder, der zum Wechsel eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband von diesem überwunden werden muss, wird *Bandlücke* genannt und ist eine charakteristische Materialkonstante eines gegebenen Halbleiters. Die Bandlücken von Halbleitern erreichen bis zu 3 eV.¹ Silizium weist eine Bandlücke von $\sim 1,12$ V auf. Bewegung im Kristallgitter verkleinert die Bandlücke, d.h. die Größe der Bandlücke ist temperaturabhängig. Die Anregung eines Elektrons kann dabei thermisch oder durch Strahlung erfolgen.

Wird in einem Halbleiter ein Elektron durch Energieeintrag in das Leitungsband gehoben, hinterlässt es im Valenzband eine Lücke, die als *Loch* bezeichnet wird. Löcher verhalten sich wie 1-fach positiv geladene Teilchen, denen man eine *effektive Masse* und Impuls zuordnen kann.

Das thermische Verhalten der Elektronen bestimmt den Untergrund freier Ladungsträger bei gegebener Temperatur. Die Besetzungswahrscheinlichkeit eines elektronischen Anregungszustandes wird durch die *Fermi-Dirac*-Statistik beschrieben:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.5)$$

Liegt die Fermi-Energie E_F innerhalb der Bandlücke und hat einen Abstand von ca. $3k_B T$ zu den Bändern, lässt sich dies für Elektronen (n) und Löcher (p) separat annähern mit

$$F_n(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.6)$$

$$F_p(E) = 1 - F(E) \approx \exp\left(-\frac{E_F - E}{k_B T}\right) \quad (2.7)$$

Über die Zustandsdichten der Besetzung von Valenzband N_V und Leitungsband N_C

$$N(E_{\text{kin}})dE_{\text{kin}} = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E_{\text{kin}}}dE_{\text{kin}} \quad (2.8)$$

¹Diamant, obwohl kein Halbleiter im eigentlichen Sinne, wird ebenfalls als Detektormaterial verwendet und weist einen Bandabstand von ~ 6 eV auf.

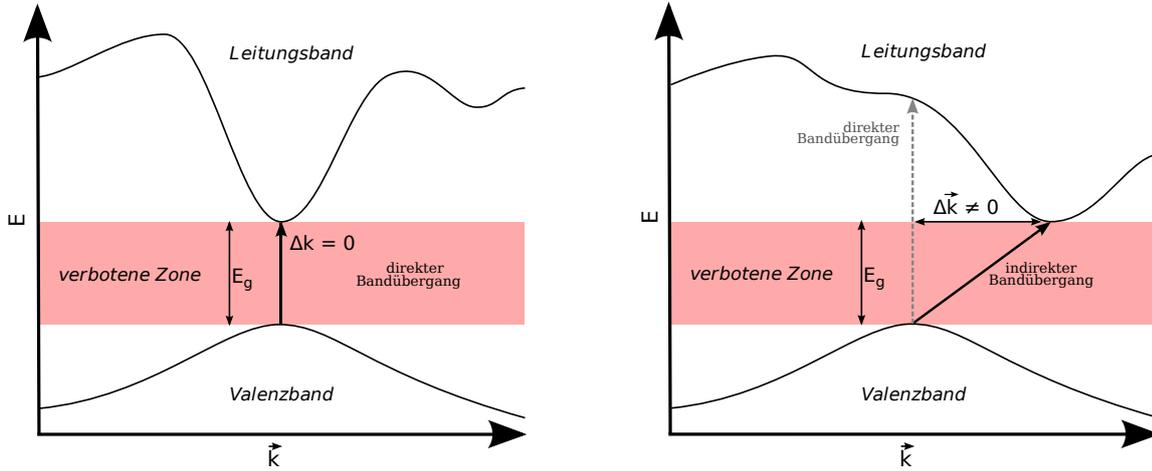


Abbildung 2.1: Energieübergänge in *direkten* und *indirekten* Halbleitern.

erhält man durch Integration über die Ladungsträgerkonzentration und den Besetzungswahrscheinlichkeiten die Dichte freier Elektronen ρ_n und Löcher ρ_p

$$\rho_n = 2 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T} \right) = N_C \exp \left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T} \right) \quad (2.9)$$

$$\rho_p = 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T} \right) = N_V \exp \left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T} \right) \quad (2.10)$$

Man charakterisiert Halbleiter danach, ob der Übergang eines Elektrons zwischen den Bändern alleine durch Energieaufnahme möglich ist, beschrieben durch eine ganzzahlige Multiplikation des Wellenvektors, oder ob der Austausch von Impuls mit dem Gitter erforderlich ist (Abb. 2.1). Im ersten Fall spricht man von einem *direkten* im zweiten Fall von einem *indirekten* Halbleiter. Dieses Verhalten hat unmittelbare Auswirkung auf die Interaktion mit Strahlung.

Photonen deren Energie in der Größenordnung des Übergangs zwischen Valenz- und Leitungsband liegt, haben nicht genügend Impuls um alleine den Energieübergang in indirekten Halbleitern zu ermöglichen. Der zusätzliche Impuls muss mit der Gitterschwingung, also Phononen ausgetauscht werden. Da es sich dabei um einen statistischen Prozess handelt läuft dieser Prozess langsamer ab, als ein direkter Bandübergang.

Ionenstrahlung trägt demgegenüber einen signifikanten Impuls, so dass die Anregung von Elektronen in einem indirekten Halbleiter durch Ionenstrahlung ähnlich schnell wie in direkten Halbleitern abläuft, da durch Impulsübertrag vom eintreffenden Ion auch das notwendige Phonon beigesteuert wird.

Bei Silizium handelt es sich um einen *indirekten* Halbleiter.

2.2.1 Dotierung

Liegt der Halbleiterkristall als Reinstoff vor, hängt die Menge der vorhandenen freien Ladungsträger (Löcher und Elektronen) alleine von der Anzahl der angeregten Atome ab. Es gilt $N_{\text{Elektronen}} = N_{\text{Löcher}}$. Man spricht in diesem Fall von einem *intrinsischen* Halbleiter. Die in einem solchen Halbleiter vorhandenen freien Ladungsträger entstehen u.a. durch thermische Anregung, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben und Defektstellen im Gitter.

Um die Anzahl freier Ladungsträger zu erhöhen bringt man in das Kristallgefüge eines Halbleiters Fremdatome ein, deren Hülle weniger oder mehr Bindungselektronen als das Halbleiterelement aufweisen. Durch die zusätzlichen freien Ladungsträger erhöht sich die elektrische Leitfähigkeit einer homogen dotierten Region. Man nennt dies *Dotierung*. Für die Dotierung eines Halbleiters der IV. Hauptgruppe, z.B. Silizium, eignen sich Elemente der Hauptgruppen III und V, die eingebrachten Fremdatome nennt man *Elektronen-Akzeptoren* und *-Donatoren*. Silizium wird üblicherweise mit Phosphor (V. Hauptgruppe) negativ (n) und mit Bor (III. Hauptgruppe) positiv (p) dotiert (Abb. 2.2).

Je nach Anwendungsfall reicht die Menge der eingebrachten Donator-Atome von schwacher (1 Donator/ 10^8 Atome, {n,p}–) bis starker (1 Donator/ 10^4 Atome, {n,p}+) Dotierung. Ein weiterer Effekt der Dotierung ist, neben der Anreicherung mit freien Ladungsträgern, auch die Veränderung der Fermi-Energie im dotierten Volumen.

In den Grenzbereichen unterschiedlicher Dotierung kommt es zur Ausbildung heterogener Ladungsträgerverteilungen. Durch Strukturierung der Bereiche unterschiedlicher Dotierung ist es möglich, die Bewegungen von Ladungsträgern innerhalb des Halbleiters zu steuern. Dadurch wird die Konstruktion komplexer Bauteile mit einer durch die jeweilige Strukturierung definierten Funktion möglich. Eine solche Struktur ist z.B. die sog. *pn-Struktur*, die sich als Detektor für Strahlung eignet.

2.3 pn-Struktur

2.3.1 Verarmungsschicht

Erzeugt man in einem Halbleiter Zonen unterschiedlicher Dotierung, diffundieren die freien Ladungen entlang des Konzentrationsgefälles der Dotierung.

Lässt man Bereiche positiver und negativer Dotierung aneinandergrenzen, diffundieren somit Löcher in die n-dotierte Zone und Elektronen in die p-dotierte Zone. Im Übergangsbereich rekombinieren Löcher und Elektronen und besetzen somit das Leitungs- bzw. Valenzband. Dadurch ergibt sich ein Bereich mit verringerter Anzahl bis (nahezu) gar keinen freien Ladungsträgern, die sog. *Verarmungszone*, oder auch — bei flächigen Strukturen — *Verarmungsschicht*.

Je mehr Ladungsträger in die Bereiche entgegengesetzter Ladung diffundieren, desto stärker wird das von ihnen erzeugte E-Feld, welches der Diffusionsbewegung ent-

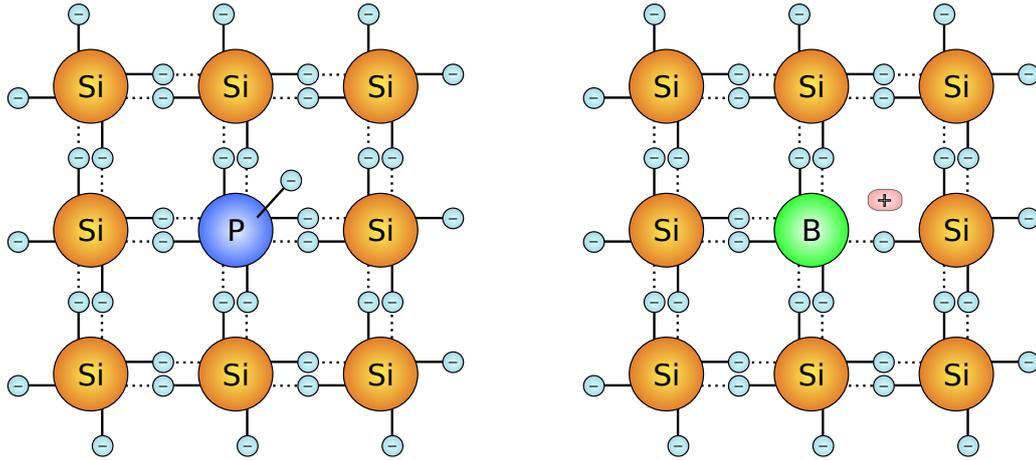


Abbildung 2.2: Dotierung von Silizium mit Phosphor oder Bor führt zu einem Überschuss an negativen (Elektronen) oder positiven (Löcher) Ladungsträgern (modifiziert nach [16]).

gegenwirkt, bis sich schließlich ein Gleichgewicht zwischen Diffusion und E-Feld einstellt. Dieses E-Feld innerhalb der Verarmungszone erzeugt das sog. *Diffusionspotential* (*built-in voltage*). Damit lässt sich für einen pn-Übergang die Poisson-Gleichung aufstellen:

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon} \left(\underbrace{n_0 - p_0}_{\substack{\text{Konzentrationsunterschied der freien} \\ \text{Ladungen im Gleichgewicht } (\approx 0)}} + \underbrace{N_A - N_D}_{\substack{\text{Konzentrationsunterschied der} \\ \text{Akzeptoren und Donatoren}}} \right) \quad (2.11)$$

Da sich die Ladungen auf beiden Seiten der Verarmungszone ausgleichen müssen gilt

$$\underbrace{d_p}_{\substack{\text{Ausdehnung des} \\ \text{E-Felds auf} \\ \text{der p-Seite}}} N_A = \underbrace{d_n}_{\substack{\text{Ausdehnung des} \\ \text{E-Felds auf} \\ \text{der n-Seite}}} N_D \quad (2.12)$$

Daraus lässt sich die totale Ausdehnung der Verarmungszone herleiten:

$$d = d_p + d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \left(\underbrace{V_{bi}}_{\substack{\text{Diffusionspotential}}} - \underbrace{V}_{\substack{\text{extern angelegte} \\ \text{Spannung}}} \right)} \quad (2.13)$$

Durch Anwendung der Einstein-Gleichung ergibt sich das Diffusionspotential zu

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{p_0 n_0} \right) \quad (2.14)$$

Das E-Feld zeigt dabei von den positiven Ladungen, die in die n-dotierte Region diffundierten, zu den negativen Ladungen im p-dotierten Bereich.

Der Dotierungsübergang kann als abrupter Wechsel, oder als gradueller Übergang ausgeführt sein. Dementsprechend hängt die Form des Diffusionspotentials davon ab (Abb. 2.3).

Das Verhalten eines pn-Übergangs an den von aussen eine elektrische Spannung angelegt wird, hängt von deren Polarität ab:

Positive Spannung am p-dotierten und negative Spannung am n-dotierten Bereich wirkt dem Diffusionspotential entgegen. Dadurch wird die Verarmungszone mit freien Ladungsträgern angereichert, wird dadurch verkleinert und verschwindet ab Erreichen einer gewissen Spannung völlig, so dass ein Strom fließen kann. Der pn-Übergang *leitet*.

Negative Spannung am p-dotierten und positive Spannung am n-dotierten Bereich verstärkt die Wirkung des Diffusionspotentials. Dadurch vergrößert sich die Verarmungszone noch weiter und es kann im Idealfall kein Strom fließen. Der pn-Übergang *sperrt*.

pn-Übergänge wirken somit als Gleichrichter. Man bezeichnet solche Halbleiterbauteile, die nur aus einem pn-Übergang bestehen, als *Dioden*.

2.3.2 Ladungstrennung / Festkörper-Ionisationskammer

Wird durch Energieeintrag in den Halbleiter ein Elektron in das Leitungsband gehoben, liegen Elektron und zugehöriges Loch als freie Ladungsträger vor. Ist das Volumen, in dem die freien Ladungen erzeugt wurden, frei von einem elektrischen Feld, rekombinieren Elektron und Loch innerhalb kürzester Zeit. Falls jedoch ein elektrisches Feld vorhanden ist, werden die Ladungsträger von diesem getrennt. Ein solches elektrisches Feld kann z.B. durch Anlegen einer externen Spannung an dem Halbleiter erzeugt werden.

Das elektrische Feld des Diffusionspotentials in der Verarmungszone eines pn-Übergangs wirkt aber genauso ladungstrennend. Werden also Elektronen innerhalb der Verarmungsschicht in das Leitungsband angeregt, werden sie sich entlang des Feldgradienten in den p-dotierten Bereich bewegen und die entstehenden Löcher entspre-

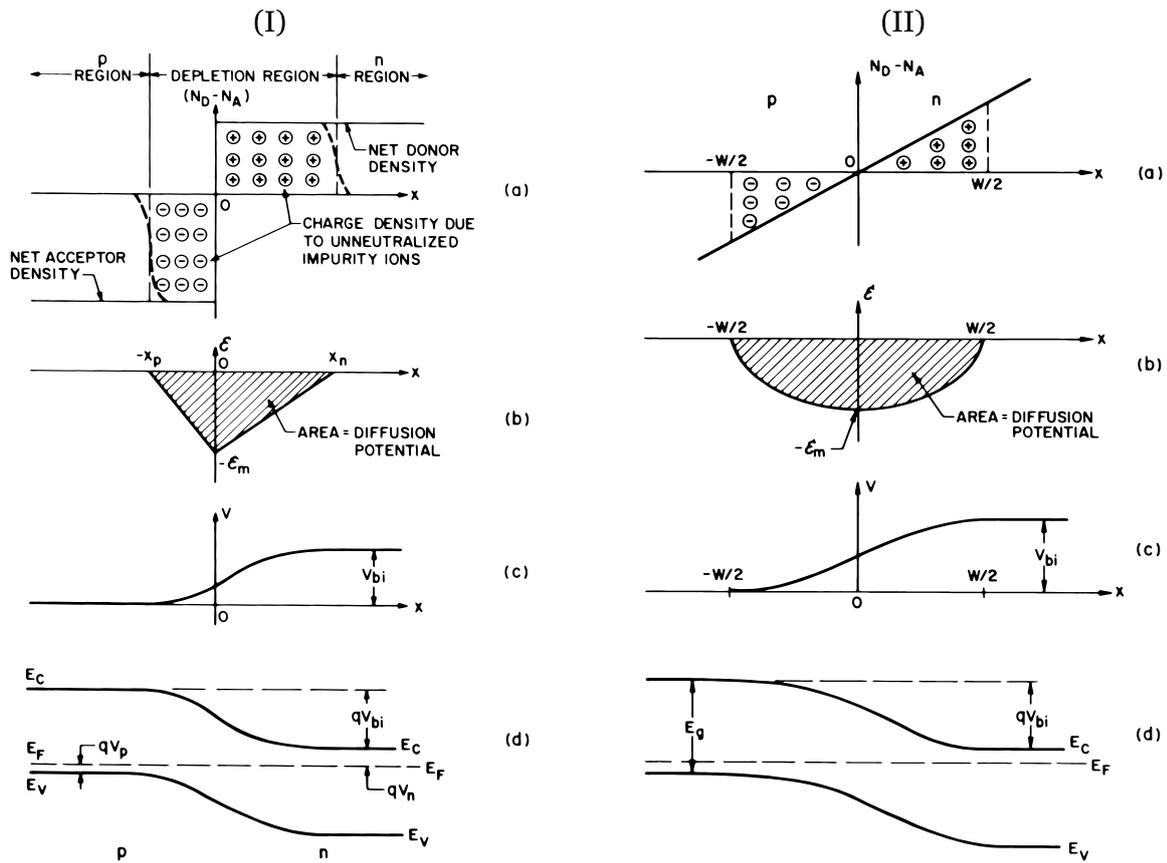


Abbildung 2.3: Zustandekommen des Diffusionspotentials an harten (I) und weichen (II) pn-Übergängen und die zugehörigen Energieschemata [14].

chend in den n-Dotierten. Der pn-Übergang verhindert dabei durch seine Gleichrichtwirkung, dass die Ladungsträger zurückfließen und rekombinieren können.

Ein weiterer Effekt, der an pn-Übergängen auftritt ist, dass sich die Bandlücke zwischen dem Valenzband im p-dotierten und dem Leitungsband im n-dotierten Bereich verkleinert. In der Verarmungsschicht ist somit die zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares benötigte Energie verringert. Für pn-Übergänge in Silizium ergeben sich, abhängig von der Dotierung und der Ausgestaltung des pn-Übergangs, typischerweise $\sim (0,7 \pm 0,2)$ eV.

Da die Dicke der Verarmungsschicht durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung (*Reverse Bias*) zunimmt, vergrößert sich dadurch das sensitive Volumen, wodurch die Empfindlichkeit einer pn-Struktur als Teilchendetektor zunimmt.

Verbindet man die pn-Schicht mit einer Kapazität, lädt sich diese mit jedem Ladungsträger, der in sie einfließt, weiter auf. Da eine sperrende pn-Schicht einen Kondensator bildet — leitende Volumina, getrennt durch einen Isolator — hat diese eine entsprechende Kapazität. Die Spannung, die sich an der Kapazität aufbaut, ist somit ein direktes Maß für die Anzahl der Ladungsträger, die innerhalb der Verarmungszone getrennt wurden.

Eine pn-Diode, die nach diesem Prinzip als Strahlungsdetektor verwendet wird, kann auf vielfältige Arten beschaltet werden, die aber alle darauf hinauslaufen, den Strom auszunutzen, der durch die Ladungstrennung innerhalb der Verarmungszone entsteht[17, 15].

Damit ist eine pn-Diode in ihrer Funktionsweise einer Ionisationskammer nicht unähnlich. Die wesentlichen Unterschiede bestehen in der um viele Größenordnungen höheren Dichte, der Ladungstrennung durch das intrinsische E-Feld des Diffusionspotentials, der hohen Ladungsträgermobilität (Elektron: $\mu_n = 1450$ cm²/Vs, Loch: $\mu_p = 450$ cm²/Vs) und den wesentlich geringeren Energien, die zum Anregen eines Elektrons in das Leitungsband (< 5 eV) erforderlich sind, verglichen mit der benötigten Energie zur Ionisation eines ungebundenen Atoms eines Gases (> 10 eV).

2.4 Strahlenschäden

In reellen Kristallen finden sich Defektstellen, in denen das Gitter lokal von der idealen Struktur abweicht (Abb. 2.4). Man unterscheidet verschiedene Arten von Kristalldefekten, die sich in *Punktdefekte*, *Liniendefekte* und *Flächendefekte* einteilen lassen.

- **Punktdefekte** bezeichnen die Abweichungen im Kristallgitter, bei denen lokal nur die Besetzungsstelle eines einzelnen Atoms betroffen ist. Dazu zählen
 - **Leerstellen** (*Vacancies*) im Gitter, bei denen das Atom, das den Gitterplatz besetzen sollte, fehlt.

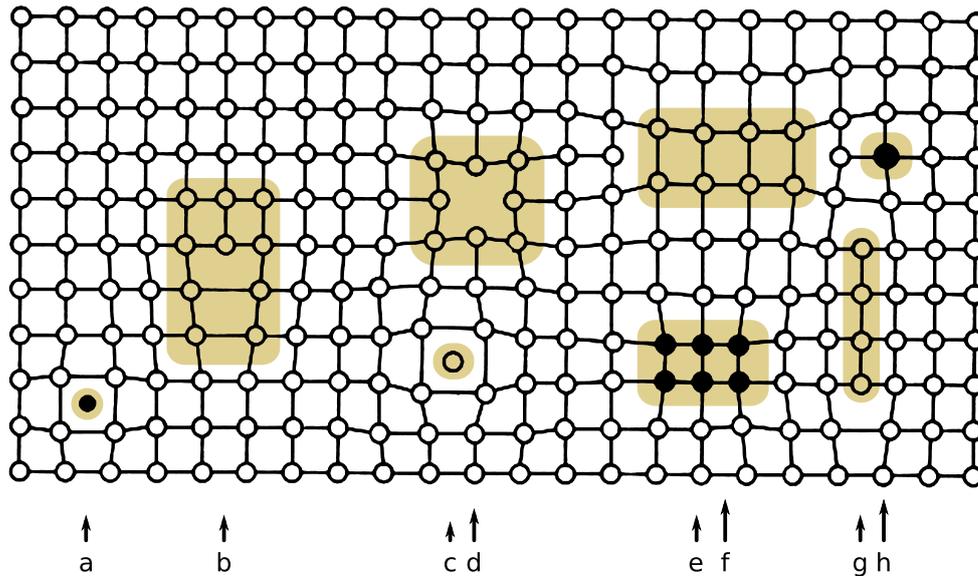


Abbildung 2.4: Die in einem Kristallgitter möglichen Defekte: (a) Zwischengitter-Fremdatom, (b) Linienversatz-Defekt, (c) Zwischengitteratom, (d) Leerstelle, (e) Anhäufung von Fremdatomen, (f) leerstellenartige Versatzschleife, (g) Interstitielle Versatzschleife, (h) Substitutions-Fremdatom. (modifiziert nach [18])

- **Zwischengitteratome** (*Interstitielle*) die zusätzlich zwischen den Atomen des Gitters sitzen.
- **Substitutionsatome** bei denen eine Gitterstelle von einem Atom anderen Element, als an der Gitterstelle zu erwarten wäre, besetzt ist.
- **Liniendefekte** sind Abweichungen in der Gitterstruktur entlang einer Dimension.
- **Flächendefekte** sind Abweichungen in der Gitterstruktur entlang zweier Dimensionen.

Die Schädigung eines Halbleiters durch Ionenstrahlung äussert sich vorwiegend in der Entstehung von *Punktdefekten*. Trifft ein Ion hinreichender Energie, d.h. mehr als der Kristallbindungsenergie, ein Atom des Kristallgitters, wird dieses aus dem Kristallgefüge gestoßen. Es entsteht eine *Leerstelle* im Gitter. Gleichzeitig verbleibt das herausgestoßene Atom an anderer Stelle im Festkörper ohne in das Gitter integriert zu sein, wird also zum *Zwischengitteratom*.

Abweichungen in der Gitterstruktur wirken sich auf zweierlei Art auf das elektronische Verhalten aus: Da sich lokal die Geometrie des Festkörpers und damit die Periodizität und letztlich die Bloch-Funktion ändert, verzerren Gitterdefekte die Bandstruktur. So werden an Gitterfehlstellen durch die thermische Anregung mehr freie

Ladungsträger erzeugt. Zusätzlich sind an Gitterfehlstellen nicht alle Valenzelektronen der umliegenden Atome gebunden. Diese stellen zusätzliche Ladungsträger dar, die sich mit geringeren Anregungsenergien in das Leitungsband heben lassen und zu dem Untergrund freier Ladungsträger beitragen. Der Effekt dieser Veränderung ist eine Vergrößerung des Untergrundstroms. Mit zunehmender Schädigung des Detektors wird das Verhältnis von Nutz- zu Untergrundsignal kleiner. Da für einen gegebenen Detektor der Dynamikumfang des Gesamtsignals näherungsweise konstant ist, sinkt somit der für das Nutzsignal zur Verfügung stehende Dynamikumfang.

Umgekehrt kann es an Gitterfehlstellen zur Ausbildung von sog. *Traps* kommen, in denen freie Elektronen gefangen werden und so die Leitfähigkeit des Festkörpers reduzieren. Mit zunehmender Bestrahlung dotierten Materials kommt es ab einer gewissen Dosis zur sog. *Typinversion*, d.h. ein z.B. ursprünglich n-dotiertes Material zeigt auf Grund der durch die Strahlenschäden verursachten Veränderungen im Kristallgefüge das Verhalten p-dotierten Materials. Für einen pn-Übergang bedeutet dies, dass sich die elektrischen Verhältnisse umkehren, was u.a. bedeutet, dass die zum Betrieb notwendige Bias-Spannung umgekehrt werden muss.

Ein weiterer Effekt, zu dem es an Gitterfehlstellen kommt, ist das sog. *Annealing*: Der energetisch niedrigste Zustand eines Kristallgitters liegt dann vor, wenn das Gitter frei von Fehlstellen ist. Zur Erzeugung einer Gitterfehlstelle muss Arbeit aufgebracht werden, deren Energie in der Fehlstellung gespeichert wird. Diese *Wigner-Energie* kann durch (spontane) Neuordnung der Gitterstruktur freigesetzt werden. In der Umgebung einzelner Punktdefekte kommt es so zur Ausheilung der Fehlstellen und die Kristallstruktur kehrt in ihre ursprüngliche Konfiguration zurück. In der Umgebung hoher Defektdichten kann es aber dazu kommen, dass die bei der Ausheilung eines Defekts frei werdende Wigner-Energie die Neuordnung weiterer Fehlstellen auslöst und so aus den einzelnen Punktdefekten ein großräumiger Liniendefekt entsteht, der zwar energetisch günstiger ist, aber dennoch das Gitter stört. Das Annealing kann sich somit positiv wie negativ auf einen vorgeschädigten Halbleiter auswirken. Da es sich dabei um einen thermischen Prozess handelt, lässt sich das Annealing durch das kontrollierte Durchlaufen einer Temperaturkurve gezielt steuern.

3 Das RadEye-Sensorsystem

Das RadEye-Sensorsystem umfasst die auf Photodioden basierenden *RadEye-1* Sensoren und die darauf abgestimmte Instrumentierungselektronik in Form der *Remote-RadEye* Box. Zur Ansteuerung des RadEye-Systems wird eine darauf abgestimmte Software benötigt. Da die vom Hersteller des RadEye-Systems gelieferte Software nicht für die Nutzung an Systemen, die ein externes Triggersignal liefern, geeignet ist, musste für das RadEye-System eine eigene Software entwickelt werden. Für die Entwicklung dieser Software und die weitergehenden Entwicklungen mit den RadEye-Sensoren ist ein Verständnis der internen Funktionsweise der einzelnen Komponenten erforderlich.

3.1 RadEye-Sensor

Der verwendete *RadEye-1*-Sensor vom Hersteller TELEDYNE RAD-ICON IMAGING CORP. ist ein Flächensensor, der 512×1024 Photodioden-Elemente von jeweils $48 \times 48 \mu\text{m}^2$ Größe auf einer Gesamtfläche von $24,58 \times 49,15 \text{ mm}^2$ vereint (Abb. 3.1). Die Verarmungsschicht der Photodioden wurde auf Nachfrage vom Hersteller mit einer Dicke von ungefähr $2 \mu\text{m}$ angegeben. Jede Photodiode des Sensors ist mit einem eigenen Verstärker kombiniert. Durch aufeinanderfolgendes Aktivieren der Photodioden-Verstärker einzelner Zeilen und dem Durchschalten der einzelnen Spaltensignale auf die Auslese-Anschlüsse lassen sich so alle Photodioden des Sensors nacheinander auslesen [19]. Die Steuerung der einzelnen Schritte, die zum Auslesen einer einzelnen Photodiode auszuführen sind, übernehmen zwei in den Sensor integrierte Logik-Schieberegister, die durch einen externen *Takt* angetrieben werden und nach einem *Start*signal den Sensor vollständig auslesen (Zeilen- und Spaltensynchronisierungssignale werden mit ausgegeben). Der Sensor lässt sich in verschiedenen Modi auslesen, die durch zusätzliche Steuersignale konfiguriert werden. Der Instrumentierungselektronik obliegt die Aufgabe, die Steuer- und das Startsignal sowie den Betriebstakt zu erzeugen und die vom Sensor gelieferten Spannungssignale zu erfassen und mittels der gelieferten Synchronsignale zu einem Bild zusammensetzen.

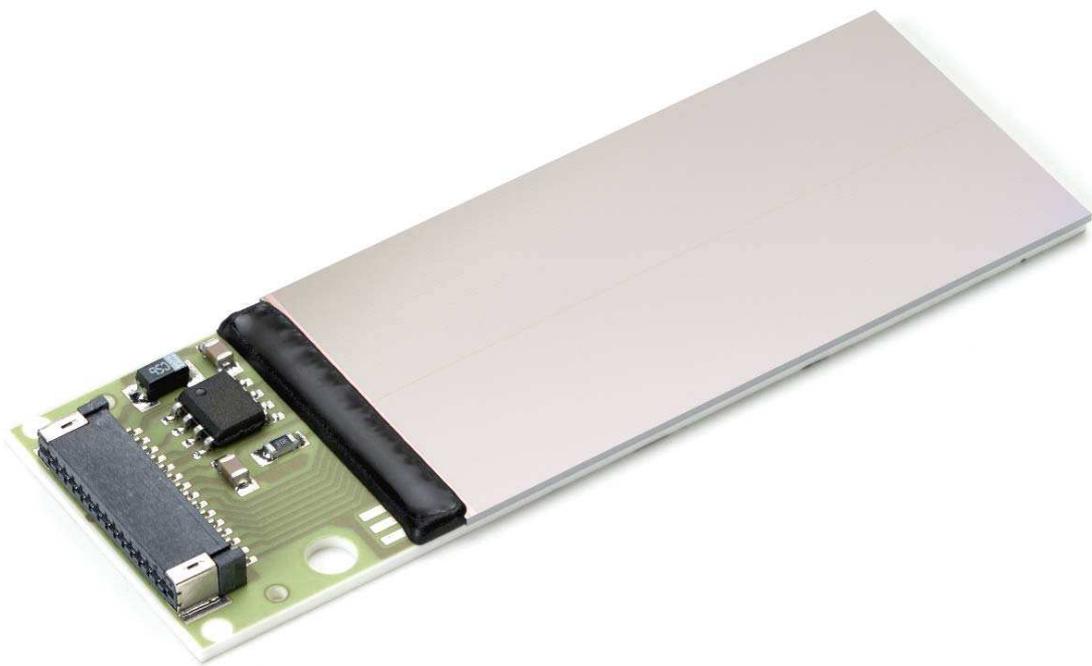


Abbildung 3.1: Der RadEye-1 Sensor [19].

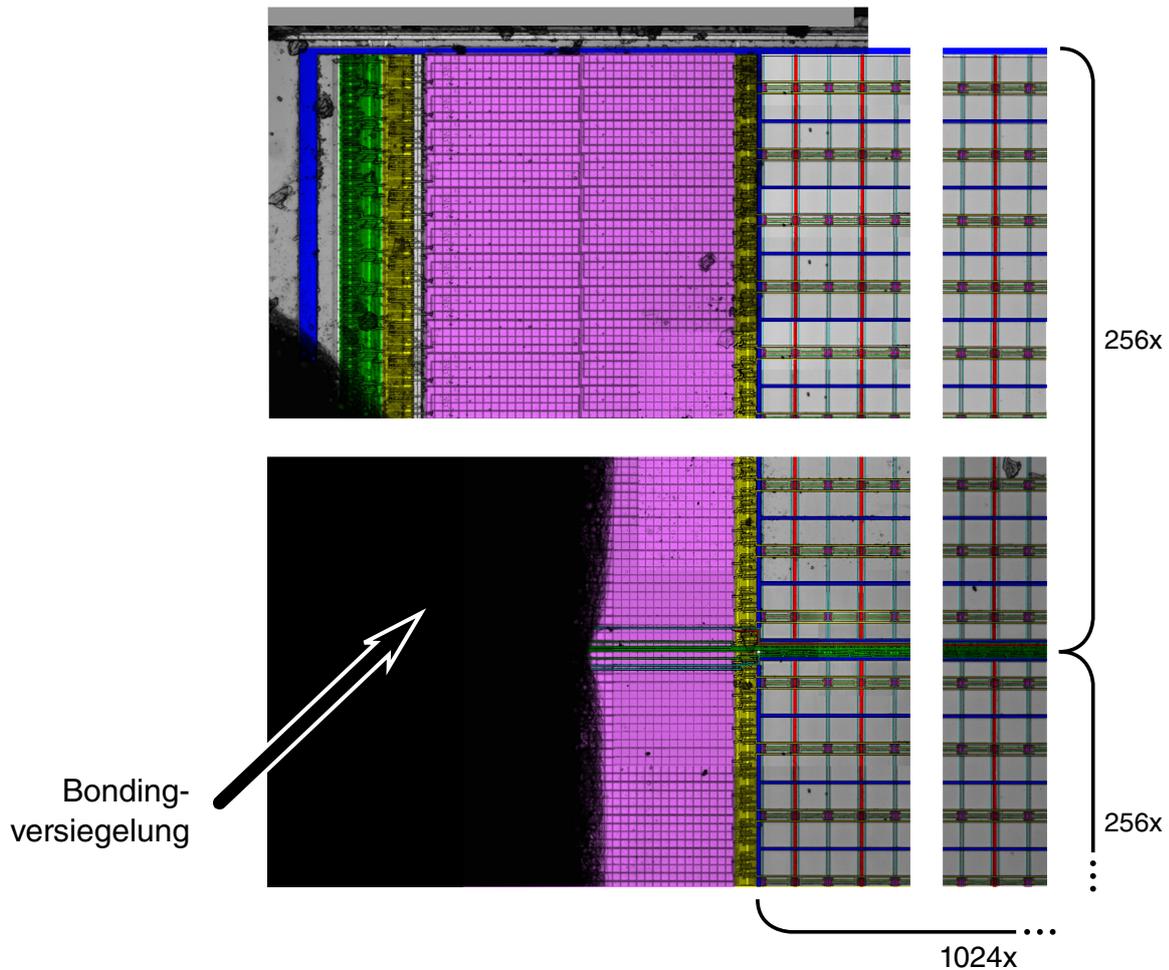
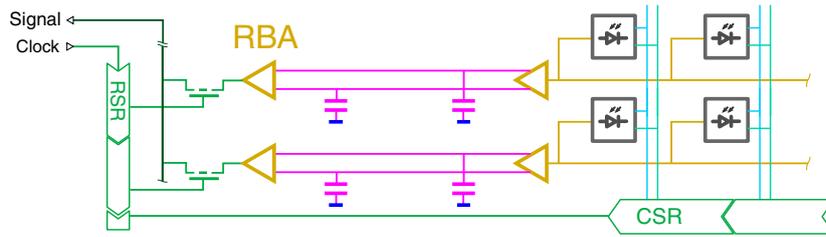


Abbildung 3.2: Makrostruktur des RadEye-ICs: Die Photodioden mit integriertem Verstärker (grau), werden über ein Zeilensteuerschieberegister (RSR, grün) nacheinander aktiviert und geben ihr Signal über Spaltenausleseleitungen (gelb) über einen Tiefpass (magenta) an die Ausgangspufferverstärker (RBA, gelb) weiter. Die Ausgänge der Verstärker werden vom Spaltenschieberegister (CSR, grün) nacheinander aktiviert, so dass das Signal am Ausgang abgenommen werden kann (dunkelgrün).

3.1.1 Makrostruktur

Die Photodioden-Pixel (PDP) mit integriertem Verstärker sind jeweils zu Zeilen und Spalten zusammengefasst. Durch ein Zeilen-Steuerschieberegister (RSR) werden jeweils die Ausgangsverstärker der PDP in einer Zeile aktiviert, so dass an den Spaltensignalleitungen (CS) das Signal der jeweiligen PDP der aktiven Zeile anliegt. Die Spaltensignale werden durch einen Transimpedanzverstärker mit zwischengeschaltetem Tiefpass (LP) an den Auslese-Pufferverstärker (RBA) angelegt. Das Spalten-Steuerschieberegister (CSR) aktiviert dabei nacheinander die Ausgangsstufen der einzelnen RBA. Durch ein externes Taktsignal aktiviert das CSR die jeweils nächste Spalte. Ist das CSR bei der letzten Spalte angekommen, wird das RSR auf die nächste Position getaktet und damit die nächste Zeile aktiviert (Abb 3.2).

Der Auslesevorgang erfolgt dabei immer über die volle Sensorfläche. Die Auswahl einer *Region of Interest* (ROI) wird nicht unterstützt. Es ist aber möglich das Auslesen im sog. *Binning-Modus* mit nur 1/4 der Auflösung zu starten, es wird dann nur jede zweite Zeile und Spalte aktiviert. Daneben lassen sich die Zeilen im sog. *Scan-Modus* auf nur die jeweils ersten 6 Pixel verkürzt auslesen, wodurch sich u.a. der Sensor schnell löschen lässt.¹

Das so vom jeweiligen PDP ausgelesene Signal wird schließlich vom RBA als analoges Signal mit einer Maximalamplitude von ± 700 mV ausgegeben. Der Dynamikumfang des Sensors wird vom Hersteller mit 85 dB angegeben. Im normalen Auslesemodus ist das ausgegebene Signal differentiell, hat also keine besondere Bezugsspannung.

Den Abschluss des Auslesens einer Zeile signalisiert der Sensor an seinem Digitalausgang *Line*, der Abschluss des Auslesens eines vollständigen Bildes wird am Ausgang *Frame* signalisiert.

Neben der Signalerfassung steuert das RSR auch das Löschen (*Clear*) der Pixel vor einer Belichtung. Ist eine Zeile ausgelesen und taktet das RSR zur nächsten Zeile, werden die Löschsaltungen der vorherigen aktiviert. Durch die nachfolgende Taktung zur wiederum nächsten Zeile am RSR wird der Löschvorgang abgeschlossen („*Rolling Shutter*“).

Der RadEye-1 Sensor erlaubt es, das Löschen der Pixel beim Auslesen zu unterbinden (*Non-Destructive Readout* – NDR). Wird der NDR-Modus vor dem Start eines Auslesevorgangs aktiviert, verbleiben die PDP auf ihrer jeweiligen Spannung. Dies kann z.B. für eine Echtzeitbelichtungskontrolle verwendet werden. Im NDR-Auslesemodus wird das Signal *single ended*, also nicht differentiell, mit Bezugspunkt gegen 0V-Versorgungsspannung ausgegeben.

Im Abschnitt 5 wird die Ausgangsspannung² als Nutzsinal interpretiert. Es wurde

¹Im NDR-Modus ermöglicht diese Funktion zudem eine Echtzeit-Belichtungskontrolle.

²In anderen Publikationen zu diesem Sensor finden sich teilweise *Arbitrary Units* als Einheit der Signalgröße, die i.d.R. den unskalierten, digitalisierten Wert angeben, der vom AD-Wandler geliefert wird. Für einen AD-Wandler mit 14 Bit Auflösung ergibt sich so z.B. ein Wertebereich von 0... ($2^{14} = 16384$).

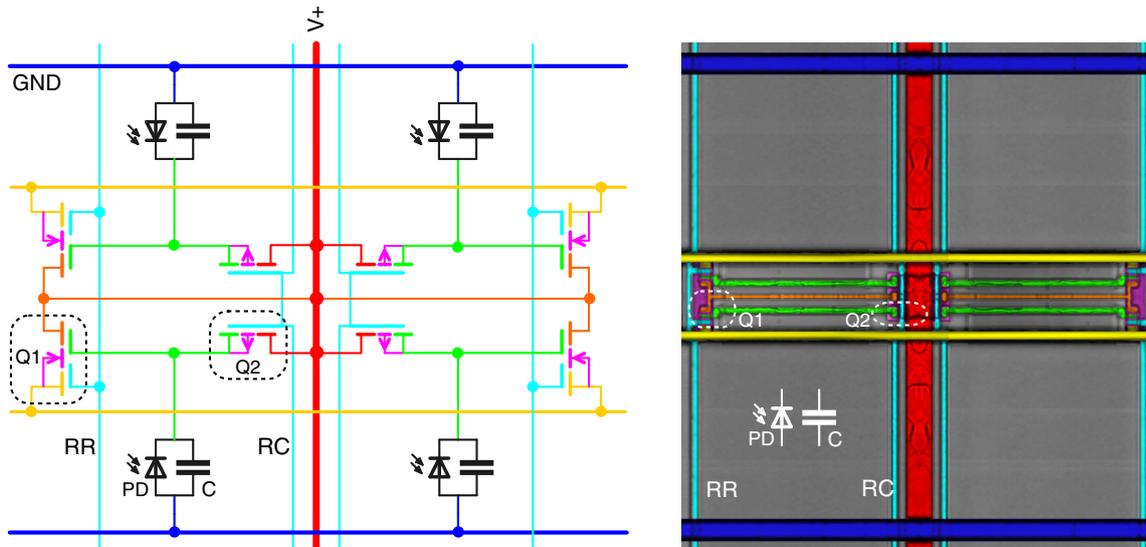


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines RadEye-1 Pixel-Quartetts, neben einer (colorierten) lichtmikroskopischen Aufnahme der Halbleiterstruktur. Jeweils 4 Photodioden (PD/C, grau) sind um Verstärker- (Q1) und Steuer- (Q2) MOSFETs angeordnet, die durch Signalleitungen (cyan) gesteuert jeweils Löschespannung (RC) an die Photodiode anlegen, oder die Spannung der Photodiodenkapazität (C) an die Spaltenausleseleitung (gelb) folgend anlegen (RR).

dabei angenommen, dass die AD-Wandler in der Remote-RadEye-Ansteuerelektronik (3.2.1) auf den vom RadEye-Sensor verwendeten Spannungsbereich kalibriert wurden.

3.1.2 Mikrostruktur

Jeweils 4 Photodiodenpixel (PDP) sind in Quadranten angeordnet. Im Zentrum und an den Zeilenrändern von diesen befinden sich MOSFET-Strukturen (Q1, Q2). Die eigentlichen Photodioden (PD), mit ihrer Fläche von jeweils $48 \times 48 \mu\text{m}^2$, fungieren zugleich als Integrationskapazität (C) (Abb. 3.3).

Vor dem Belichten muss diese Kapazität zunächst aufgeladen werden. Dazu dient der Transistor Q2: Wird die Zeilenkontrollleitung RC (Row Control) auf $V+$ -Potential gezogen, wird Q2 niederohmig und Strom kann von $V+$ in die Photodiodenkapazität fließen. Nach Abschluss des Löschvorgangs wird RC auf GND-Potential gezogen, wodurch Q2 hochohmig wird.

Wechselwirken nun energetische Teilchen mit der Verarmungsschicht, so fließt wie in 2.3.2 beschrieben Ladung, wodurch die Photodiodenkapazität entladen wird.

Das Auslesen der Signalspannung an den Pixeln erfolgt über den Transistor Q1 mit zwei Gates. Ein Gate steuert den Transistor linear durch die anliegende Spannung der Photodiode als sog. *Source Follower*. Das zweite Gate blockiert oder öffnet

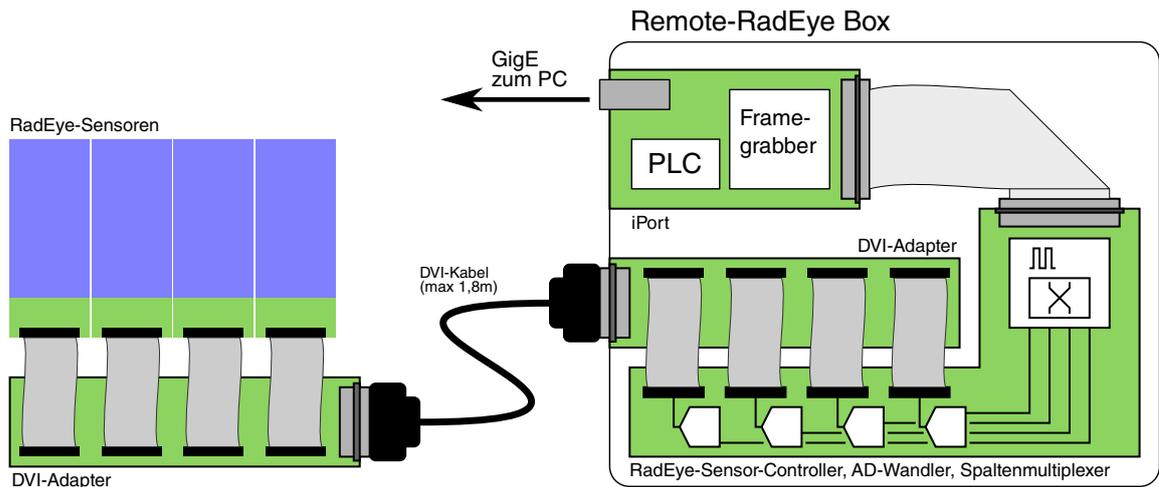


Abbildung 3.4: Vollständiger Aufbau eines Remote-RadEye-Systems

den Transistor, je nach dem, ob die jeweilige Zeile zum Auslesen aktiviert wurde. Zum Auslesen der Pixel (einer Zeile) wird die Leitung RR (Row Readout) auf $V+$ - Potential gezogen. Dadurch fließt über Q2 Strom von $V+$ proportional zur Spannung der Photodiodenkapazität C in die jeweilige Spaltenausleseleitung.

3.2 Ansteuerung des RadEye-Sensors – Remote-RadEye-Box

Die Ansteuerung des Sensors erfolgt über 5 digitale Eingangssignale: Den Pixeltakt *Clock*, das Signal zum Auslesen *Start* und den Auslesemodusselektoren *Bin*, *Scan* und *NDR*. Das Ende des Auslesens einer jeden Zeile und des ganzen Sensors wird über die Ausgänge *Line* und *Frame* quittiert.

Zur Instrumentierung des vom RadEye-Sensor analog ausgegebenen Signals bietet der Hersteller ein integriertes Ansteuer- und Signalerfassungsgerät an. Dieses als *Remote-RadEye* bezeichnete Gerät besteht intern aus zwei Modulen: Das Steuersignalgenerator- und AD-Wandler-Modul dient der eigentlichen Instrumentierung des Sensors. Ein GigE-Vision-Framegrabbermodul (*iPort*) von einem Drittanbieter überträgt die Bilddaten an einen Computer.

Taktgenerator und AD-Wandler teilen sich eine Trägerplatine und werden über eine gemeinsame LVDS³-Schnittstelle angesprochen.

Die Remote-RadEye-Box wird in Varianten zur parallelen Ansteuerung von 1 bis 4 Sensoren angeboten.

³LVDS: Low Voltage Differential Signalling.

3.2.1 Steuersignalgenerator und AD-Wandler, DVI-Adapter

Der Steuersignalgenerator dient der Erzeugung des Auslesetakts für die angeschlossenen Sensoren. Der Takt steuert zugleich die AD-Wandler an, welche die von den Sensoren gelieferten Signalspannungen mit einer Tiefe von 12 Bit⁴ digitalisieren. Dies entspricht einem Dynamikumfang von 72 dB. Das digitalisierte Signal wird über die LVDS-Schnittstelle an den Framegrabber übergeben.

Die vom RadEye-Sensor gelieferten Signale *Line* und *Frame* signalisieren dem Framegrabber jeweils den Abschluss der Übertragung einer Zeile bzw. des ganzen Bildes. Es ist zu beachten, dass hierbei nur eine Sensorverbindung die erforderlichen Synchronisierungssignale liefert. Deswegen besteht die Notwendigkeit, diesen Eingang auf jeden Fall mit einem Sensor zu verbinden. Erfolgt dies nicht, werden dem Framegrabber keine Synchronisierungssignale übermittelt, was eine Erfassung der Signale als Bild verhindert.

Um die Erfassung der Bilder von mehreren Sensoren zu unterstützen, werden die digitalisierten Signale der einzelnen Pixel jeweils hintereinander übertragen, bevor die nächste Spalte der aktuellen Zeile ausgelesen wird. Dies bewirkt eine Verschachtelung der Pixel der einzelnen Sensoren innerhalb einer vollständig übertragenen Bildzeile, welche von der Erfassungssoftware umsortiert werden muss, um ein zusammenhängendes Bild zu erhalten.

Für die Verbindung zwischen Ansteuerungselektronik und Sensoren wird ein *DVI*-Kabel verwendet. Diese eigentlich für den Anschluss von digital angesteuerter Bildschirme an Videosignalquellen konzipierten Leitungen eignen sich aufgrund ihrer elektrischen Eigenschaften auch hervorragend für die Übertragung der Sensorsignale. Da es sich zudem um Standard-Zubehör in der EDV und Unterhaltungselektronik handelt, sind sie ausserdem günstig in der Beschaffung.

Zum Herstellen der Verbindung mit den Sensoren dient eine Adapterplatine, die über Verbinder zum Anschluss von bis zu vier Sensoren verfügt und zu einem *DVI*-Anschluss zusammenfasst.

3.2.2 Framegrabber-Modul

Das Framegrabber-Modul nimmt die Bilddaten über eine Kamera-Schnittstelle entgegen und leitet diese mit dem sog. *GigE-Vision*-Protokoll an ein steuerndes Computersystem weiter. Das verwendete Modul wird vom Hersteller PLEORA in verschiedenen Ausführungen angeboten [20]. Es stehen Varianten verschiedener Kamera-Schnittstellen zur Verfügung. Die Menge an internen Speicher lässt sich der Anwendung entsprechend wählen. Das RadEye-System verwendet die Variante *iPort PT1000-LV*, bei der die Kamera-Schnittstelle als digitale, parallele LVDS-Verbindung

⁴Der Hersteller gibt 14 Bit Sampletiefe an, bei der Auswertung der Daten ergab sich jedoch eine Quantisierung die 12 Bit entsprach.

mit zusätzlichen Takt- und Steuerleitungen ausgeführt ist. Insbesondere bietet die LVDS-Schnittstelle vier frei nutzbare Signale, welche für die Parametrisierung des RadEye-Steuersignalgenerators verwendet werden.

GigE-Vision: Die Kommunikation mit dem Framegrabber erfolgt über *GigE-Vision*. GigE-Vision nutzt Ethernet als physikalisches Verbindungsmedium und baut auf IPv4 als Übertragungsprotokoll auf.

Durch die Verwendung von Standard-Ethernet entfällt die Notwendigkeit spezieller Adapterhardware seitens des für die Datenerfassung genutzten Computers. Ethernet-Schnittstellen gehören seit über 10 Jahren zum Standard-Hardwareumfang üblicher Computersysteme. Es ist somit zur Verwendung von GigE-Vision nur noch Software notwendig, die das Protokoll implementiert.

Da es sich bei GigE-Vision um eine mittlerweile weit verbreitete Industrieschnittstelle handelt, sind Programmbibliotheken von verschiedenen Anbietern verfügbar. In der Regel werden auch von den OEM-Herstellern von GigE-Vision-Hardware entsprechende Bibliotheken angeboten, die dann auch Sonderfunktionen der Hardware des jeweiligen Herstellers zugänglich machen.

Im Fall des vom Remote-RadEye genutzten iPort-Moduls ist dies der Fall. Der Hersteller PLEORA bietet die sog. *Coyote*-Bibliothek für den universellen Zugriff auf GigE-Vision-Geräte. Darüber hinaus bietet Coyote auch eine Programmierschnittstelle für die speziellen Funktionen des iPort-Moduls, insbesondere die Konfiguration der programmierbaren Logiksteuerung, des sog. *Programmable Logic Controller (PLC)*.

PLC (Programmable Logic Controller) Der PLC ist das Bindeglied zwischen externen Synchronisierungssignalen (*Triggern*) und der Steuerung des angeschlossenen Bilderfassungssystem und dem Framegrabber (Abb. 3.5). Als Triggersignal kommt z.B. der Steuerimpuls eines Beschleunigers in Frage — um den Sensor reproduzierbar auszulesen sollte der Auslesevorgang im Idealfall durch eine Funktion des Beschleunigers, z.B. durch das Pulsungssignal, gesteuert werden.

Mit dem PLC ist es möglich, ausgehend von solchen Triggersignalen, Timingsequenzen zu programmieren, die die Bilderfassung steuern. Hierfür stehen im PLC mehrere Funktionseinheiten zur Verfügung, mit denen es möglich ist, Ein- und Ausgangssignale weiter- und umzuleiten (*routing*), die momentan anliegenden Signale entsprechend vorgegebener boolescher Ausdrücken zu verarbeiten (*Lookup Table*) und die so vorverarbeiteten Signale zur Steuerung zeitlicher Abläufe zu nutzen. Der sog. *Enhanced Function Block* bietet hierfür konfigurierbare *Pulsgeneratoren*, *Skalierer*, *Verzögerer* und *Zähler* an.

Der *Enhanced Function Block* umfasst vier Pulsgeneratoren, einen Verzögerer, einen Skalierer und drei Zähler. Die Pulsgeneratoren können als *freilaufend* konfigu-

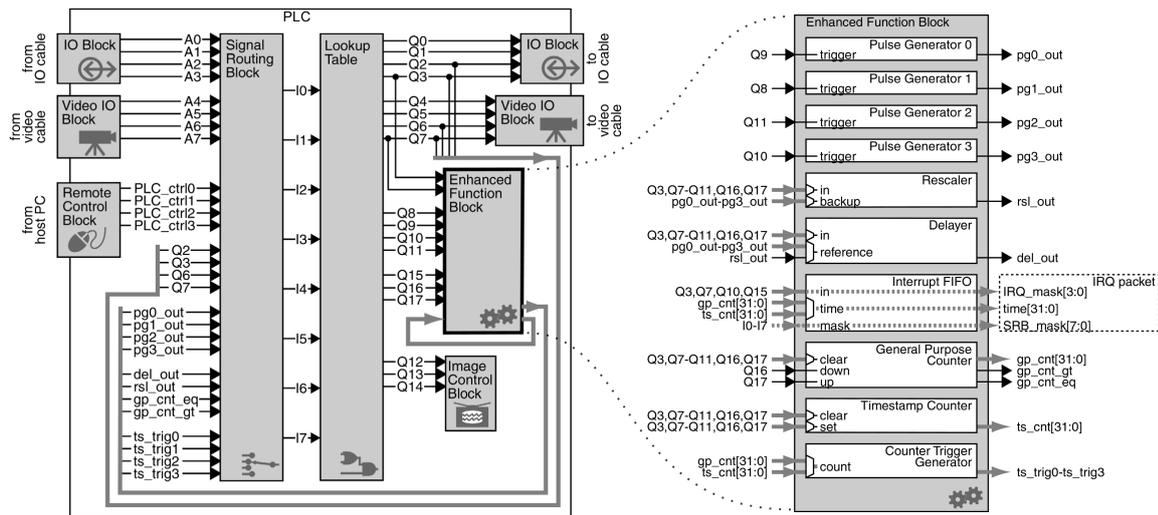


Abbildung 3.5: Blockdiagramm des iPort-PLC [20].

riert werden, d.h. sie geben fortwährend Pulse mit einstellbarer Länge von High- und Low-Zustand aus. Im *nicht freilaufenden* Betrieb wird die Erzeugung eines Einzelpulses von einem Eingangssignal gesteuert. Der Puls setzt sich aus einer Verzögerung (*Delay*) und sich daran anschließender aktiver Pulsbreite (*Width*) zusammen. Mit dem Skalierer lassen sich periodische Eingangssignale in ihrer Frequenz skalieren. Der Verzögerer reproduziert das digitale Eingangssignal nach einer einstellbaren Zeit. Bislang werden weder Skalierer noch Verzögerer im RadEye-System genutzt, was sich aber in Zukunft noch ändern könnte.

Die vom Enhanced Function Block erzeugten Signale werden dem Routing Block zugeführt.

Der *Routing*-Block arbeitet vergleichbar einem Steckfeld mit dem aus einer Menge von Signalen, den Eingangssignalen von externen Quellen, Statussignalen des Bilderfassungssystem und den vom Enhanced Function Block erzeugten Signalen, eine Untermenge davon auf genau 8 zur Verfügung stehende Leitungen verteilt werden kann. Für den PLC gilt als zusätzliche Einschränkung, dass nicht jede der Auswahlleitungen $I_{0...7}$ mit jedem der vorhandenen Signale verschaltet werden kann. Insbesondere die von den Pulsgeneratoren erzeugten Signale sind davon betroffen.

Für die 8 vom Routing-Block kommenden Digitalsignale gibt es genau 2^8 verschiedene Kombinationen, die sich als Binärzahl auffassen lassen. Diese Zahl wird als Offset in eine Wertetabelle (*Lookup Table* – LUT) genutzt. Jeder Eintrag dieser Tabelle entspricht dem Signalmuster und damit den Steuersignalen an die nachfolgenden Funktionseinheiten, welches dem jeweiligen Eingangssignal zugeordnet ist.

Die Einträge dieser Tabelle werden von der *Coyote*-Bibliothek aus booleschen Aus-

drücken, die als Quelltext in C-artiger Operator-Syntax geschrieben wurden, berechnet. Dazu iteriert die Bibliothek über die 2^8 möglichen Eingangssignal-Kombinationen und wertet das Ergebnis der übergebenen Ausdrücke aus. Die so vorberechnete LUT wird bei der Konfiguration des iPort auf die Bilderfassungsparameter in den PLC übertragen.

Durch entsprechende Konfiguration der LUT ist es möglich aus den im PLC intern erzeugten und den von aussen zugeführten Signalen die Steuersignale für das Bilderfassungssystem zu generieren.

Alle Funktionen des PLC sind fest verdrahtet und lassen sich durch eine endliche Menge von zulässigen Werten parametrisieren. Es handelt sich bei dem PLC somit um einen sog. *endlichen Automaten*, d.h. es ist möglich, sämtliche möglichen Konfigurationen und Eingangssignale abzuzählen und das sich daraus ergebende Laufzeitverhalten statisch⁵ vorauszuberechnen. Oder anders ausgedrückt, der PLC ist *nicht turing-vollständig*, was bedeutet, dass es (unendlich viele) Programmabläufe gibt, die sich mittels der PLC *nicht* umsetzen lassen. Dazu wäre ein Universalcomputer notwendig.

Die Nicht-Turingvollständigkeit bietet Vorteile und Nachteile. Von Vorteil ist, dass das Verhalten des Systems in jeder Situation vollständig bestimmt ist. Das bedeutet nicht, dass sich ein endlicher Automat nicht „aufhängen“ kann. Es ist aber möglich von vornherein vorhandene, unerwünschte Zustände zu erkennen und zu vermeiden.

Nachteilig steht dem die geringe Flexibilität eines endlichen Automaten gegenüber. Gerade der Programmierung komplexer Zeitabläufe oder dem Berücksichtigen bestimmter Signalstrukturen sind dadurch Grenzen gesetzt. Dies machte u.a. die Entwicklung einer Diskriminatorschaltung für die Nutzbarmachung komplexer Triggersignale erforderlich.

3.2.3 Trigger-Diskriminator

Beim ersten Einsatz des RadEye-Systems am Atlas-Laser des MPQ (5.3.1) funktionierte die Bilderfassung nicht so wie erwartet. Das RadEye-System wurde zur Synchronisation mit dem Laser mit an die Trigger-Signalleitung angeschlossen. Die Zeit zwischen Trigger-Signalfanke und dem Auslösen des Lasers war mit ~ 50 ms angegeben.

Obwohl das Triggersignal offensichtlich die restlichen Geräte korrekt ansteuerte, lieferte das RadEye-System gar kein Bild, oder löste zu spät aus. Eine Kontrolle des Triggersignals mittels Oszilloskop ergab, dass das Triggersignal nicht aus nur einem Einzelpuls, sondern mehreren Teilimpulsen bestand. Diese zusätzlichen Teilimpulse führten jeweils zu mehreren Neustarts der konfigurierten Timingsequenz, bevor auch nur ein Bild vollständig eingelesen werden konnte.

⁵Im Sinne der *statischen Verifikation* in der Informatik. Für einen Universalcomputer nicht möglich wegen des Halteproblems.

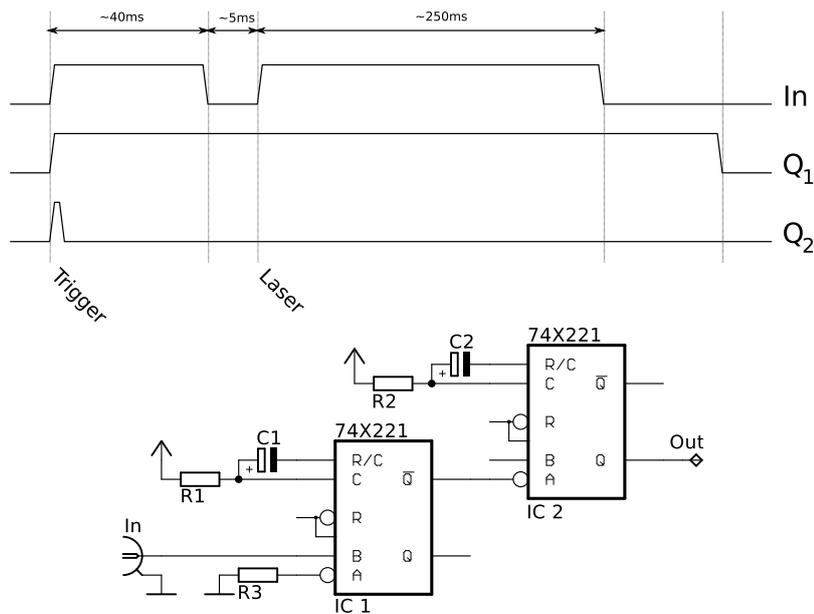


Abbildung 3.6: Diskriminatorschaltung für die Triggersignalaufbereitung.

Da alle Puls- und Delaygeneratoren des iPort-PLC bereits für die Umsetzung der genutzten Timingsequenz verwendet werden, musste das eingehende Triggersignal extern aufbereitet werden.

Hierzu wurde eine Diskriminatorschaltung entwickelt, die aus zwei hintereinandergeschalteten Monoflops besteht (Abb. 3.6). Das TTL-IC 74X221 integriert zwei Monoflops und erfordert lediglich externe RC-Glieder zur Bestimmung der Zeitkonstante des jeweiligen Monoflops[21].

Das Triggersignal geht in den nichtinvertierenden Eingang B von Monoflop 1, d.h. eine steigende Flanke am Eingang löst das Monoflop aus. Der invertierende Ausgang \overline{Q}_1 geht dadurch Low, die fallende Flanke am invertierenden Eingang A des Monoflops 2 löst dadurch dieses aus. Der nichtinvertierende Ausgang Q des zweiten Monoflops ist an den Triggereingang des RadEye-Systems angeschlossen.

Die Zeitkonstante von Monoflop 1 wurde dabei auf ~ 500 ms eingestellt, die von Monoflop 2 auf $\sim 0,5$ ms. Da beide Monoflops immer nur dann für eine Flanke sensitiv sind, wenn sie sich im nicht-ausgelösten Zustand befinden, lässt das erste Monoflop immer nur eine Flanke innerhalb der eingestellten ~ 500 ms hindurch. Nachfolgende Flanken auf der Triggerleitung werden ignoriert. Das zweite Monoflop verkürzt den 500 ms-Impuls von Monoflop 1 auf einen Impuls von $\sim 0,5$ ms der nahezu zeitgleich – die Verzögerung bemisst sich in 10 ps – zur steigenden Flanke des Ursprungsimpulses ausgegeben wird und das RadEye-System triggert.

3.3 Programmierung des RadEye-Systems

Das RadEye-System, wie es in der vorliegenden Arbeit benutzt wurde, benötigt auf die bereits beschriebenen Hardwarekomponenten abgestimmte Software. Hierzu war eine Eigenentwicklung erforderlich, da die vom Hersteller des RadEye-Systems gelieferte Software nur rudimentäre Funktionen anbietet, die sich nur bedingt für den Einsatz in Kombination mit Datenaufnahme- und Beschleuniger-Steuerungssystemen eignen.

Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Steuerungsprogramm speziell für die gestellten Anforderungen entwickelt. Zielsetzung war die Schaffung eines Programms mit Zugang zu allen sinnvoll nutzbaren Funktionen des *Remote-RadEye*-Systems, insbesondere die Ansteuerung durch externe Triggersignale. Das Programm *CamOuFlage*⁶ (Abb. 3.7) wurde im Rahmen der Arbeit von Grund auf neu entwickelt und bietet die geforderte Funktionalität.

Mit CamOuFlage lassen sich die verschiedenen möglichen Sensoranordnungen konfigurieren und die iPort-PLC auf die geforderten Steuersequenzen programmieren. Die erfassten Bilder werden von dem Programm angezeigt und automatisch abgespeichert. Bei der Entwicklung wurde weiterhin auf einfache Bedienbarkeit geachtet.

Programmierung der PLC

Da es sich bei der PLC letztendlich um einen Logikmultiplexer kombiniert mit Puls- und Intervallgeneratoren handelt, somit wie schon in 3.2.2 beschrieben *nicht* turing-vollständig und damit nicht frei programmierbar ist, handelt es sich bei der Programmierung der PLC im wesentlichen um das Einstellen von Zeitabläufen, die durch Triggersignale gestartet werden können. Die Triggersignale können dabei *extern* oder *intern* durch die PLC erzeugt werden.

Der PLC ist ursprünglich darauf ausgelegt, die Zeitabläufe, die während des Auslesen eines Bildes abzuarbeiten sind, einzustellen. Er wurde somit für die Synchronisierung schneller, periodischer Signale optimiert, wie sie in der industriellen Bildverarbeitung auftreten.

Um den RadEye-Sensor als Detektor in Ionenbeschleunigungsexperimenten verwenden zu können, muss man jedoch aperiodische Abläufe unterschiedlicher Aktionen einstellen, getrennt durch vergleichsweise lange Pausen. Mit dem PLC ist dabei nur eine kleine Zahl sinnvoller Abläufe umsetzbar. Für komplexere Aufgaben fehlen dem PLC schlichtweg die zusätzlichen Funktionseinheiten, die dafür benötigt würden.

Triggered Readout Im *Triggered Readout*-Modus werden zwei Signale, *Clear* und *Readout* zur Triggerung benutzt. Die Triggersignale gehen dabei entweder durch

⁶Es handelt sich bei dem Namen um eine semantische Anspielung an den Namen des Ansteuerprogramms, welches vom Hersteller des RadEye-Sensors geliefert wird: *Shado-Cam*.

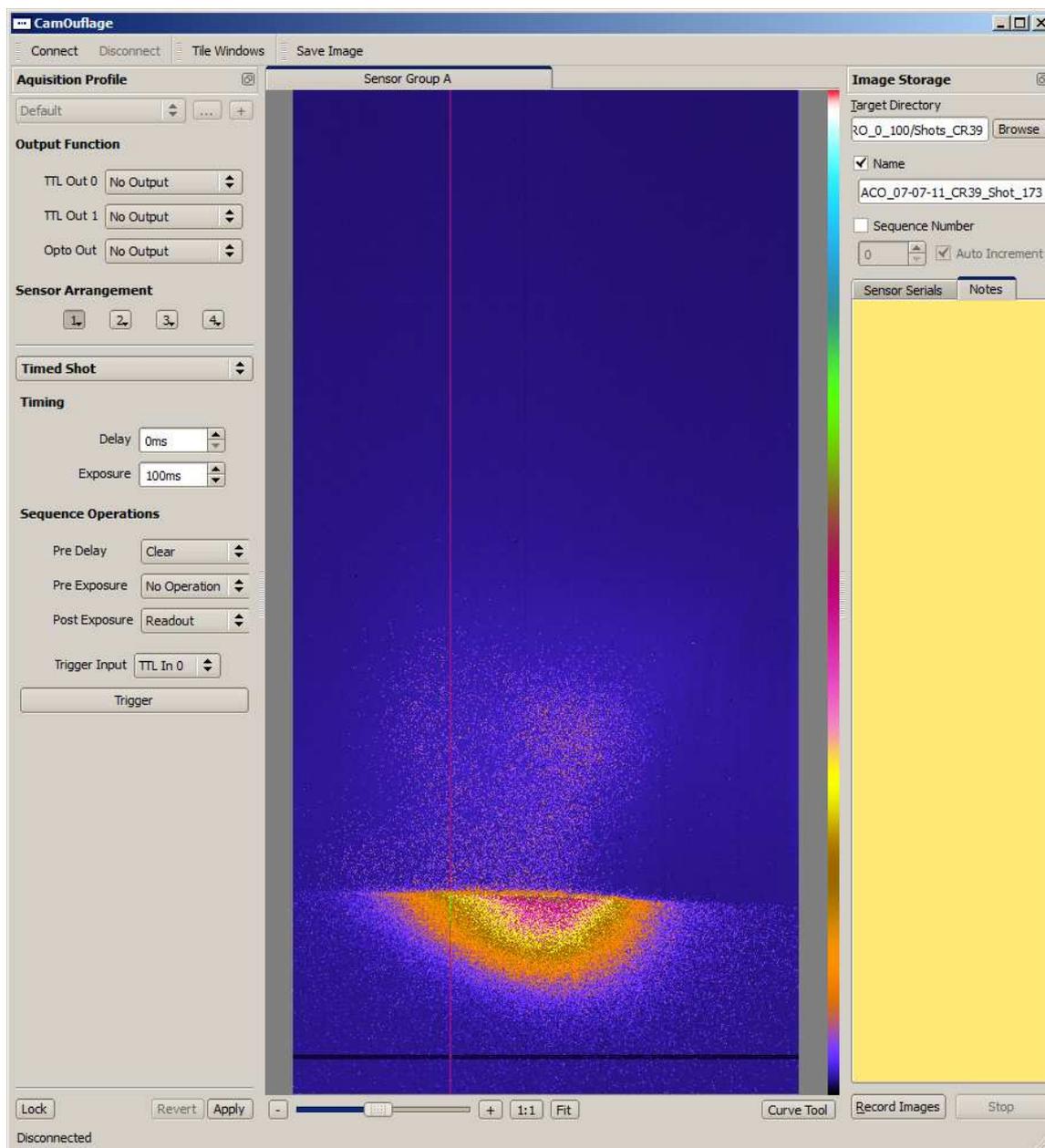


Abbildung 3.7: Das Hauptfenster von *CamOuFlage*

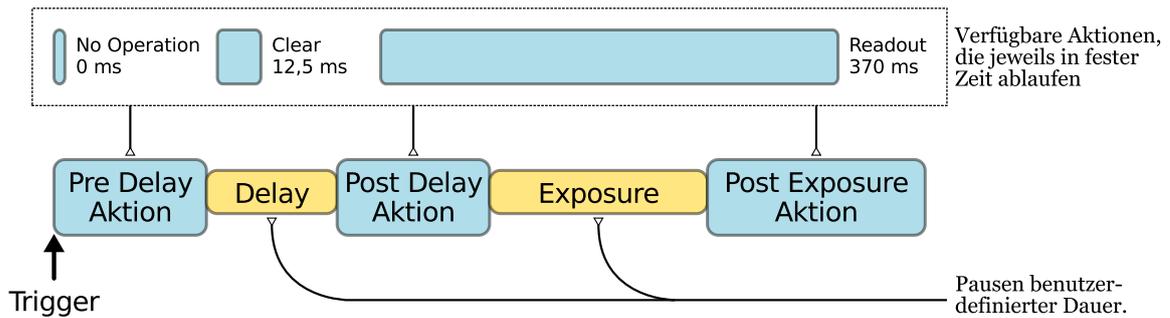


Abbildung 3.8: Zum Ablauf der „Timed Shot“-Sequenz.

den konfigurierten Signaleingang, oder den äquivalent fungierenden GUI-Buttons von CamOuFlage ein. Das *Clear*-Signal startet den Ablauf einer (schnellen) Sensor-Löschsequenz, das *Readout*-Signal den Ablauf einer Sensor-Auslesesequenz. Es kann eingestellt werden, ob das Auslesen im *normalen* oder im *nichtdestruktiven* (NDR) Modus ausgeführt wird.

Timed Shot Im *Timed Shot*-Modus startet ein einzelnes Triggersignal eine Sequenz von Aktionen. Die Sequenz unterteilt sich dabei in fünf Schritte, drei Aktionen getrennt durch zwei jeweils einstellbare Pausen (siehe auch Abb. 3.8).

1. **Aktion *Pre Delay*** – diese Aktion wird unmittelbar ausgeführt.
2. ***Delay*-Pause**
3. **Aktion *Pre Exposure***
4. ***Exposure*-Pause**
5. **Aktion *Post Exposure*** – üblicherweise eine Ausleseaktion

Es stehen folgende Aktionen mit jeweils fester Zeitdauer zur Verfügung:

- ***No Operation*** – keine Aktion (0 ms)
- ***Clear*** – schnelles Löschen (12,7 ms)
- ***Readout*** – Sensor auslesen (370 ms)
- ***ND Readout*** – Sensor nichtdestruktiv auslesen (370 ms)

Free Running Im *Free Running*-Modus wird der Sensor in einer *freilaufenden* Schleife voreingestellter Dauer ausgelesen. Es findet keine Triggerung durch externe Signale statt. Die kürzeste Intervalldauer beträgt 370ms, entsprechend der für einen Auslesevorgang mit dem Remote-RadEye-Systems benötigten Zeit.

Graphische Benutzeroberfläche (GUI) von CamOuFlage

Die Benutzeroberfläche von CamOuFlage gliedert sich in die drei Bereiche *Sensor-Konfiguration*, *Speicherort und Steuerung* und das *Anzeigefenster* (Abb. 3.7).

Sensor-Konfiguration In diesem Bereich wird das Erfassungsverhalten des Remote-RadEye-Systems konfiguriert. Dies umfasst die Anordnung der Sensorelemente in sog. *Sensorgruppen*, aus denen sich das Gesamtbild zusammensetzt, den zu verwendenden Timing-Modus und den entsprechenden Parametern. Zusammenhängende Sensoren bilden dabei jeweils eine eigene Sensorgruppe.

Die Konfiguration der einzelnen Sensorgruppen erfolgt über vier Kombinations-Schaltflächen, beschriftet mit den Zahlen 1 – 4. Die Zahl entspricht dabei der Sensornummer an der DVI-Adapterplatine (siehe 3.2.1). Ist die Schaltfläche aktiviert, werden die Bilder vom entsprechenden Sensor aufgenommen.

Durch Gedrückthalten der Schaltfläche öffnet sich ein Menü mit den Einträgen

- **1 . . . 4** – dient dem Austausch der Reihenfolge mit der gewählten Sensornummer
- **Mirror Short Edge** – das Sensorbild wird entlang der kurzen Sensorachse gespiegelt
- **Mirror Long Edge** – das Sensorbild wird entlang der langen Sensorachse gespiegelt

Sind zwei benachbarte Sensorfelder aktiviert, lassen sich diese durch ein in diesem Fall zusätzlich erscheinendes Schaltfeld in einer Sensorgruppe zusammenfassen. Durch Gedrückthalten des Verbinderfeldes öffnet sich ein Menü mit dem sich die Kante, an der die Bilder verbunden werden, auswählen lässt.

Die Möglichkeit die Bilder der einzelnen Sensoren entlang einer oder beider Achsen zu spiegeln und die räumliche Reihenfolge einzustellen erlaubt es ein zusammengesetztes Bild der Sensordaten in der physikalisch verwendeten Anordnung⁷ abzuspeichern.

Die maximal vier möglichen disjunkten Gruppen werden mit den Kennbuchstaben *A . . . D* bezeichnet.

Speicherort und -Steuerung CamOuFlage speichert automatisch jedes ausgelesene Bild an einem benutzerdefinierten Speicherort nach einem festgelegten Muster ab. Die Daten werden dabei als reine Rohdaten abgespeichert, jedes Pixel als je 16-bittiger, vorzeichenloser, low endian Integer. Das Dateinamenmuster ist dabei `[NAME-]BILDNUMMER[_SNR]-[G].raw` (Felder in "[]" sind optional).

Die Felder sind wie folgt definiert:

⁷Es wird davon ausgegangen, dass die Längen der Kanten der Sensoren jeweils zur Deckung gebracht werden. Eine freie Anordnung der Sensoren wird in einer späteren Version des Systems darstellbar sein.

- **NAME:** Das optional einstellbare Namenspräfix
- **BILDNUMMER:** Fortlaufende Bildnummer am aktuellen Speicherort und optional der aktuellen Sequenz. 6-stellig mit führenden Nullen.
- **SNR:** Die eingestellte Bildsequenz. Ist die Funktion *Auto Increment* aktiviert, wird die Bildsequenz beim Verlassen des Aufnahmemodus automatisch hochgezählt.
- **G:** Sensorgruppe. Zur Bedeutung siehe den vorhergehenden Abschnitt.

Durch Betätigen der Schaltfläche *Record Images* wird die Bildaufnahme gestartet. Jedes nun erfasste Bild wird am gewählten Ort mit dem eingestellten Namen abgespeichert. Betätigung der Schaltfläche *Stop* beendet die Bildaufnahmesequenz; falls *Auto Increment* aktiviert ist, wird der Sequenzzähler hochgezählt.

3.4 RadEye-PC

Das RadEye-System, so wie es in diesem Kapitel vorgestellt wurde, setzt sich aus voneinander unabhängigen Komponenten zusammen. Die Kernkomponente ist die Instrumentierungselektronik in Form der Remote-RadEye-Box. Zu deren Verwendung ist jedoch zusätzlich ein entsprechend konfigurierbares Computersystem notwendig, das über die Ansteuerungssoftware und die dafür benötigten Bibliotheken verfügt. Hinzu kommen die zum Betrieb notwendigen Komponenten, d.h. ein Netzteil zur Versorgung mit der Betriebsspannung, der Trigger-Diskriminator und die Leitungen zu deren Verbindung untereinander.

Um den logistischen Aufwand zur Nutzung des RadEye-Systems zu reduzieren, wurde der sog. *RadEye-PC* konzipiert. Es handelt sich dabei um ein voll integriertes System, welches sämtliche zur Nutzung des RadEye-Sensors notwendigen Systemkomponenten in einem gemeinsamen Gehäuse integriert (Abb. 3.9). Der Aufbauaufwand des RadEye-Systems reduziert sich dadurch auf das Herstellen der Energieversorgung des RadEye-PCs und das Anschließen der Sensoren. Der Anschluss von Eingabegeräten ist optional, da sich das System auch über ein Computernetzwerk in allen Funktionen fernsteuern lässt.

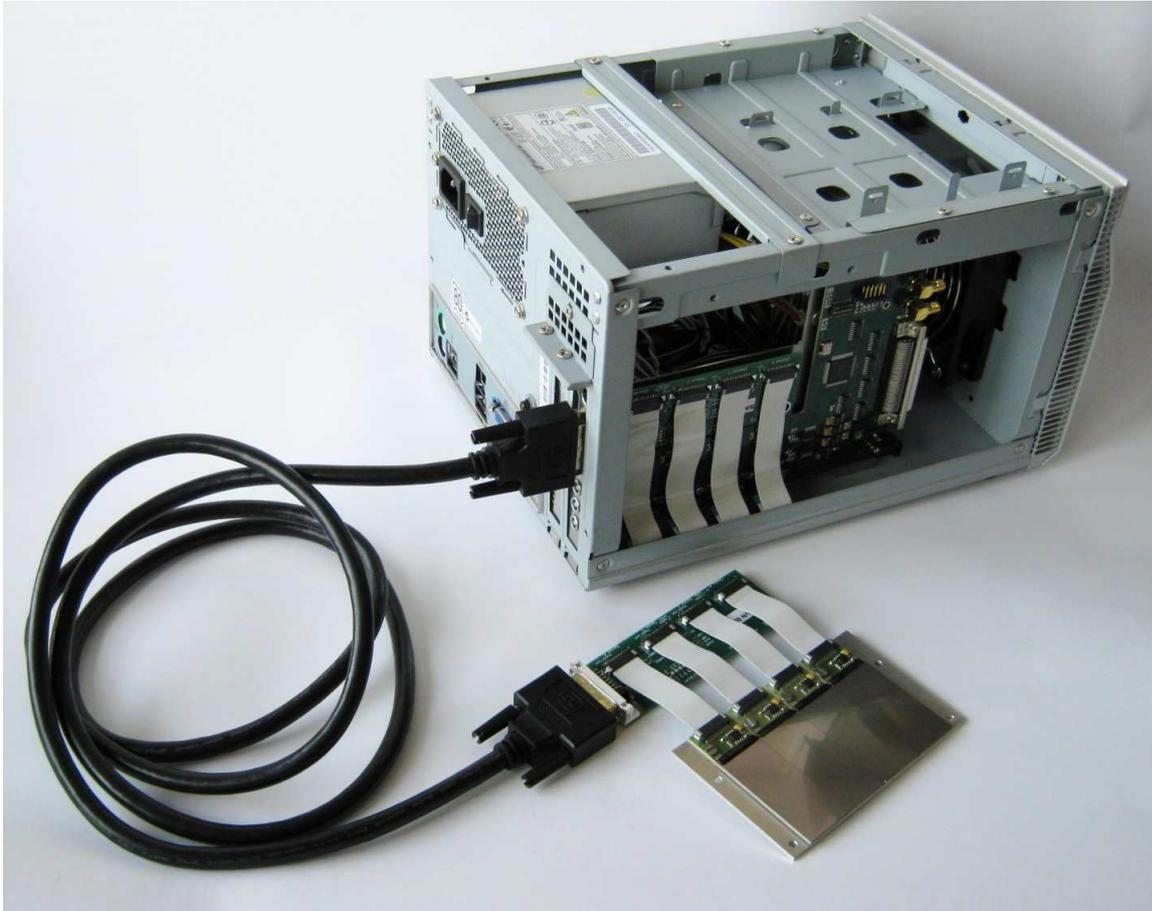


Abbildung 3.9: Der RadEye-PC, in dem die Sensorinstrumentierung zusammen mit dem Computersystem zur Datenerfassung in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht ist.

4 ERDA-Step

Für die Untersuchung der Festigkeit gegenüber schwerer Ionenstrahlung wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem der Sensor mit 77 MeV C^{6+} bestrahlt werden sollte. Wegen der geringeren Reichweite dieser Strahlung in Luft musste dieser Versuch im Vakuum durchgeführt werden. Hierfür bot sich die Targetkammer des ERDA-Messplatzes am MLL an.

In der Probenkammer des ERDA-Systems befindet sich eine 5-achsige Positionier-einrichtung (X, Y, Z, φ, θ — Abb. 4.1), deren einzelne Achsen von jeweils einem eigenen Schrittmotor bewegt werden. Die Bewegung der Positionierungseinrichtung wird durch einen Computer gesteuert. Aus einer Datenbank der verfügbaren Probenhalter und den Daten der auf dem verwendeten Halter angebrachten Proben berechnet das Steuerungsprogramm die Position, die angefahren werden muss, um die Probe an der gewählten Stelle und Bestrahlungswinkel im Strahl zu positionieren. Anhand der so berechneten Position werden durch das Programm Steuersignale an die Treiber der Schrittmotoren gesendet, die Motoren entsprechend zu verfahren.

Bislang versah ein ATARI-Kleincomputer in Kombination mit einer OWIS-Motor-endstufe diese Aufgabe zur vollen Zufriedenheit. Es ist jedoch praktisch unmöglich noch an Ersatzteile für dieses System zu gelangen, dessen einzelne Teilkomponenten seit über 15 Jahren nicht mehr hergestellt werden. Daher wurden bereits seit einiger Zeit Anstrengungen unternommen, das *ERDA-Step* genannte Positioniersystem, genauer gesagt Steuercomputer und Motortreiber, auf einen modernen Stand der Technik zu bringen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses Vorhaben abgeschlossen.

Eines der Hauptprobleme, mit dem die vorhergehenden Bemühungen konfrontiert waren, ist die Volatilität in der Entwicklung aktueller Betriebssysteme. So stand zwar bereits neue Motortreiberhardware zur Verfügung und es war bereits ein entsprechendes Steuerprogramm in der Entwicklung. Dieses nutzte für die Kommunikation mit den Motortreibern die Bibliothek *libmotioncontrol*, die am MLL von MARIO SCHUBERT entwickelt wurde und zusätzlich für die Erzeugung der Benutzerschnittstelle die Bibliotheken *Qt* und *libkde* in jeweils der Version 3, die aber um das Jahr 2008 durch Nachfolgeversionen abgelöst wurden.¹ Leider sind *Qt* und *libkde* in ihren neueren Versionen, wegen interner Veränderungen am Laufzeitmodell, inkompatibel zu der für die Kommunikation mit Motorsteuerungen genutzten *libmotioncontrol*.

Um in Zukunft möglicherweise notwendige Änderungen zu vereinfachen, wurde die Software von Grund auf neu und modular entwickelt. Zusätzlich wurde der Aufbau

¹Version 5 von *Qt* befindet sich bereits kurz vor ihrer Fertigstellung.

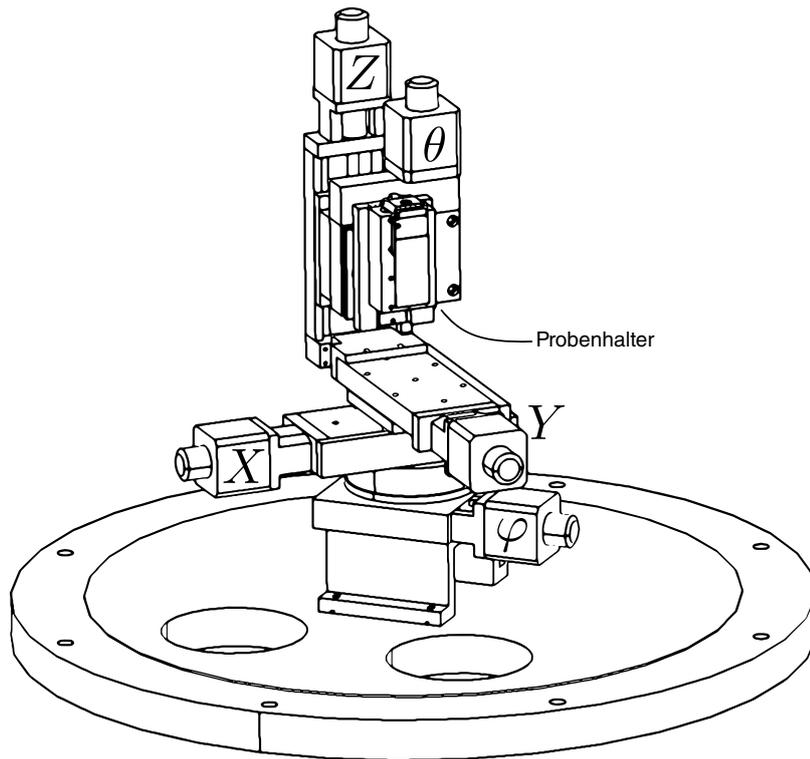


Abbildung 4.1: Darstellung der ERDA-Step-Positioniereinrichtung.

des Gesamtsystems neu konzipiert: Der alte Ansatz sah vor, das Steuerprogramm auf dem Arbeitsplatzrechner des Benutzers auszuführen und über ein Netzwerk mit den Motortreibern zu kommunizieren. Dies bringt den Nachteil mit sich, dass das Steuerprogramm auf den Benutzerrechnern lauffähig sein muss, sich also auf diesen alle benötigten Bibliotheken und Konfigurationsparameter befinden.

Das Konzept wurde dahingehend geändert, dass das Motorsteuerungssystem als autarke Einheit funktioniert. Computer und Motortreiber sollten ein Gesamtgerät bilden auf dem alle benötigten Programme, Daten und Parameter vorliegen. Die Fernsteuerung über das Netz würde nicht mehr die Steuerbefehle für die Motortreiber umfassen, sondern stattdessen die Benutzeroberfläche von und Benutzereingaben zu dem im System integrierten Computer übertragen. Indem das Computersystem unabhängig von den Arbeitsplatzrechnern am MLL ausgelegt wurde, entfällt der Zwang, die darauf laufende Software fortwährend kompatibel zu den sich verändernden Systembibliotheken der Arbeitsplatzrechner zu halten.

4.1 Hardware

Im Rahmen einer Projektarbeit wurde von ANDREAS MALECKI in Anlehnung an ein für ein anderes Experiment genutztes Positioniersystem ein Motorsteuergerät für die ERDA-Step-Positionierung aufgebaut. Dieses beinhaltet ein 150 W Schaltnetzteil für die Versorgung der Motortreiber und des Schnittstellenadapters, die fünf Motortreiber (PHYTRON *GDC*) selbst und einen Netzwerk-Schnittstellenadapter (MOXA Ethernet/IP ↔ RS232/RS485), um die Motortreiber über das Netzwerk kontrollieren zu können. Hinzu kam das dafür ausgelegte Steuerprogramm.

Ausgehend von dieser Konfiguration wurde das Motorsteuergerät umgerüstet, um in Zukunft mögliche Kompatibilitätsprobleme zu umgehen und die Wartung einfacher zu machen. Der Netzwerk-Schnittstellenadapter wurde durch einen Einplatinencomputer (KONTRON *pITX-SC*) ausgetauscht. Auf diesem — in das Motorsteuerungssystem integrierte — Computersystem ist sämtliche Software installiert, die für die Bewegung des Positioniersystems erforderlichen Berechnungen vornimmt und die Motortreiber entsprechend ansteuert. Die Motortreiber sind mittels einer seriellen Busverbindung (RS-485 via USB-Adapter) direkt mit dem Steuercomputer verbunden.

Die Schaltung, die der Anpassung der Endlagenschalter-Signale an die von den Eingängen der Motortreiber erwarteten Pegel dient, wurde von Relais auf Transistoren umgerüstet.

Die interne Verkabelung des Geräts wurde komplett ausgetauscht und dabei fest verschraubte Klemmverbindungen durch gecrimpte Steckverbinder ersetzt, um die Wartungsfreundlichkeit zu verbessern.

erdastepui erdastepweb*	Benutzeroberfläche (*erdastepweb ist noch in der Entwicklung)
ERDAStage	Spezialisierung auf ERDA-Step-Positionierer
MotionStage	Bewegungsplanung mehrerer Aktuatoren
MotionControl	Abstraktion der Funktionen eines Aktuators
IPCOMM	Umsetzung des Kommunikationsprotokolls
pyserial	Ansprechen der Kommunikationsschnittstelle

Abbildung 4.2: Abstraktionsschichten der ERDA-Step-Software.

4.2 Software

Die Software des neuen Systems wurde modular entwickelt und auf eine spätere Erweiterung des Funktionsumfangs ausgelegt. Zur Programmierung wurde die Sprache *Python* verwendet. In der aktuellen Version besteht das Steuerprogramm aus folgenden (neu entwickelten) Modulen, die entsprechend ihrem Abstraktionsgrad aufeinander aufbauen (Abb. 4.2).

- *ERDAStage* leitet sich vom Modul *MotionStage* ab und erweitert es um die Funktionen zur Berechnung der Zielposition aus vorgegebener Probenhalterkonfiguration, Zielposition auf der Probe und dem Bestrahlungswinkel.
- *MotionStage* fasst mehrere *MotionControl*-Instanzen zusammen und abstrahiert so die Komponenten einer Mehrachsensteuerung. Dabei werden zusammen mit den einzelnen Achsen auch die Randbedingungen für die Bewegungsplanung, wie z.B. Hindernisse, die umfahren werden müssen, konfiguriert.
- *MotionControl* stellt eine Abstraktionsschicht für die Steuerung einzelner Bewegungsachsen dar und bildet die Eigenschaften der Kombination eines Motortreibers und des daran angeschlossenen Aktuators ab, also in der momentanen Konfiguration des Positioniersystems das Modul zur Kommunikation mit den Motortreibern *IPCOMM*. Hauptaufgabe des *MotionControl*-Moduls ist es, die zum Verfahren einer einzelnen Achse erforderlichen Konfigurationsschritte auszuführen und auf Fehlersituationen entsprechend zu reagieren.
- *IPCOMM* implementiert das Steuerprotokoll und die Kommunikation mit den PHYTRON *GDC*-Motortreibern. Es nutzt dazu intern die Bibliothek *pyserial*,

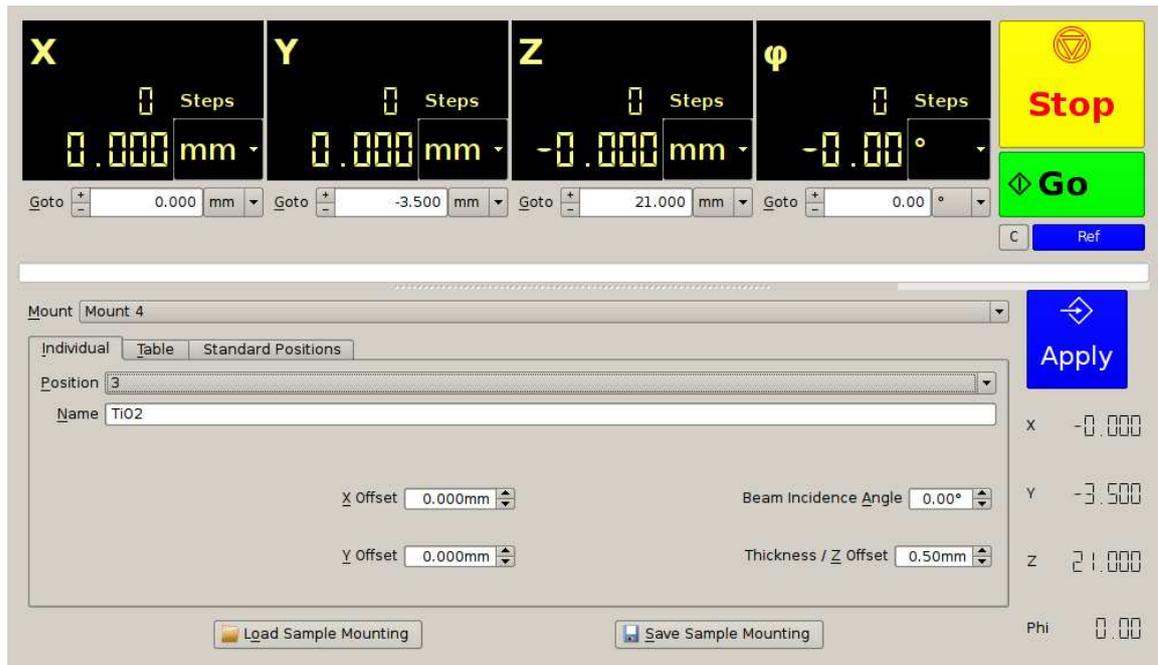


Abbildung 4.3: Benutzeroberfläche des neu entwickelten ERDA-Step Steuerprogramms

die neben seriellen Schnittstellen am lokalen System auch Netzwerk-Schnittstellenadapter wie die schon erwähnten MOXA unterstützt.

Das Programm *erdastepui* bindet diese Module ein und implementiert mit diesen die Benutzerschnittstelle zur Bedienung der Positioniereinrichtung.

Die Benutzerschnittstelle (Abb. 4.3) kann dabei über das Netz auf einem Arbeitsplatzrechner genutzt werden, ohne dass dazu auf diesem Rechner spezielle Programme oder Bibliotheken installiert sein müssen. Als Übertragungsprotokolle stehen X11 und VNC zur Verfügung. Eine in einem Web-Browser ausgeführte und angezeigte Benutzerschnittstelle befindet sich in der Entwicklung.

5 Versuche und Auswertung

Um die Eignung des RadEye-1 Sensors als Detektor für gepulste Ionenstrahlung zu untersuchen, wurden mehrere Exemplare des Detektors einer Reihe von Versuchen unterzogen. Getestet wurde das Schädigungsverhalten gegenüber Protonenstrahlung einer Energie von 20 MeV und Kohlenstoffstrahlung einer Energie von 77 MeV. An einem Laserbeschleuniger nach dem TNSA-Mechanismus wurde die prinzipielle Verwendbarkeit unter den dort auftretenden Bedingungen, also EMP und kurze, intensive Teilchenpulse, nachgewiesen. Schließlich wurde das System zur direkten Strahl-diagnose an einem Laserbeschleuniger genutzt, an dem eine Mischung von TNSA und RPA auftritt. Darüber hinaus wurde an einer medizinischen Protonenbestrahlungseinrichtung überprüft, ob sich der Sensor zum Nachweis klinischer Bestrahlungsdosen eignet.

Da die RadEye-1-Sensoren ursprünglich für die Detektion von Licht ausgelegt wurden, muss der Sensor gegenüber Lichteinfall abgeschirmt werden. Die dazu genutzte Methode wurde je nach Versuchsaufbau und den dort zur Verfügung stehenden Mitteln gewählt.

5.1 Bestrahlungsversuche am MLL-Tandembeschleuniger

Der Ionenbeschleuniger am MLL ist ein elektrostatischer Beschleuniger im Tandem-Betrieb: In dem 25 m langen, mit SF₆ gefüllten Druckbehälter wird mittels eines Van-de-Graff-Generators das sog. *Hochspannungsterminal* auf bis zu +15 MV aufgeladen.

Treten die aus der Quelle vorbeschleunigten, einfach negativ geladenen Ionen in den Tandembeschleuniger ein, so werden sie zunächst durch dieses homogene E-Feld zum Hochspannungsterminal hin beschleunigt und erreichen dabei eine Energie in der Größenordnung 5 – 15 MeV, entsprechend der Spannung am Terminal.

Die besondere Eigenschaft dieses Beschleunigers liegt in der doppelten Ausnutzung der Beschleunigungsspannung: Am Hochspannungsterminal befindet sich im Strahlengang der sog. *Stripper*. Bei dem Durchtritt durch diesen werden die Ionen auf einen mittleren Ladungszustand positiv umionisiert, je nach verwendeter Atomsorte und Energie. Die nun positiv geladenen Ionen werden nun abermals durch das E-Feld beschleunigt. Diese doppelte Ausnutzung der Beschleunigungsspannung führt zur Bezeichnung *Tandem-Beschleunigung*.

Die Energie eines einzelnen Ions ergibt sich nach

$$E_{\text{Ion}} = e \cdot U_{\text{Vorbeschleunigung}} + (e + Q_+) U_{\text{Terminal}} \quad (5.1)$$

Der Beschleuniger lässt sich in zwei Betriebsmodi verwenden:

DC-Strahl Es wird ein kontinuierlicher Strahl mit definiertem Strom erzeugt. Die Fluenz bestimmt sich dabei durch den Strahlstrom und die Bestrahlungsdauer nach

$$\mathcal{F} = \frac{N_{\text{Teilchen}}}{A} = \frac{I_{\text{Strahl}} t_{\text{Bestrahlung}}}{A_{\text{Strahlfleck}} Q_{\text{Ion}}} \quad (5.2)$$

Durch Einstellen des Strahlstroms und Wahl der Bestrahlungsdauer lässt sich die gewünschte Fluenz einstellen.

Pulsbetrieb Im Pulsbetrieb wird der Ionenstrom auf der Niederenergieseite des Beschleunigers mit Hilfe des *Choppers* gepulst und mit dem *Buncher* die einzelnen Pulse komprimiert [22]. Dabei können die Ionen den Chopper immer nur während einer Hälfte der Pulsungsperiode passieren. Eine Untersetzungsschaltung lässt dabei nur jeden 2^n -ten Puls passieren, so dass sich mit der zunehmenden Teilungspotenzierung der mittlere Strahlstrom reduzieren lässt. Zusätzlich zu dieser *schnellen* Pulsung kann der Pulser mit einer Torschaltung *langsam* gepulst werden. Durch entsprechende Kombination von schneller und langsamer Pulsung lässt sich so eine exakte Anzahl von Einzelpulsen erzeugen.

Die Pulskomprimierung im Buncher lässt die Teilchenzahl im Puls weitestgehend unverändert. Daraus ergibt sich die Anzahl der Teilchen in einem Puls zu

$$N_{\text{Teilchen/Puls}} = \frac{I_{\text{DC}}}{Q_{\text{Ion}}} \frac{1}{2f_{\text{Pulsung}} \cdot 2^n} \quad (5.3)$$

Die Strommessung im Pulsungsbetrieb erfasst jedoch integral den heruntergeteilt-gepulsten Strahl. Daraus folgt die Teilchenzahl im Puls aus dem mittleren Strom im Pulsbetrieb zu

$$N_{\text{Teilchen/Puls}} = \frac{\langle I_{\text{Strahl}} \rangle}{Q_{\text{Ion}}} \frac{2^n}{2f_{\text{Pulsung}}} \quad (5.4)$$

Die Fluenz erhält man durch Einsetzen in Gleichung 5.2.

Das Pulsungssystem erlaubt die Erzeugung von Ionenpulsen, die in ihrer Zeitstruktur und Intensität den von Laserbeschleunigern erzeugten Ionenpulsen entspricht. Im Gegensatz zu Laserbeschleunigern erzeugt der MLL-Tandem aber auf 10^{-4} energiescharfe Ionenstrahlung, was Voraussetzung für die Ermittlung des Ansprechverhaltens des Sensors als Ionendetektor ist (siehe 1.2).

Zum Nachweis der einzelnen Pulse wurde das RadEye-System auf externe Triggung im *Timed-Shot*-Modus eingestellt. Um eine reproduzierbare, konstante Belichtungszeit zu erreichen, wird als erster Schritt der Timed-Shot-Sequenz der Sensor durch das schnelle Auslesen im *Scan*-Modus gelöscht (*Clear*). Da das RadEye-System durch sein Funktionsprinzip für diesen Löschvorgang mindestens 12,5 ms benötigt und damit erst frühestens nach dieser Zeit nach dem Triggersignal für die Belichtung bereit ist, die Ionenpulse aber praktisch zeitgleich mit der langsamen Pulsung eintreffen, konnte die langsame Pulsung nicht direkt mit dem RadEye-Trigger verbunden werden. Stattdessen wurde die streng periodische Natur des langsamen Pulsers ausgenutzt um das RadEye-System schon vor der Erzeugung des Pulses zu triggern: Das Pulsungssignal wurde dem RadEye-System über eine Verzögerungsschaltung um ~ 900 ms verzögert zugeführt. Dadurch löste das Pulsungssignal des jeweils vorausgehenden Pulses die Aufnahme eines Timed-Shot-Bildes aus. Zudem ergab sich so die Möglichkeit den Sensor vor der Belichtung zwei mal ¹ kurz hintereinander zu löschen. Die Timed-Shot-Sequenz wurde auf

<i>Pre Delay</i>	Clear	12,5 ms
<i>Delay</i>	–	5 ms
<i>Pre Exposure</i>	Clear	12,5 ms
<i>Exposure</i>	–	100 ms
<i>Post Exposure</i>	Readout	370 ms

eingestellt. Dadurch fielen die Erzeugung und das Eintreffen der Ionenpulse jeweils in die 100 ms lange (Belichtungs-)Pause vor dem Auslesen des Sensors.

5.1.1 Bestrahlungsversuche mit 20 MeV Protonen

Am MLL-Tandembeschleuniger wurde ein Exemplar des RadEye1-Sensors einer Reihe von Bestrahlungsversuchen mit 20 MeV Protonen unterzogen. Dabei werden nach SRIM-Rechnung [23, 24] je Proton ~ 10 keV in der Verarmungsschicht des Detektors deponiert. Untersucht wurde die Eignung als Online-Detektor für gepulste Ionenstrahlung von ähnlicher Intensität und Zeitstruktur wie sie bei Laserbeschleunigern auftritt und das Schädigungsverhalten, bei definierter Teilchenenergie und Fluenz.

Für diese Untersuchung des Sensors wurde der Strahlplatz am -40° -Strahlrohr verwendet, bei dem der Protonenstrahl durch ein Fenster aus Kaptonfolie in die Luft austritt. Dieser Strahlplatz bietet eine computergesteuerte Positioniereinrichtung (X, Y, Z) zur reproduzierbaren Platzierung des Zielobjekts im Ionenstrahl.

Zur Quantifizierung der durch die Bestrahlungen erzeugten Signale (Teilchendetektion und Schadensuntergrund) bestimmt man vor der Bestrahlung zunächst den

¹Wird der Sensor in kurzen Abständen hintereinander ausgelesen ergibt sich dadurch kein nennenswerter Unterschied. Wurde das regelmäßige Auslesen des Sensor jedoch durch eine längere Pause ($> \sim 30$ s) unterbrochen, fließen nach dem Löschen im Bulkmaterial akkumulierte Ladungen nach und erzeugen ein Phantombild. Durch das doppelte Löschen macht sich dieser Effekt nicht mehr bemerkbar.

Untergrund des jeweiligen Bestrahlungsbereichs. Für die Bestimmung des Ansprechverhaltens nimmt man während der Bestrahlung die entstehenden Signale auf. Zur Bestimmung des Schadensverhaltens dient die Veränderung des Untergrunds *nach der Bestrahlung* als Signal.

Man bestimmt pixelweise den Mittelwert und die Standardabweichung des zu bewertenden Signals ($\langle \mathcal{S}(n,x,y) \rangle_n$, σ_S) und des Untergrunds ($\mathcal{S}_{\text{Untergrund}}$). Die Differenzen der Mittelwerte der Pixel werden wiederum gemittelt und zu der entsprechenden Fluenz in Bezug gesetzt:

$$\Delta \mathcal{S}_{\mathcal{F}} : \mathcal{F} \mapsto \langle \langle \mathcal{S}(n,x,y) \rangle_n - \langle \mathcal{S}_{\text{Untergrund}}(n,x,y) \rangle_n \rangle_{x,y} \quad (5.5)$$

Da das Untergrundsignal unmittelbar von der Integrationsdauer abhängt, müssen alle Messungen mit der selben Integrationsdauer erfolgen. Die kürzestmögliche Integrationsdauer für den RadEye-1 bei voller Auflösung beträgt 370 ms. Um möglichen verlängerten Integrationsdauern² Rechnung zu tragen, wurden 500 ms Integrationsdauer für die Bewertung der Strahlhärte verwendet. Zwar ermöglicht der RadEye-1 im Prinzip beliebig lange Integrationsdauern, wegen der geplanten Verwendung als Detektor in Laser-Ionenbeschleunigern mit ihren kurzen Pulsen sind aber nur kurze Integrationsdauern von Interesse. Ungeklärt ist zudem, ob sich der RadEye-1 Detektor durch *Overclocking*³ auch in wesentlich kürzeren Zeiten, als die laut Spezifikation vorgesehenen, auslesen lässt.

Da die Strahlgeometrie nicht exakt bestimmt werden konnte, wird ein elliptisches Gauß'sches-Strahlprofil angenommen. Unter dieser Annahme finden sich < 68 % der Strahlfluenz in dem Bereich überdurchschnittlicher Stromdichte. Es wurde in erster Näherung ein lineares Signalverhalten angenommen. Damit wurden aus den aufgenommenen Daten nur diejenigen Pixel in der Region-of-Interest für die Wertbildung berücksichtigt, deren individueller Signalabstand zum Signal vor der Bestrahlung über dem Durchschnitt der Zunahme des Untergrundsignals liegt:

$$\mathbb{P}_{\text{ausgewertete Pixel}} = \{(x,y) \mid \langle \Delta \mathcal{S}_{\mathcal{F}}(x,y) \rangle_n > \langle \Delta \mathcal{S}_{\mathcal{F}} \rangle_{n,x,y}\} \quad (5.6)$$

Für die Berechnung der Fluenz wurde als Strahlfleckfläche die Anzahl der für die Wertbildung verwendeten Pixel, multipliziert mit der Fläche eines Photodiodelements herangezogen und mit dem Unterdurchschnittsanteil einer Gauß'schen Verteilung skaliert:

$$A_{\text{Strahlfleck}} = \frac{48 \times 48 \mu\text{m}^2 \cdot |\mathbb{P}_{\text{ausgewertete Pixel}}|}{\underbrace{p_{>\text{Durchschnitt}}}_{=0,68}} \quad (5.7)$$

Dies ist jedoch nur eine Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse.

²z.B. durch Synchronisation mit Triggern bedingt.

³d.h. bei Betrieb mit einem höheren als der vom Hersteller spezifizierten maximalen Taktfrequenz.

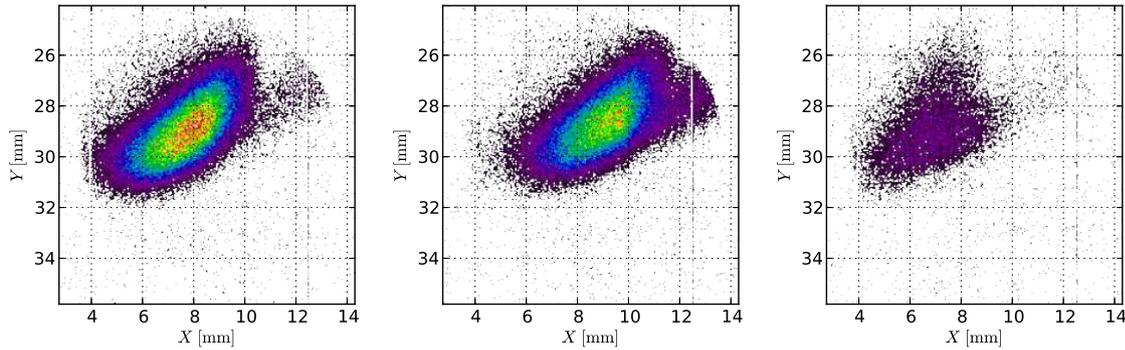


Abbildung 5.1: Drei exemplarisch ausgewählte Pulse aus einem Bestrahlungsgang, qualitativ dargestellt. Man erkennt die unterschiedlichen Pulsformen und -intensitäten.

Nachweis kurzer Ionenpulse und Zusammenhang des Detektorsignals in Abhängigkeit von der Fluenz

Für die Bestrahlung mit Ionenpulsen wurde am Beschleuniger eine Pulsers-Untersetzung von 2^4 eingestellt und mit der langsamen Pulsung so kombiniert, dass genau 1 Puls/s erzeugt wurde. Mittels des Bunchers wurden die Pulse auf (5 ± 1) ns verkürzt. Die Zeitstruktur der Pulse wurde mittels eines Photomultiplier-Szintillationszählers an einem Multichannel-Analyzer vermessen. Die Zeitstruktur entspricht in etwa der, die bei laserbeschleunigten Pulsen nach deren Dispersion auftritt.

Durch die Synchronisierung des RadEye-Systems mit dem Pulsgenerator konnten die imitierten Einzelpulse zuverlässig über alle genutzten Pulsfluenzen nachgewiesen werden.

Aus den aufgenommenen Einzelpulsen konnte der Zusammenhang zwischen Fluenz und dem vom Detektor gelieferten Signal hergestellt werden. Die Fluenzen eines Einzelpulses sind nach Gl. 5.4 und 5.7 bekannt. Die Auswertung nach dem beschriebenen Verfahren erfolgte anhand der Sensordaten während der Bestrahlung ($\rightarrow \mathcal{S}$) und des jeweils unmittelbar zuvor aufgenommenen Untergrunds ($\rightarrow \mathcal{S}_{\text{Untergrund}}$).

Bei der Pulsbildung kam es jedoch von Puls zu Puls zu Variationen in der Fluenz und Strahlgeometrie, was sich in Mittelwert und Standardabweichung des Signals niederschlägt (Abb. 5.1). Die Variation der Fluenz zwischen den Pulsen kann nicht angegeben werden, da die Fluenz aus einer Messung des mittleren Strahlstroms ohne langsame Pulsung errechnet wird.⁴ Es sind lediglich die Variationen der Messungen der jeweiligen mittleren Strahlströme bekannt. Da zudem der Strahlfleck nicht homogen ausgeleuchtet wurde, variieren die lokalen Fluenzen, was zusätzlich zur Standardabweichungen beiträgt.

⁴Wäre das Ansprechverhalten des Sensors von vornherein bekannt, könnte aus dem Detektorsignal auf die Fluenz zurückgeschlossen werden. Da aber genau dieses Ansprechverhalten ermittelt werden soll, bisse sich die Katze bei diesem Vorgehen in den Schwanz.

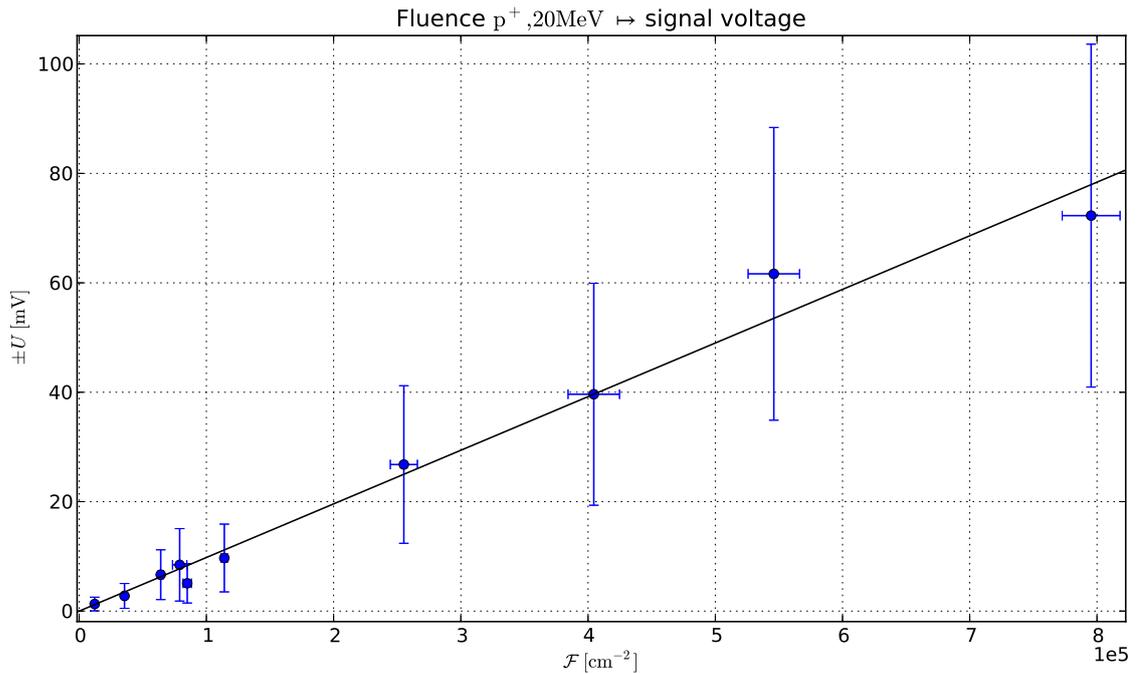


Abbildung 5.2: Detektorsignal in Abhängigkeit von der Fluenz.

Der Sensor wurde in einem ungeschädigten Bereich mit Pulsfluenzen bis $8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt und das dadurch erzeugte Signal aufgenommen.

Innerhalb der Fehlergrenzen zeigt der Detektor in ungeschädigten Bereichen ein weitgehend lineares und konstantes Ansprechverhalten (Abb 5.2). Für das getestete Exemplar ergeben sich bei einem linearen Fit an die Modellfunktion $\mathcal{S} : \mathcal{F} \mapsto s \cdot \mathcal{F} + \mathcal{S}_0$ ein Konversionsfaktor von $s \approx 9,8 \cdot 10^{-5} \text{ mV cm}^2$. Ein Signal von 700 mV entspräche folglich nach Extrapolation einer Fluenz von $\sim 7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \approx 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Unter Berücksichtigung der Energiekorrektur ist dieses Ergebnis in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen für einzelne Protonen mit 15 MeV Energie in [25].

Untersuchung der durch Protonenfluenz verursachten Schädigungen

Es wurden zu bestrahlende Regionen ausgewählt, jeweils im Strahlengang positioniert und einer definierter Protonenfluenz zwischen $2,8 \cdot 10^6 - 6,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ausgesetzt. Zwischen den Bestrahlungen wurden jeweils Reihen von Untergrundbildern aufgenommen. Die Strahlenschädigung wird als Veränderung des in diesen Bildern aufgenommenen Untergrundsignals erfasst.

Beim Untergrund eines Detektors handelt es sich um einen systematischen Fehler, somit kann dieser durch Subtraktion von den Nutzdaten herausgerechnet werden. Dazu ermittelt man vom Detektor ein Untergrundprofil, welches unter den selben Bedingungen aufgenommen wird, unter denen der Detektor später das Nutzsignal aufnehmen soll.

Zwei Eigenschaften des Untergrunds haben maßgeblichen Einfluss auf die Signalerfassung: Lässt der Untergrund noch genügend Dynamikumfang (*Headroom*) für das Nutzsignal zu, bevor der Detektor in die Sättigung geht und ist das Rauschen des Untergrunds klein genug gegenüber dem Nutzsignal (Signal-Rausch-Abstand, Shannon-Hartley-Theorem der Signalverarbeitung)? Schädigungen an Halbleiterdetektoren machen sich vor allem durch eine Zunahme des Untergrundes bemerkbar (2.4), daher gilt es die Veränderungen des Untergrunds abhängig von der erhaltenen Teilchenfluenz zu charakterisieren.

Bestrahlung mit DC-Strahl Für die Bestrahlung großer Fluenzen wurde mit einem DC-Strahl bestrahlt. Es wurden Strahlströme von 7,5 pA bis 50 pA eingestellt und mit Zeiten zwischen 19 s bis 77 s bestrahlt, woraus sich Fluenzen von $3,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bis $6,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ergaben. Die Bestrahlungen selbst wurden durch eine gleichzeitig stattfindende Bildaufnahme im *free running*-Modus, mit einer Ausleseperiode von 370 ms dokumentiert. Es zeigte sich, dass schon bei der geringsten genutzten Stromdichte im DC-Betrieb der Sensor im Bereich des Strahlflecks während einer Integrationsperiode gesättigt wurde. Die einzelnen Bestrahlungen fanden dabei auf jeweils „frische“ Regionen des Sensors statt.

Bei zwei der Bestrahlungen wurde der Strahl durch eine Blende beschnitten; für diese Fälle wurde der Stromverlust mit $\sim 50\%$ abgeschätzt. Für die Bestrahlungen mit den größten Fluenzen erreichte der Untergrund großflächig die Sättigung. Die Datenpunkte aus diesen Bestrahlungen wurden bei der Annäherung der Fitfunktion ignoriert.

Die Bestrahlung mit Ionenpulsen, Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Versuche am gepulsten Strahl erzeugten kleine Fluenzen auf den Detektor. Die daraus resultierende Veränderung des Untergrunds liefert zusätzliche Datenpunkte.

Es zeigt sich, dass der RadEye-1-Sensor ein nichtlineares Schadensverhalten aufweist, welches sich qualitativ durch eine Exponentialfunktion annähern lässt (Abb. 5.3). Dies steht im Widerspruch zum theoretisch zu erwartenden Verhalten eines linearen Zusammenhangs zwischen Fluenz und daraus resultierendem Untergrund, für Schäden im Bulk-Material des Sensors [26]. Eine Erklärung dieses Verhaltens könnte in Oberflächenveränderungen durch Ionisierungsschäden in den SiO_2 -Schichten der CMOS-Strukturen des Sensors liegen. Da bei der Bestrahlung neben den Photodioden auch die aktiven Elemente der einzelnen Pixel betroffen sind, ist in Betracht zu ziehen, dass durch die Strahlenschäden an den Pixel-Verstärkertransistoren, neben den Veränderungen im Untergrund der Photodioden, sich auch deren R_{DSoff} verkleinert und so zusätzlich zum Untergrund beiträgt [27]. Vom Hersteller des Sensors wurde ein ähnliches Verhalten für die Bestrahlung mit Röntgenstrahlen berichtet [28].

Als Modellfunktion wurde $\mathcal{S} : \mathcal{F} \mapsto a \exp(s \cdot \mathcal{F}) + \mathcal{S}_0$ gewählt. Damit ergeben sich

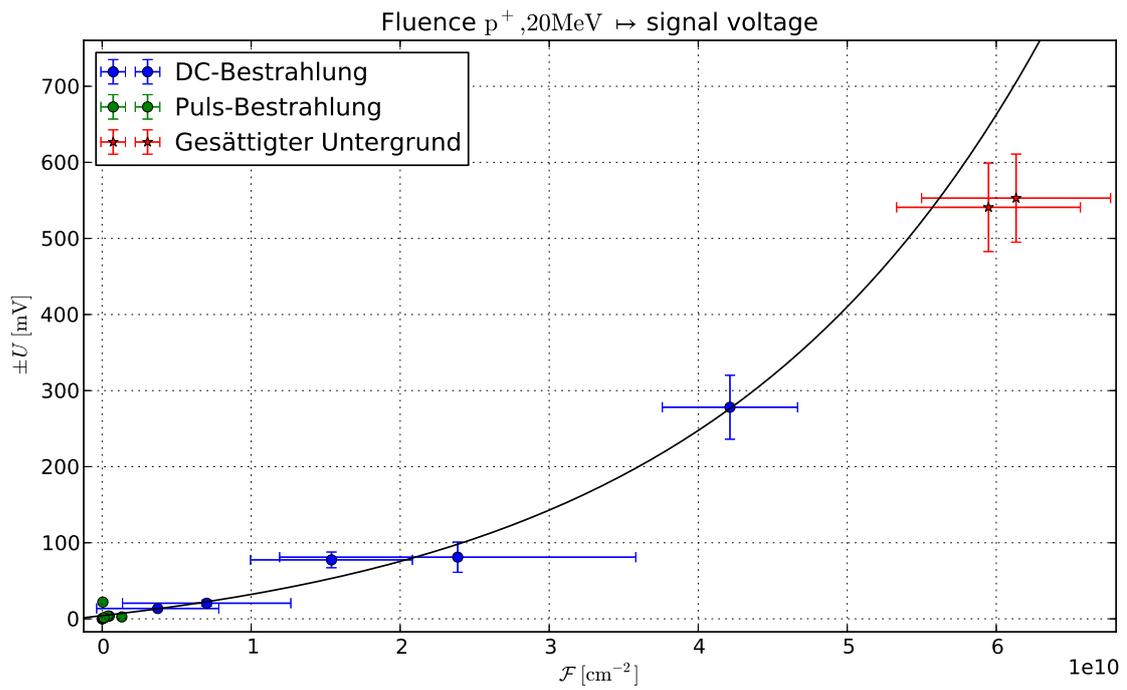


Abbildung 5.3: Untergrundsignal in Abhängigkeit von der Bestrahlungsfluenz, Fit an Exponentialfunktion. Datenpunkte der Bestrahlungen mit angeschnittenem Strahl und gesättigtem Untergrund wurden für den Fit nicht berücksichtigt.

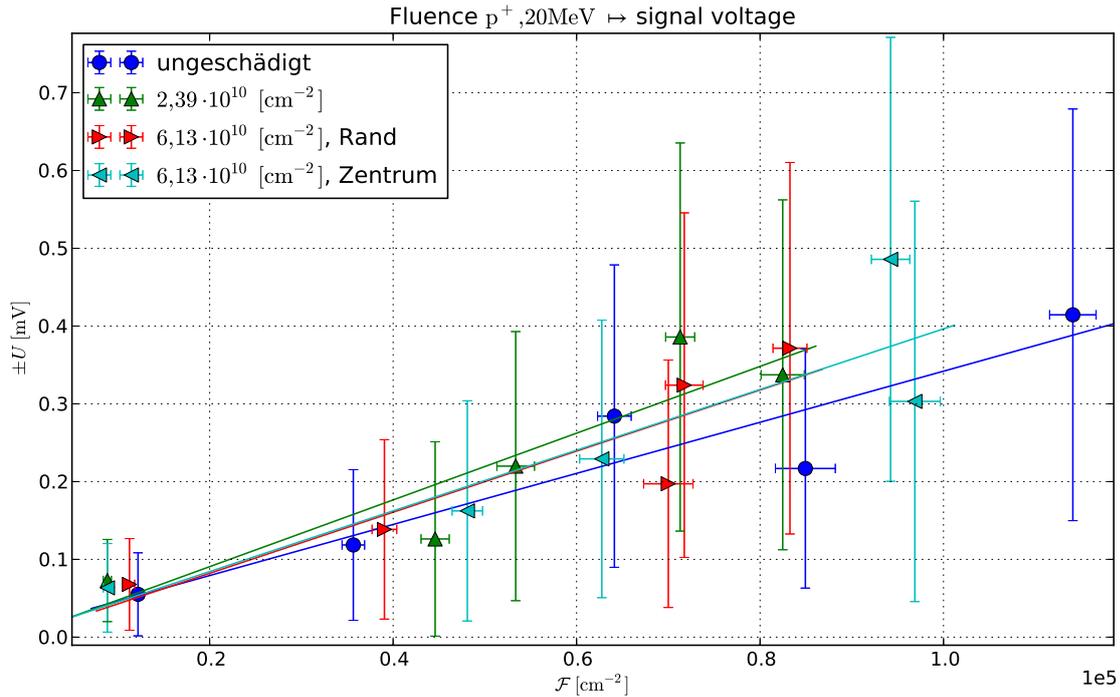


Abbildung 5.4: Vergleich der Detektorsignale bei gepulster Bestrahlung in ungeschädigten und vorgeschädigten Bereichen.

als Modellparameter $a \approx 5,054 \cdot 10^1$ mV, $s \approx 4,402 \cdot 10^{-11}$ cm². Setzt man als maximal akzeptablen Schadensuntergrund die Hälfte des voll ausgesteuerten Signals an, also 350 mV, ergibt sich aus diesem Modell eine Fluenz von $4,4 \cdot 10^{10}$ cm⁻² Protonen bei 20 MeV, mit denen der Sensor beaufschlagt werden kann, bevor er für weitere Messungen als zu sehr geschädigt anzusehen ist.⁵

Neben der Beziehung zwischen Fluenz und Sensorsignal eines ungeschädigten Detektors wurde auch der Einfluss von Vorschädigungen (siehe den vorherigen Abschnitt) auf das Detektorsignal ermittelt. Für Pulsfluenzen bis $1,2 \cdot 10^4$ cm⁻² wurde das Ansprechverhalten in drei weiteren Bereichen (neben dem Ungeschädigten) des Sensors erfasst: In einem Bereich mittlerer Vorschädigung durch $2,39 \cdot 10^{10}$ cm⁻² Protonen und dem Bereich größter Vorschädigung mit $6,13 \cdot 10^{10}$ cm⁻² Protonen. In diesem Bereich größter Vorschädigung wurde das Verhalten sowohl in dessen Zentrum als auch im Randbereich untersucht. Es zeigt sich, dass das Ansprechverhalten auch in vorgeschädigten Bereichen innerhalb der Fehlergrenzen linear bleibt (Abb 5.4).

⁵Der Detektor zeigt zwar auch in bereits massiv geschädigten Bereichen nach wie vor ein lineares Ansprechverhalten, doch nimmt durch weitere Bestrahlung auch die Schädigung weiter, exponentiell zu. Es gilt daher eine Grenze zu ziehen, ab der man den Detektor als „tot“ ansieht. Da für einen Verlust der Hälfte des Dynamikbereichs bereits ~ 75 % der total imitierbaren Fluenz ausgeschöpft wurden, ist es sinnvoll, einen derart geschädigten Sensor als für den praktischen Einsatz zu sehr geschädigt anzusehen und ihn auszutauschen.

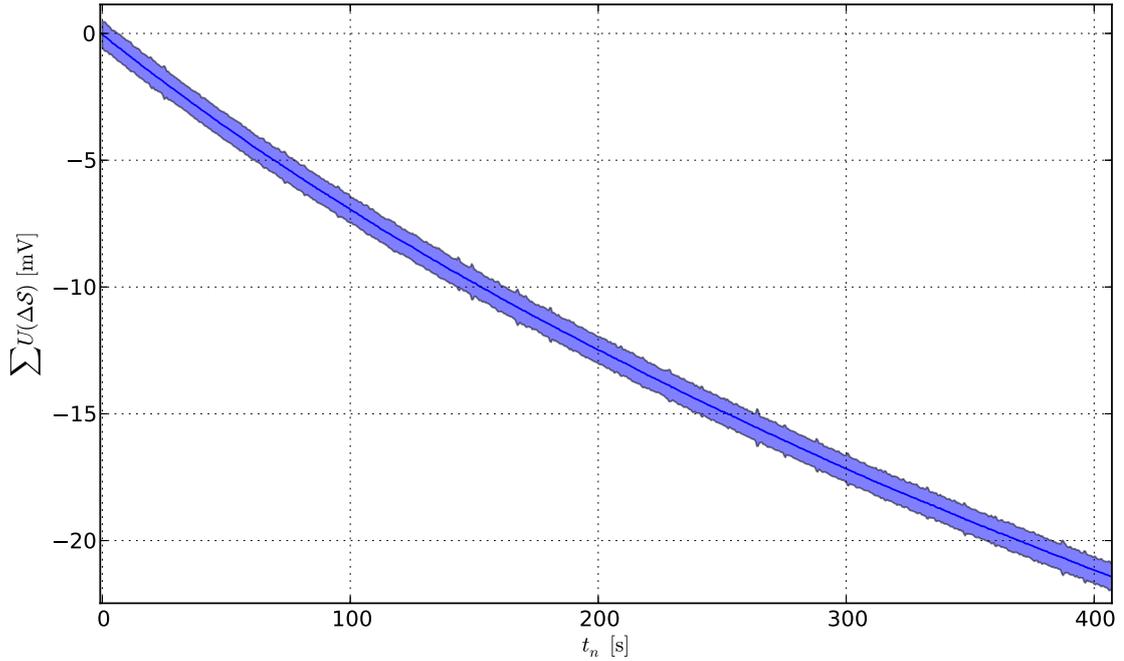


Abbildung 5.5: Abnahme des Untergrundsignals in der bestrahlten Region nach Bestrahlung mit $6,13 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ Protonen 20 MeV.

Nachlassen des Untergrundsignals nach Bestrahlung mit der höchsten Fluenz

Bei der Beobachtung der vom Detektor zur Strahlkontrolle gelieferten Bilder während der Bestrahlung mit der höchsten zu erreichenden Fluenz fiel auf, dass die Untergrundsignale in den Bereichen der vorhergehenden Bestrahlungen abnahmen, was auf einen Ausheilungsprozess schließen lässt. Es wurde daher im Anschluss an diese Bestrahlung mit einer Fluenz von $6,13 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ die Entwicklung des Untergrundsignals über 400 s aufgenommen. Zur Quantifizierung dieses Signals wurde die relative Abnahme des Dunkelsignals eines jeden Pixels ermittelt

$$\Delta \mathcal{S}_{x,y}(n) = \mathcal{S}_{x,y}(n) - \mathcal{S}_{x,y}(n-1) \quad (5.8)$$

und über die Pixel gemittelt und ausgehend vom Startwert aufsummiert

$$\Delta \mathcal{S}_{\text{total}}(N) = \sum_{n=1}^N \Delta \mathcal{S}(n) \quad (5.9)$$

Diese Methode wurde anstatt einer einfachen Durchschnittswertbildung über die Untergrundsignale der einzelnen Pixel gewählt, da sich dadurch die Fehlergrenzen wesentlich einengen ließen. Bei einer einfachen Durchschnittswertbildung hätte alleine der große Wertebereich des Untergrundsignals die daraus bestimmten Fehlergrenzen

unnötig weit gesetzt.

Es zeigt sich, dass im betrachteten Fall das Untergrundsignal über 400 s um $\sim 3\%$ abnahm. Als Konsequenz ergibt sich, dass im praktischen Einsatz die Untergrundmessung unmittelbar vor der Bestrahlung und das Sammeln von Statistik über einen möglichst kurzen Zeitraum vorzunehmen ist.

5.1.2 Bestrahlungsversuch mit 77 MeV C⁶⁺

Da von Laserbeschleunigern bekannt ist, dass die von ihnen erzeugte Ionenstrahlung auch einen Anteil an Kohlenstoffionen enthält, denen der Sensor bei diesem Einsatzfall auch ausgesetzt sein kann, wurde untersucht, inwiefern die von Kohlenstoffionen verursachten Effekte mit denen von Protonen vergleichbar sind. Es sollte daher vor allem ermittelt werden, ab wann der Sensor durch die Bestrahlung mit Kohlenstoffionen geschädigt wird.

Für das Experiment wurde ein dafür vorbereiteter Sensor mittels eines dafür gefertigten Adapterstücks an einem Probenhalter des ERDA-Meßsystems befestigt und daran in die ERDA-Targetkammer eingebracht. An der Targetposition wurde der Ionenstrahl auf ein näherungsweise homogenes Strahlprofil quadratischen Querschnitts mit einer Kantenlänge vom ~ 3 mm eingestellt. Mittels des ERDA-Step-Positioniersystems wurden nacheinander sieben ausgewählte Bereiche des Sensors an die Targetposition verbracht und mit 77 MeV C⁶⁺-Ionen mit Fluenzen von zwischen $1 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt (Abb. 5.6). Die Fluenzen wurden dabei für die einzelnen Positionen jeweils um den Faktor 10 vergrößert. Ein Kohlenstoffion hinterlässt dabei nach SRIM-Rechnung $8,28 \cdot 10^2$ keV in der Verarmungsschicht.

Zum Einstellen der Fluenz diente das Pulsungssystem des Beschleunigers: Die Pulse wurden mit einer Untersetzung von 2^3 in der schnellen Pulsung erzeugt. Mit einem Funktionsgenerator wurde an die Torschaltung der langsamen Pulsung ein Rechtecksignal definierter Länge angelegt und darüber die Anzahl der hindurchgelassenen Pulse bestimmt. Zur Kontrolle wurde die Anzahl der emmitierten Pulse an einem Zähler erfasst.

Für die kürzeste verwendete Torzeit ergaben sich 935 ± 5 Ionenpulse. Aus den verwendeten Strahlparametern folgt für diese Pulsanzahl nach Gl. 5.4 eine Ionenanzahl von etwa $4,5 \cdot 10^4$. Zum Überprüfung wurde ein CR-39-Detektor, an Stelle des RadEye-1-Detektors an der Targetposition angebracht und mit einem solchen Puls-Paket bestrahlt. Für dieses Puls-Paket wurde eine Anzahl von 937 Einzelpulsen gezählt. Da für CR-39 keine Erfahrungswerte für die zu nutzende Ätzdauer bekannt waren, wurde das verwendete CR-39 in einer Zeitreihe aus 5-Minuten-Intervallen geätzt und die sich dabei abzeichnenden Pits vermessen. Der Ätzbvorgang wurde mit einer Dauer von 25 Minuten nach dem Erreichen von ca. $2 \mu\text{m}$ durchschnittlicher Pit-Durchmesser beendet. Von dem CR-39-Detektor wurden für dieses Puls-Paket $\sim 4,6 \cdot 10^4$ Ionen registriert, was in sehr guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert ist.

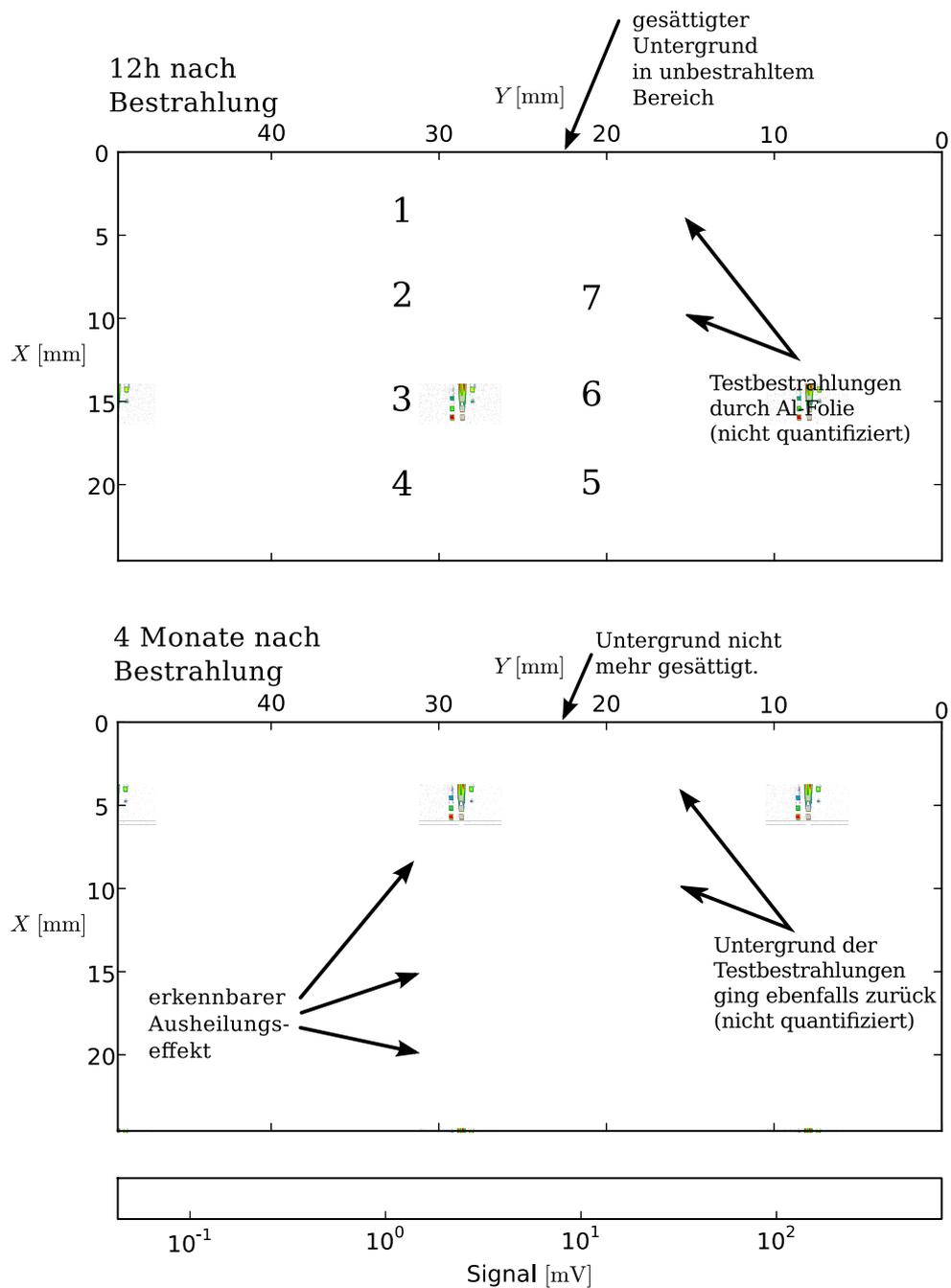


Abbildung 5.6: Schädigungen des Sensors durch Bestrahlung mit Kohlenstoff in den sieben ausgewählten Bereichen. Neben den Positionen 5, 6 und 7 ist deutlich die Auswirkung auf die unbestrahlten Bereiche daneben, durch die Schädigungen durch die hohen Bestrahlungsfluenzen zu erkennen.

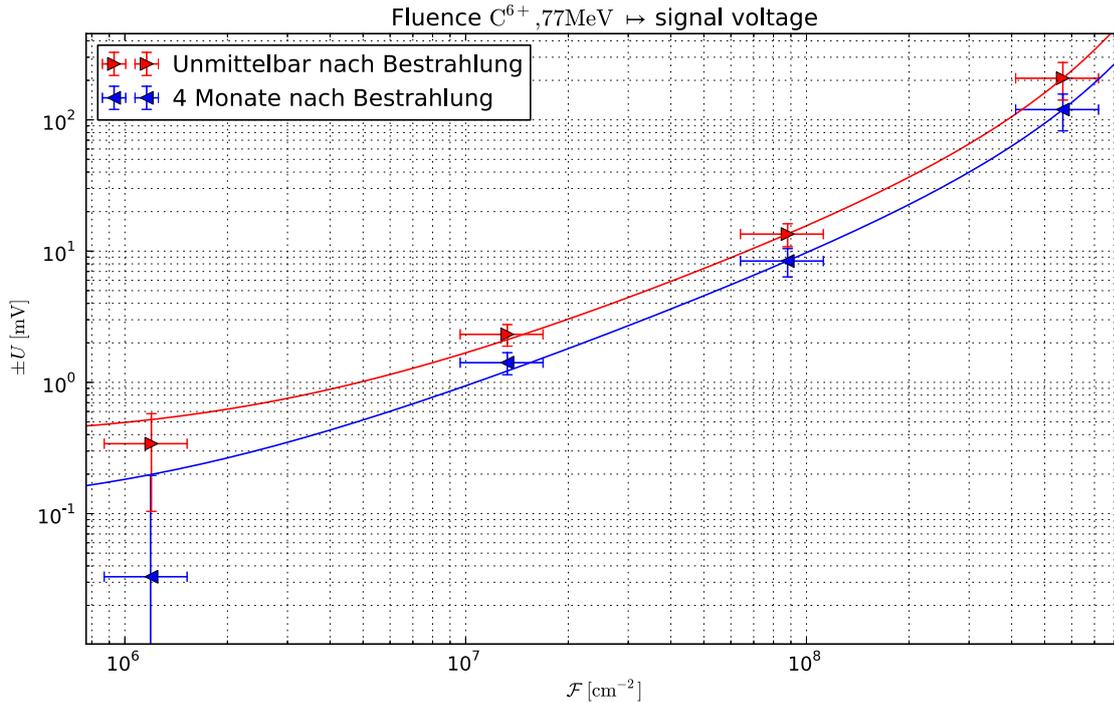


Abbildung 5.7: Abhängigkeit des Untergrundsignals von der Bestrahlungsfluenz 77 MeV C^{6+} Ionen, mit Ausheilverhalten.

Da es an der ERDA-Targetkammer keine Möglichkeit gibt den Detektor mit der Instrumentierungselektronik zu verbinden, wurden keine Daten zum Ansprechverhalten gesammelt.⁶

Zwischen den einzelnen Bestrahlungen vergingen bis zu 30 Minuten, mögliche Ausheilungseffekte laufen aber unmittelbar nach der Bestrahlung am schnellsten ab. Der bestrahlte Detektor wurde daher vor der quantitativen Messung des Untergrundstroms für ca. 12 Stunden bei Raumtemperatur gelagert. Die vorbereitenden Messungen des Untergrunds vor und die Messungen nach der Bestrahlung erfolgten im *free running*-Modus mit Integrationsdauern zwischen 500 ms bis 5000 ms. Für die Auswertung wurden die Messungen mit 500 ms Integrationsdauer genutzt.

Es zeigte sich, dass der RadEye-1-Detektor auch für die Bestrahlung mit Kohlenstoffionen einen exponentiellen Anstieg mit der Fluenz im Untergrundsignal zeigt (Abb. 5.7). Von den sieben bestrahlten Regionen zeigte die an Position 4, bestrahlt mit einer Fluenz von $(5,7 \cdot 10^8 \pm 1,5 \cdot 10^8) \text{ cm}^{-2}$, nach 12 Stunden einen Signaluntergrund von $\sim 30 \%_{\text{Full Scale}} \approx 200 \text{ mV}$. Für den darauf erfolgten Bestrahlungsdurchgang an Position 5, mit einer Fluenz von $(4,4 \cdot 10^9 \pm 1,2 \cdot 10^9) \text{ cm}^{-2}$, wurde durch die erzeugten Schäden der Signaluntergrund so weit angehoben, dass schon der Untergrund das Sensorsignal in diesem Bereich sättigt.

⁶Diese wären durchaus von Interesse gewesen.

Gleicht man analog zu 5.1.1 die Modellfunktion $\mathcal{S} : \mathcal{F} \mapsto a \exp(s \cdot \mathcal{F}) + \mathcal{S}_0$ an die Daten der Untergrundmessung nach 12 Stunden an, ergeben sich die Modellparameter $a \approx 4,017 \cdot 10^1$ mV, $s \approx 3,215 \cdot 10^{-9}$ cm². Geht man wieder von den gleichen Kriterien wie in 5.1.1 aus, ergibt sich daraus eine Fluenz von $6,7 \cdot 10^8$ cm⁻² 77 MeV C⁶⁺-Ionen mit der der Sensor beaufschlagt werden kann, bevor er als für weitere Messungen zu sehr geschädigt anzusehen ist.

Die Regionen, die mit noch höheren Fluenzen beaufschlagt wurden, zeigen nicht nur ein nachhaltig gesättigtes Untergrundsignal, die Schädigungen in deren Bereich nehmen auch Einfluß auf die Signale von an sich ungeschädigten Elementen in der Umgebung, insbesondere entlang der Zeilen. Es fällt auf, dass besonders die Pixelzeilen davon betroffen sind, die auf der selben Höhe wie die Grenze des bestrahlten Bereichs, also dem Übergang von geschädigten zu ungeschädigten Bereichen, liegen. Dieser Effekt reicht bis zur Sättigung des Untergrunds in den betroffenen Bereichen. Dies lässt sich vermutlich auf zusätzliche Leckströme in oder aus den Zeilensteuerleitungen in den Bulk erklären, wodurch die Funktion der Pixelverstärker entlang dieser Zeilen durch das zusätzliche Feld der in den Bulk fließenden Landungen beeinträchtigt werden. Eine genaue Untersuchung des tatsächlichen Mechanismus steht jedoch aus.

Eine weitere Messung des Untergrundsignals, die dem Nachweis von Ausheilungseffekten diene, wurde 4 Monate nach der Bestrahlung durchgeführt. Der Detektor wurde in dieser Zeit bei Raumtemperatur gelagert. Die Messung des Untergrunds 4 Monate nach der Bestrahlung ergab, dass der Schadensuntergrund im Bereich der mittleren immitierten Fluenzen um 40 % abgesunken war, in dem Bereich mit der geringsten immitierten Fluenz sogar um 90 %. In dem unbestrahlten Bereich, der durch die Schäden in der selben Zeile ebenfalls einen signifikanten Untergrund zeigt, ging dieser Untergrund ebenfalls zurück.

5.2 Dresden DRACO

Am DRACO-Laserbeschleuniger des HELMHOLZ-ZENTRUMS ROSSENDORF bei Dresden sollte erstmalig der direkte Nachweis laserbeschleunigter Ionen mit einem Halbleiter-Pixeldetektor demonstriert werden. Darüberhinaus sollte gezeigt werden, dass mit einem solchen Detektorsystem Bildwiederholraten erreicht werden, die den Pulsiterationsraten dieses Laserbeschleunigers entsprechen.

5.2.1 Aufbau und Versuch

Der DRACO-Laserbeschleuniger basiert auf einem kommerziellen Hochleistungspuls-Lasersystem des französischen Hersteller AMPLITUDE SYSTEMES. Der Laser erzeugt Pulse einer Leistung von ~ 150 TW bei einer Pulsdauer von ~ 20 fs. Als Target wurden Ti-Folien mit einer Dicke von $3 \mu\text{m}$ verwendet. Folglich wurden in diesem

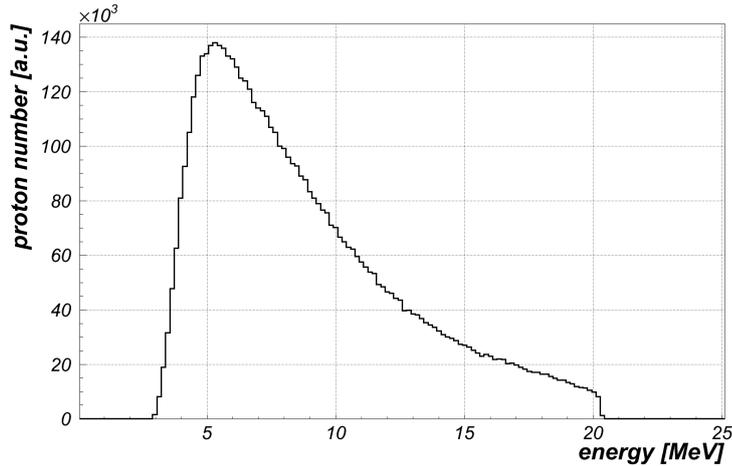


Abbildung 5.8: Das für die Schüsse am DRACO angegebene Energiespektrum.

Experiment die Ionen mittels des TNSA-Mechanismus erzeugt. Die erzeugten Ionenenergien wurden mit 3 – 20 MeV angegeben (Abb. 5.8).

Das Triggersystem des Lasers wurde über eine „Stanford-Box“ angesteuert. Damit ließ sich ein Triggersignal mit einer Vorlaufzeit von 20 ms vor dem Laser-Schuß zur Verfügung stellen. Dieses vorlaufende Triggersignal wurde zur Auslösung einer *Timed Shot*-Sequenz genutzt:

<i>Pre Delay</i>	Clear	12,5 ms
<i>Delay</i>	–	0 ms
<i>Pre Exposure</i>	No Operation	0 ms
<i>Exposure</i>	–	100 ms
<i>Post Exposure</i>	Readout	370 ms

Vor jedem Schuß wurde manuell die Aufnahme von mehreren Bildern nach der selben Sequenz ausgelöst, um den Untergrund des Sensors unmittelbar vor dem Schuß zu ermitteln. Es wurden in schneller Folge 7 Schüsse abgegeben, zwischen den Schüssen lagen jeweils die ~ 30 s, die das Verfahren des Targets an die neue Zielposition erforderte. Die Bildaufnahmesequenz wurde für jeden dieser Schüsse vom Trigger ausgelöst.

Für alle 7 Schüsse wurden mit dem RadEye-System die erzeugten Ionen nachgewiesen (Abb. 5.9). Da das genaue Energiespektrum der Ionen nicht bekannt ist, handelt es sich dabei um rein qualitative Ergebnisse mit einem reinen Demonstrationscharakter. Es konnte aber schon in diesem Versuch die starke Schwankung der Performanz des Laserbeschleunigers für die verschiedenen Schüsse aufgezeigt werden. Alleine dadurch lassen sich schon gewisse Aussagen über die Ionenerzeugung und das Verhaltens des Lasers treffen. Der Detektor wurde dabei von keinem der

aufgezeichneten Schüsse gesättigt. Für den angegebenen Energiebereich der Ionen bedeutet dies, dass die Fluenz $< 1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ unter Annahme niedriger Ionenenergien bis $< 1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ für die höchsten zu erwartenden Ionenenergien liegt.

Damit wurde gezeigt, dass sich das RadEye-System für den direkten Nachweis von Ionen unter den Bedingungen der Laserbeschleunigung eignet. Es traten keine Probleme durch EMP auf und der Nachweis der Ionen wurde reproduzierbar gezeigt.

5.3 MPQ-ATLAS-Laserbeschleuniger

Der bis Ende Februar 2012 am MAX PLANCK INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK installierte ATLAS (**A** Terawatt **L**aser) diente als Quelle für Laserimpulse einer Leistung von 150 TW, mit einer Pulslänge von 25 fs, bei einer Wellenlänge von 740 nm.

Die mit dem ATLAS erzeugten Laserpulse werden mittels einem Off-Axis-Parabolspiegel auf die Targetposition fokussiert. Im Fokus ist der Laser auf eine Strahlfleckgröße von $2 \mu\text{m}$ gebündelt. Es ergibt sich folglich eine Leistungsdichte von $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Als Targets wurden DLC-Folien mit Dicken von 20 nm und 40 nm verwendet. Wegen der vergleichsweise dicken DLC-Targets und der für einen reinen RPA-Prozess zu geringen Leistungsdichte des Laserimpulses trat in diesem Experiment eine Mischung aus RPA und TNSA auf.

5.3.1 Aufbau des Experiments

Für die Experimente mit dem ATLAS-Laserbeschleuniger am MPQ müssen die Detektoren im Vakuum montiert werden. Dazu stand bereits vor dem Beginn der Arbeit eine Vakuumkammer zur Verfügung, der speziell für diesen Einsatz angefertigt wurde. Besonderes Merkmal ist die 25-polige Signaldurchführung, die in Form eines Sub-D 25 M/M Einschweißadapters im rückseitigen Deckel ausgeführt ist. Zum Anschluß des RadEye-Detektors über diese Signaldurchführung wird ein speziell angefertigtes DVI \leftrightarrow Sub-D 25-F-Adapterpaar verwendet.

Zur Montage der RadEye-1-Sensoren wurde im Rahmen dieser Arbeit ein entsprechender Sensorhalter angefertigt. Es handelt sich um einen flachen Teller, dessen Aussenrand 3 mm über die Sensoroberfläche hinausragt, so dass der Träger die montierten Sensoren vor mechanischer Belastung, z.B. Ablegen auf einer planen Oberfläche, schützt. Der Rand des Sensorträgers ist stufenförmig ausgeformt. Auf der so ausgebildeten Auflagefläche lassen sich dazu passend konstruierte Blendendeckel montieren, ohne dazu den Sensorträger demontieren zu müssen. Die Blendendeckel dienen einerseits der Anbringung einer Licht und Schwerionen abschirmenden Aluminiumfolie vor dem Sensor, bieten aber auch die Möglichkeit zur Befestigung von Offline-Detektoren zur Kreuzkalibrierung. In diesem Versuch diente die Aluminiumfolie alleine dem Herausfiltern von Schwerionen. Eine in der Targetkammer angebrachte Goldfolie schirmte bereits das Streulicht des Lasers hinreichend ab.

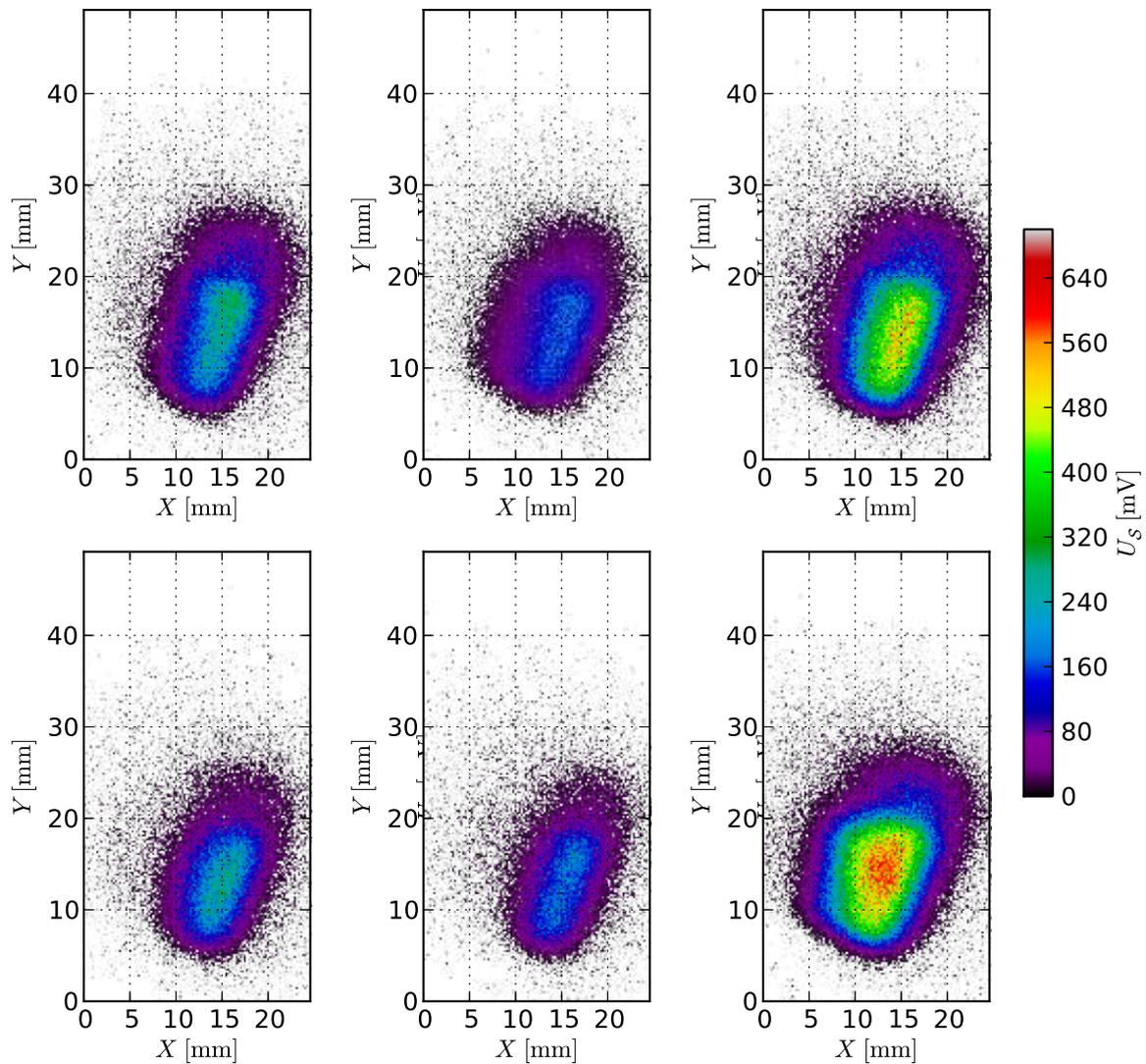


Abbildung 5.9: Sechs der sieben am DRACO erzeugten Schüsse, die mit dem RadEye-System nachgewiesen wurden. Obwohl nur rein qualitativ, zeigen die Aufnahmen die große Varianz in der erzeugten Ionenstrahlung. Schon dadurch sind Einschätzungen über das Verhalten des Laserbeschleunigers möglich.

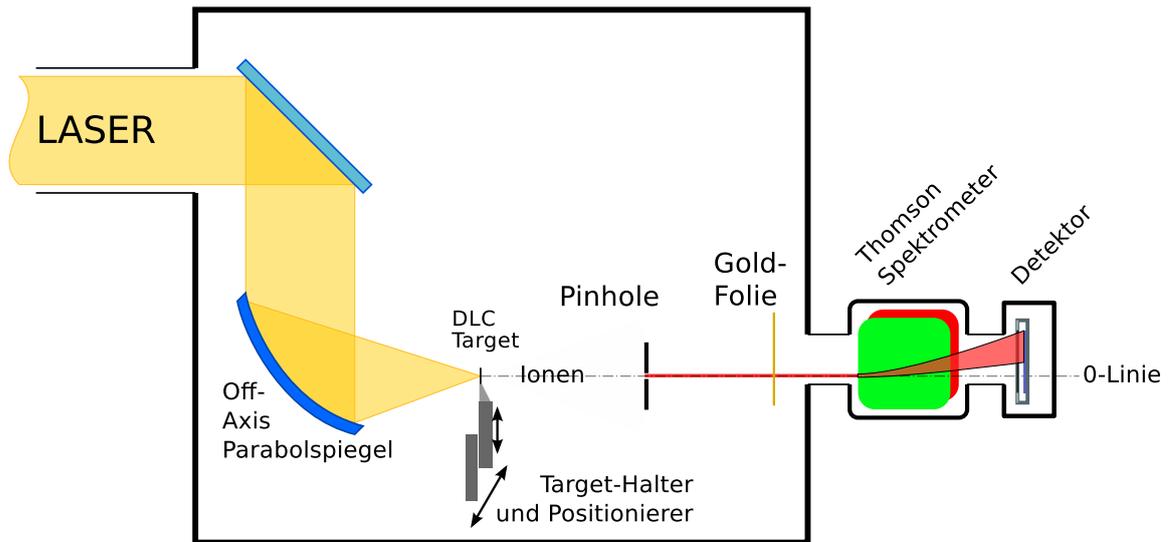


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau des ATLAS-Laserbeschleunigers, in der Konfiguration die im Experiment genutzt wurde. Die vom Laserpuls aus dem DLC-Target beschleunigten Ionen werden entlang der 0-Linie mittels einer Pinhole-Blende kollimiert und treten in das ausserhalb der Targetkammer montierte Thomson-Spektrometer ein und werden dort ihrer Energie und ihres Ladungszustandes entsprechend abgelenkt. Die so in ihrer Energie unterscheidbaren Ionen werden vom dahinter montierten Detektor nachgewiesen.

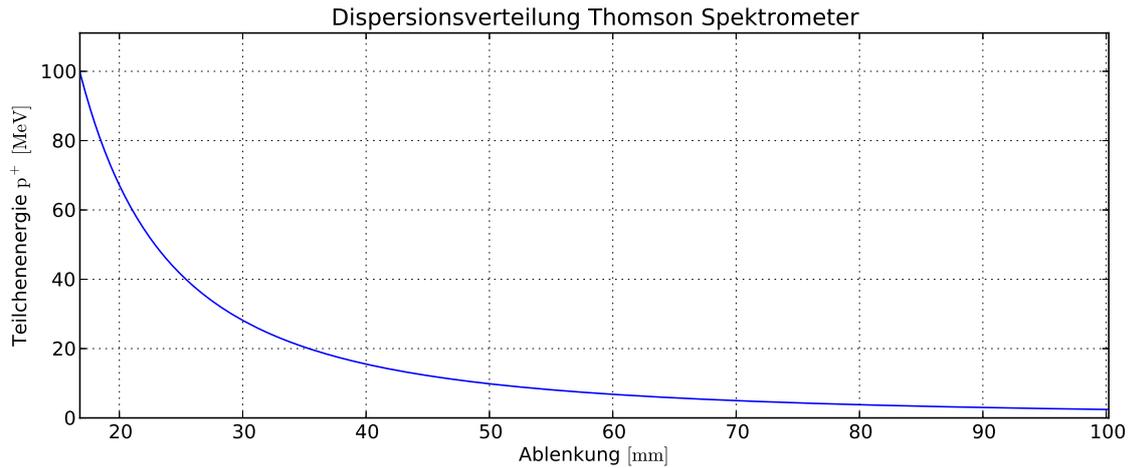


Abbildung 5.11: Dispersionsverteilung des am MPQ-ATLAS verwendeten Thomson-Spektrometers für Protonen

Nachdem für das RadEye-System am DRACO die Nutzbarkeit an Laserbeschleunigern demonstriert wurde, sollte dieses Experiment nun zeigen, dass sich das RadEye-System für den Einsatz als quantitatives Online-Ionenstrahl-Diagnosesystem an Laserbeschleunigern eignet. Die erzeugte Ionenstrahlung sollte unmittelbar nachgewiesen und in ihrer Energieverteilung analysiert werden.

Der ATLAS-Laserbeschleuniger wurde in der in Abb. 5.10 skizzierten Konfiguration verwendet: Eine Pinhole-Blende nach dem Target diente der Strahlkollimation. Der kollimierte Strahl wurde zur Energieanalyse durch ein Thomson-Spektrometer zur Energieanalyse geleitet — es wurde keine elektrische Ablenkung verwendet. Zwei RadEye-1-Sensoren in longitudinaler Anordnung wurden mit ihrer Longitudinal-Achse entlang der magnetischen Ablenkung hinter dem Spektrometer angebracht.

5.3.2 Bestimmung der Energieverteilung aus dem Detektorsignal

Zur Bestimmung der Energieverteilung dient das verwendete Spektrometer, das im Versuch die Teilchen entsprechend ihrer Energie nach einer bekannten Dispersionsverteilung an den Ort $y(E)$ ablenkt (Abb. 5.11). Der erfassbare Energiebereich wird dabei von der Ausdehnung des Detektors nach unten begrenzt. In diesem Experiment ist die niedrigste vom Detektor erfassbare Energie 3,81 MeV für Protonen.

Wie schon in 1.2 erwähnt, muss das Signal eines Detektors in Abhängigkeit von der Teilchenenergie korrigiert werden. Die aktive Schicht des RadEye-1-Sensor befindet sich nahe seiner Oberfläche und hat eine Dicke von $2 \mu\text{m}$, das Signal des Detektors ist zu der in dieser Schicht deponierten Energiemenge proportional. Die Kalibrierung des Detektors wurde mit Protonen einer Energie von 20 MeV durchgeführt, die in der aktiven Schicht eine Dosis von $\sim 10 \text{ keV}$ hinterlassen. (Abb. 5.12). Da die Energie eines Ions durch den Ort seines Auftreffens bekannt ist, lässt sich so für jedes Sensor-

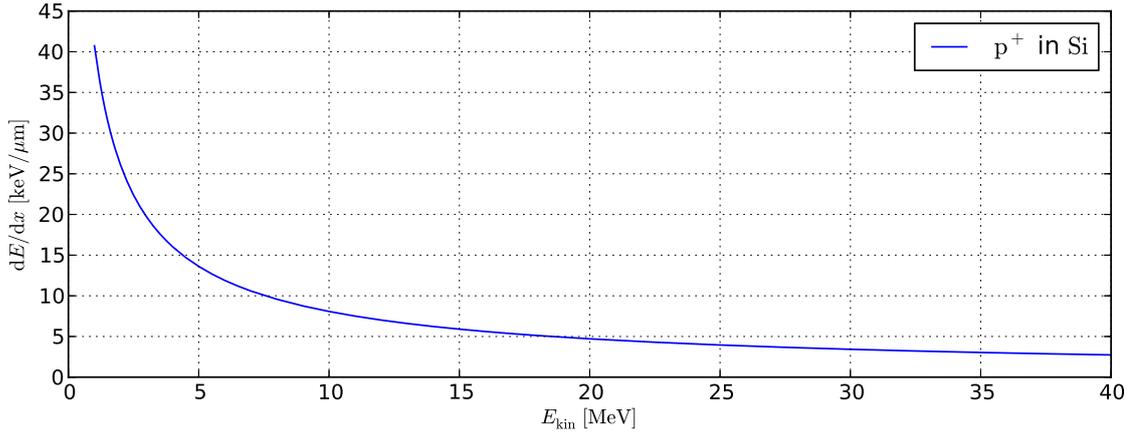


Abbildung 5.12: Bremsvermögen von Protonen in Silizium in Abhängigkeit der Protonenenergie (SRIM-Rechnung).

Pixel ein Faktor k bestimmen, mit dem das Signal dieses Pixels korrigiert werden muss:

$$k(y) = \frac{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_{\text{Kalibrierung}}}}{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E(y)}} \quad (5.10)$$

Wendet man die Spektrometer-Dispersion auf die räumliche Verteilung des Detektorsignals an und korrigiert man mit dem entsprechenden Korrekturfaktor,⁷ lassen sich so die Energieverteilungen der aufgenommenen Ionenspuren bestimmen.

Es wurden insgesamt 9 Schüsse auf den Detektor abgegeben. Bei den Schüssen, für die kein Al-Folienfilter vor den Detektoren angebracht war, konnten auch Schwerionen (vorwiegend Kohlenstoff) die Detektoren erreichen und zeichneten sich als Signal ab. Für sieben der Schüsse wurden die Detektoren mit 11 μm Al-Folie gegen Schwerionen abgeschirmt, es konnten also nur Protonen die Detektoren erreichen.

Da die Energie der Protonen durch den Durchtritt durch die Al-Folie verringert wird, muss man diesen Energieverlust berücksichtigen und die Energiekorrektur für die Energie der transmittierten Protonen berechnen. Vor allem für die niederenergetischen Anteile ist diese zusätzliche Korrektur wichtig, da für diese, wegen des überproportional stark ansteigenden Bremsvermögens bei niedriger werdenden Energien schon kleine Variationen in der Ionenenergie zu einer signifikanten Änderung des Detektorsignals führen. Für diese Transmissionskorrektur wurden mit TRIM die Energien von Protonen, die 11 μm Aluminium passierten, für Anfangsenergien von 1 – 40 MeV im Abstand von 1 MeV berechnet und als Stützstellen einer Spline-Interpolationsfunktion $E \mapsto E_{\text{Transmittiert}}$ verwendet. Über diese wird, ausgehend von

⁷Trivialerweise ist der Korrekturfaktor für die Ionen mit der Energie, die zur Kalibrierung (mit der identischen Ionensorte) genutzt wurde $k_{E=E_{\text{Kalibrierung}}} = 1$.

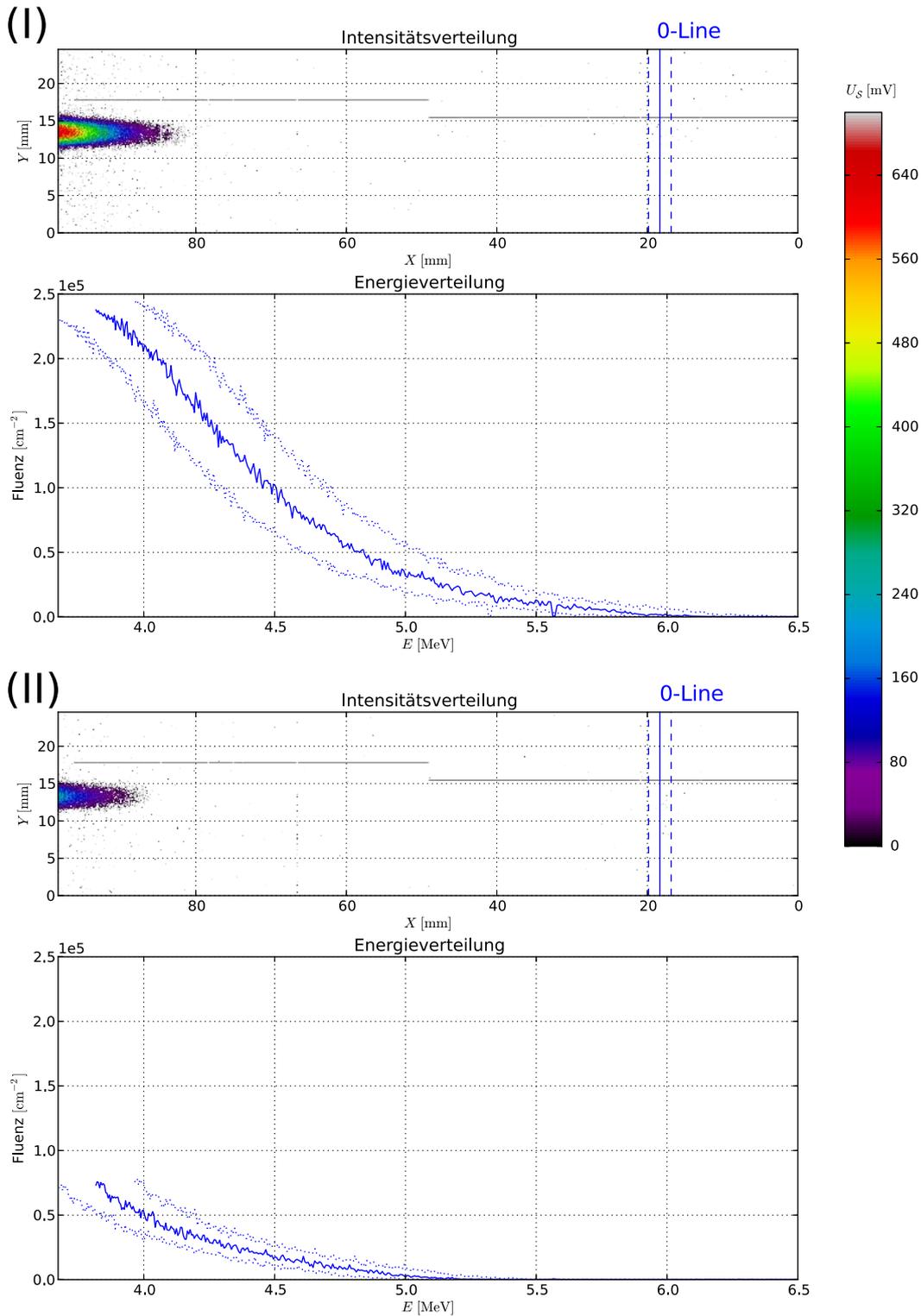


Abbildung 5.13: Zwei Schüsse auf den RadEye-Detektor hinter Al-Folie, abgegeben vom ATLAS-Laserbeschleuniger. Die räumlichen Intensitätsverteilungen sind über den daraus ermittelten Ionenenergiespektren dargestellt. Man erkennt deutlich die große Abweichung zwischen den Energieverteilungen. Da die Position der 0-Linie nur auf ~ 2 mm genau angegeben werden kann, schwanken die Spektren in einem sich dadurch ergebenden Energie- und Fluenzbereich. 79

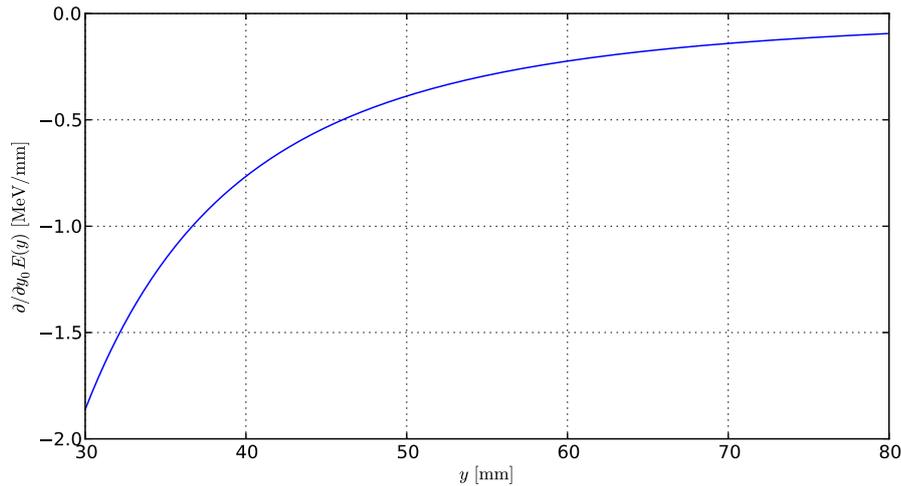


Abbildung 5.14: Durch Variation der 0-Linie verursachte Variation der aus der Dispersionsrelation des verwendeten Spektrometers rekonstruierten Energien, relativ zur Ablenkung.

der spektrometrischen Ortsenergie $E(y)$, die Energie der transmittierten Ionen berechnet, welche schließlich für die Bremsvermögens-Korrektur im Detektor benutzt wird.

Betrachtet man die so ermittelten Energiespektren, fallen die großen Unterschiede zwischen den einzelnen Schüssen auf. In Abbildung 5.13 sind die Energieverteilungen zweier exemplarischer Schüsse dargestellt. Dabei muss man berücksichtigen, dass Variationen der 0-Linie zu einer Abweichung in der rekonstruierten Energie→Intensitätsverteilung führen (Abb 5.14, 5.15). Die verwendete Pinhole-Blende hatte einen Durchmesser von ~ 2 mm, alleine die dadurch verursachte Variation der Ionenspuren führt somit zu einer Abweichung von 0,2 – 0,8 MeV im betrachteten Energiebereich. Dies führt zu Variationen in der Fluenzbestimmung entsprechend der Änderung des Bremsvermögens in der Energiekorrektur.

Aus der Form der dargestellten Spektren lässt sich erahnen, dass vor allem niedrigere Ionenenergien erzeugt wurden, als solche, welche die genutzte Kombination aus Spektrometer und Detektor mit ihrer Geometrie erfassen kann.

Für Schuß (I) wurden sowohl höhere Energien als auch größere Fluenzen erreicht. Die höchsten Ionenenergien reichen bis zu 6,0 MeV. Die zu den niedrigeren Energien hin auffallende Abflachung kommt durch die Sättigung des Sensors in diesen Bereichen zustande.

Bei Schuß (II) erreichten die höchsten Ionenenergien $\sim 5,0$ MeV. Die auf dem Detektor registrierten Fluenzen liegen dabei bei nur ~ 30 % der bei Schuß (I) verzeichneten.

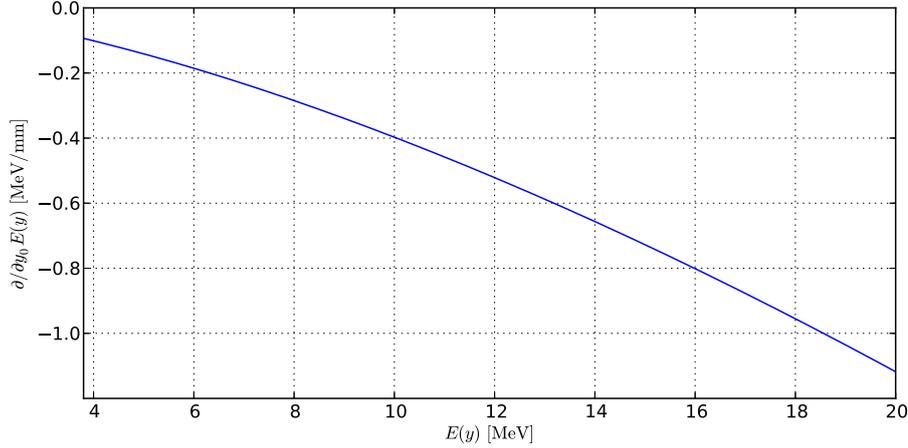


Abbildung 5.15: Durch Variation der 0-Linie verursachte Variation der aus der Dispersionsrelation des verwendeten Spektrometers rekonstruierten Energien, relativ zur rekonstruierten Energie.

Durch die Unsicherheit der Position der 0-Linie schwanken die ermittelten Energien um bis zu $\sim 10\%$ und die Fluenzen um bis zu $\sim 40\%$.

Für die Schüsse, bei denen vor dem Detektor keine Al-Folie angebracht war, zeigt sich im Spektrum eine zusätzliche Signalschulter. Es handelt sich dabei sehr wahrscheinlich um Kohlenstoff (Abb. 5.16). Eine genaue Identifikation wäre möglich, wenn im Spektrometer zusätzlich eine elektrische Ablenkung stattgefunden hätte.

Unter der Annahme von Kohlenstoff lässt sich die Energie der Ionen aus den ermittelten Spektren abschätzen: Für ein magnetisches Spektrometer bei nichtrelativistischen Geschwindigkeiten gilt

$$m \frac{v^2}{r} = Q \cdot v \cdot B \quad (5.11)$$

Für die Ablenkung y folgt in der Kleinwinkelnäherung $y \propto 1/r$

$$v = \frac{Q}{m} \cdot B \frac{1}{y} \quad (5.12)$$

Für die nichtrelativistische kinetische Energie $E = \frac{1}{2}mv^2$ gilt also bei gegebener Ablenkung y und Magnetfeld B

$$E_{\text{amu}}(y) = E_{\text{Proton}}(y) \left(\frac{Q}{m} \right)^2 \quad (5.13)$$

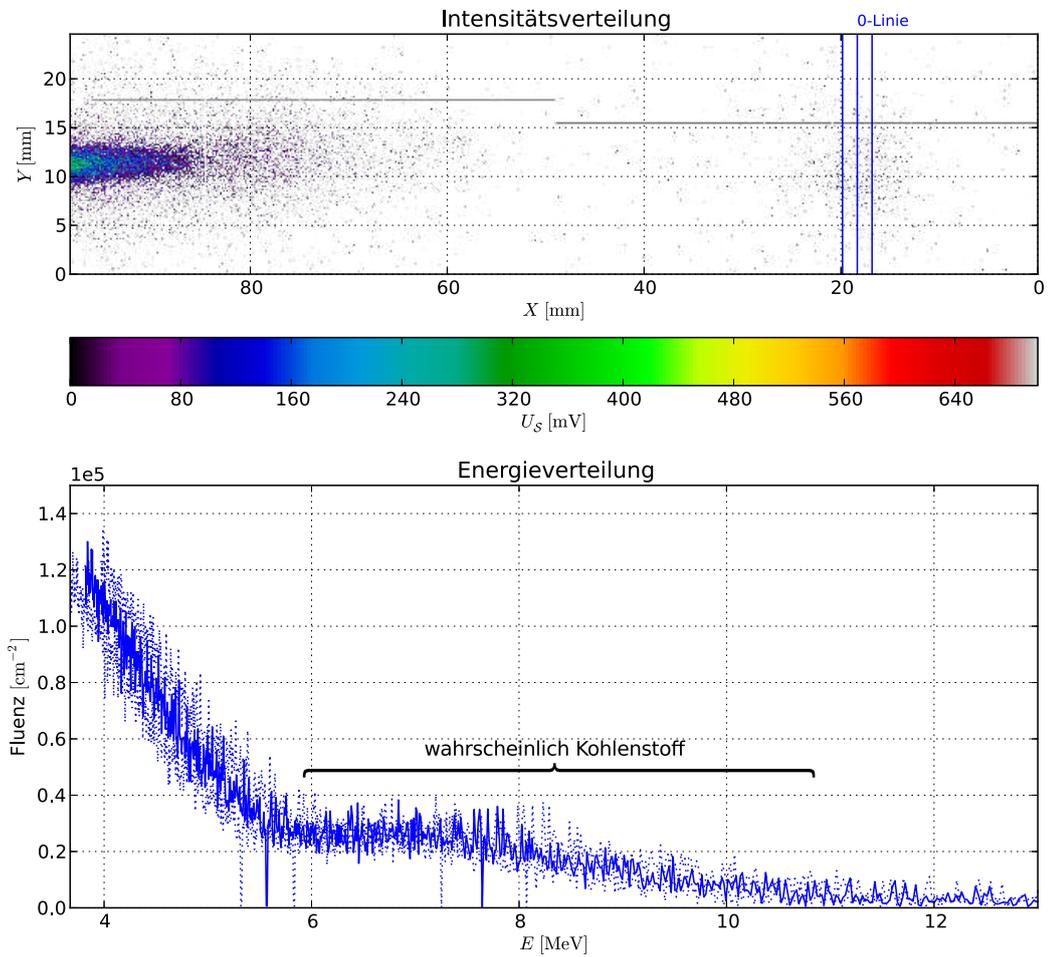


Abbildung 5.16: Schuss auf den RadEye-Detektor ohne Al-Folie, Streulicht vom Laser durch Goldfolie abgeschirmt. Der (wahrscheinliche) Kohlenstoffanteil am Signal ist deutlich erkennbar. *Die Dispersionsrelation des Spektrometers gilt für Protonen!*

Für Protonen ist $\frac{Q}{m}|_p = 1$, für $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen ist $\frac{Q}{m}|_{^{12}\text{C}^{6+}} = \frac{6}{12} = \frac{1}{2}$, damit würden Kohlenstoff-Ionen soweit abgelenkt wie Protonen der 4-fachen Energie pro Nukleon. Für die in dem Spektrum sichtbare Schulter, die sich in der Protonen-Dispersion von ~ 6 MeV bis ~ 12 MeV erstreckt, ergäbe sich für $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen ein Energiebereich von 1,5 MeV/amu bis 3 MeV/amu.

Es wurde gezeigt, dass sich das RadEye-1-System für die Online-Strahldiagnose am ATLAS-Laserbeschleuniger eignet. Die Ionenstrahlung kann in ihrer räumlichen Intensitätsverteilung und darüber über die Dispersionsrelation des verwendeten Spektroskops in ihrer Energie analysiert werden. In den Schüssen, bei denen keine Al-Folie als Filter vor dem Detektor verwendet wurde, ist ein deutlicher Kohlenstoffanteil nachweisbar. Eine Ansteuerung des RadEye-Systems mit den bislang erreichten Pulsraten ist möglich, allerdings erfordert das Tiggerverhalten des Systems weitere Entwicklungen an der Ansteuerung des RadEye-Systems. Probleme durch EMP wurden auch bei diesem Experiment nicht verzeichnet.

5.4 RPTC

Am RPTC in München wurde ein Bestrahlungsexperiment an einem RadEye-1-Detektor durchgeführt. Es sollte geklärt werden, ob sich der Detektor zum Nachweis von Protonendosen in klinischen Fraktionen von 1 – 2 Gy eignet, wie sie bei Ionenbestrahlung in medizinischen Anwendungen verwendet wird. Da sich die Energiedeposition von Ionen nach $dE/dx \propto 1/E$ verhält, wird durch Ionen höherer Energie, als den in den vorangegangenen Experimenten verwendeten, weniger Energie in der empfindlichen Schicht deponiert.

Am RPTC dient ein supraleitendes Synchrozyklotron als Strahlquelle, das einen Protonenstrahl mit einer Maximalenergie von 250 MeV erzeugen kann. Für therapeutische Anwendungen wird eine Energie im Bereich 90 – 230 MeV genutzt. Die Strahlenergie wird zusätzlich durch ein absorberbasiertes Energieselektionssystem feinjustiert. Der kollimierte Strahl (*pencil beam*) wird mittels eines Scanningsystems an der Strahlaustrittsöffnung über das zu bestrahlende Volumen gescannt, wobei ein Feld von bis zu 30×40 cm² Größe abgetastet werden kann.

5.4.1 Bestrahlungsexperiment

Ein RadEye-1-Detektor wurde in einem PMMA-Phantom unter 50 mm Materialtiefe am Bestrahlungsplatz platziert. Hierzu wurde ein Paar von PMMA-Trägerplatten speziell für die Sensoren angefertigt, mit denen diese in das Phantom in Form eines Stapels 1cm dicker PMMA-Platten eingebracht werden können. Für Kalibrationsmessungen stehen am RPTC Schlauchionisationskammern mit dazu passenden Phantomplatten zur Verfügung. Das Gesamtphantom hatte ein Volumen von (300 mm)³. Die Bestrahlung erfolgte mit 228 MeV Protonen, entsprechend einer äquivalenten Reich-

weite in Wasser von 320,46 mm. Damit wurde auf der Referenztiefe von 50 mm eine Protonenenergie von $203,68 \pm 0,84$ MeV erreicht. Im Zielfeld von 50×50 mm² wurde je Bestrahlung eine Dosis vom 0,33 Gy deponiert. Es wurde mehrmals bestrahlt und dabei mit verschiedenen Timing-Parametern die Bilder erfasst.

Bestrahlung mit integrierender Bildaufnahme: Der Sensor wurde vor der Bestrahlung manuell zurückgesetzt und nach der Bestrahlung manuell ausgelesen. Es zeigte sich, dass der Detektor über sämtliche Pixel gesättigt wurde.

Bestrahlung mit Bildaufnahme im free running-Modus Das RadEye-System wurde auf freilaufende Bildaufnahme konfiguriert. Die Bestrahlung erfolgte mit den gleichen Strahlparametern wie bei dem vorhergehenden Versuch. Es zeigte sich, dass die Intensität des Protonenstrahls den Detektor sättigte. Da die Bildaufnahme aber in kürzeren Zeitabständen erfolgte, als das Scanning des Protonenstrahls über die Fläche, konnte man die Abtastung des Zielfeldes in Echtzeit beobachten (Abb. 5.17).

Für 228 MeV Protonen ergibt sich nach TRIM-Rechnung in 50 mm Wassertiefe ein Bremsvermögen in Wasser $dE/dx|_{\text{Wasser}} \approx 0,44 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$. Damit ergibt sich für 0,33 Gy eine Fluenz von $\sim 4,6 \cdot 10^9$ cm⁻². In der Verarmungsschicht des Detektors werden dabei pro 203 MeV Proton 1,66 keV deponiert. Für 20 MeV Protonen, die ~ 10 keV im Detektor abgeben, sättigt das Signal für $0,7 \cdot 10^7$ cm⁻² Protonen. Setzt man diesen Energiedispositionsfaktor an, sollte der Detektor nach der Theorie für $\frac{10 \text{ keV}}{1,66 \text{ keV}} 0,7 \cdot 10^7$ cm⁻² $\approx 4,2 \cdot 10^7$ cm⁻², also bei nur ungefähr 1/10 der imitierten Fluenz sättigen. Das Resultat deckt sich also mit der Theorie.

Der Versuch hat gezeigt, dass mit dem RadEye-1 Sensor eine Online-Dosimetrie bei klinischen Dosen im verwendeten Energiebereich nicht möglich ist, da der Detektor schon bei kleinen klinischen Bestrahlungsdosen in die Sättigung geht. Es lassen sich begrenzt qualitative Aussagen über die grobe Strahlform und -Bewegung treffen.

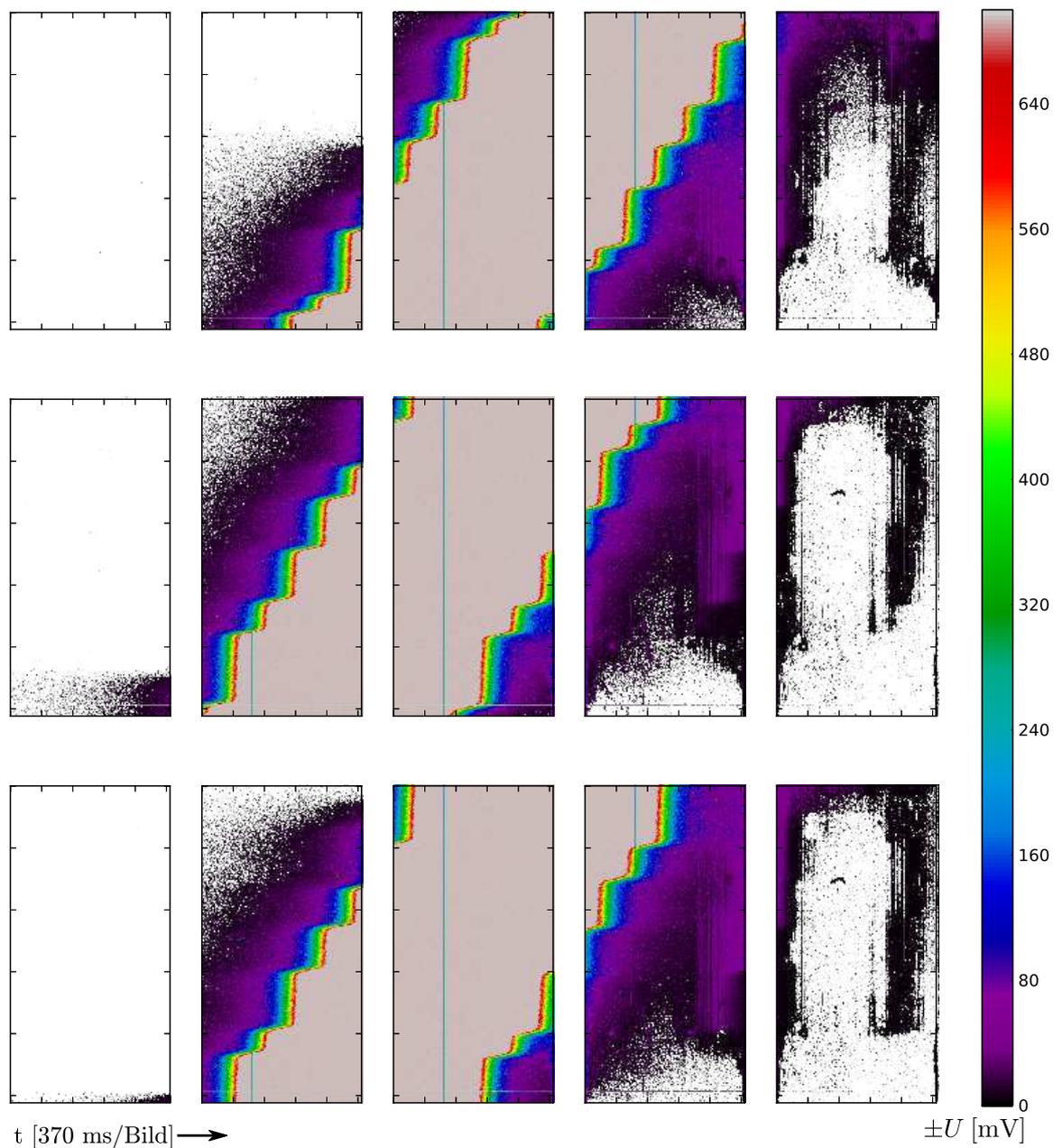


Abbildung 5.17: Bewegung des RPTC Protonenstrahls in 3 nacheinanderfolgenden Bestrahlungen, erfasst mit dem RadEye-System im *free running*-Modus. Zwischen den Bildern einer Zeile liegen jeweils 370 ms. Man kann erkennen, wie der Pencil-Beam das Feld jeweils von unten rechts nach oben links hin abtastet.

6 Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass sich der RadEye-1 Sensor als Online-Detektor für laserbeschleunigte Ionen eignet. Durch das integrative Funktionsprinzip ist es möglich auch kürzeste Ionenpulse zu erfassen. Die Grenzen des Detektors werden vor allem durch die maximal erfassbaren Fluenzen bestimmt. Im Fall von Protonen einer Energie von 20 MeV liegt die Grenze bei $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Vom Hersteller des Sensors wird die Sättigung eines Pixels für $2,8 \cdot 10^6$ Elektronen angegeben. Eine Fluenz von $0,7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ 20 MeV Protonen deponiert in der Verarmungsschicht eines Pixels des Detektors $\sim 1,6 \text{ MeV}$. Für die Erzeugung eines freien Elektrons werden demnach ca. 0,6 eV aufgebracht. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den bekannten Eigenschaften üblicher Silizium-Photodioden (siehe 2.3.2).

Eine signifikante Schädigung des Detektors tritt mit 20 MeV Protonen ab einer Fluenz von $\sim 4,4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ auf. Die Schäden nehmen dabei exponentiell mit der immitierten Fluenz zu. Bei der Bestrahlung mit C^{6+} -Ionen einer Energie von 77 MeV ergibt sich ein ähnliches Bild. Die Schädigung ist ab der Immision einer Fluenz von $\sim 6,7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ signifikant und nimmt exponentiell mit der immitierten Fluenz zu.

Für einen Vergleich der von Protonen und Kohlenstoffionen verursachten Schäden setzt man Fluenzen ins Verhältnis, die jeweils erforderlich sind, einen gewählten Schadensuntergrund im Signal zu erzeugen, z.B. die Hälfte des Dynamikumfangs. Es zeigt sich, dass dafür um $0,7 \cdot 10^2$ mehr Protonen als C^{6+} -Ionen erforderlich sind. Das Verhältnis der deponierten Energien $828 \text{ keV}/10 \text{ keV}$ entspricht mit $0,8 \cdot 10^2$ näherungsweise dem der Fluenzen. Betrachtet man die skalierenden Parameter s des Schadenmodells, entspricht deren Verhältnis mit $0,7 \cdot 10^2$ erwartungsgemäß dem Verhältnis der Fluenzen für einen bestimmten Schadensuntergrund. Daraus lässt sich schließen, dass die Schädigung des RadEye-1 Detektors alleine von der in die Verarmungsschicht eingebrachten Energie abhängt. Setzt man hierzu wieder einen exponentiellen Zusammenhang an $\mathcal{S} : E \mapsto a \exp(s \cdot E)$ ergeben sich für dieses Schadenmodell die Parameter $a \approx 45 \text{ mV}$ und $s \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ keV}^{-1}$, mit denen sich die durch Energieeintrag in den Detektor verursachten Schäden und das dadurch erzeugte Untergrundsignal abschätzen lassen.

Laserbeschleuniger erzeugen derzeit Fluenzen von $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2}$ für Protonen mit Energien von $\sim 10 \text{ MeV}$. Wird der Detektor zur Online-Diagnose an einem solchen Laserbeschleuniger verwendet, müsste er frühestens nach erst > 1000 Schüssen ausgetauscht werden. Die betrachteten Ionenenergien sind dabei der *worst case*. Für die angestrebten Protonenenergien im 100 MeV-Bereich wird nur 1/10 der Energie in der aktiven Schicht deponiert und dementsprechend weniger Schaden verursacht. Da

zudem am Detektor auftretende Schäden mit der Zeit teilweise ausheilen, erweitert dies zusätzlich den Spielraum.

Im direkten Vergleich mit den bisher verwendeten Detektortypen zeichnet sich der RadEye-1-Sensors durch sein lineares Ansprechverhalten aus und durch Sättigungslevel, die gleichauf mit dem von Image Plates liegen. Im Gegensatz zu diesen stehen die Daten praktisch sofort zur Verfügung und das Sensor-System erlaubt eine Repetitionsrate bis zu 2 Hz. In [25] wurde zudem gezeigt, dass der Detektor auch für einzelne Ionen empfindlich ist. Damit ist er Szintillator-Kameras überlegen, bei denen zwischen hoher Empfindlichkeit oder großer Maximalfluenz gewählt werden muss.

Der Ausgang des Bestrahlungsexperiments am RPTC hat gezeigt, dass der RadEye-1-Sensor mit den Fluxen klinischer Bestrahlungsdosen überfordert ist. Obwohl mit > 200 MeV bestrahlt wurde und dementsprechend weniger Energie in der aktiven Schicht deponiert wird, ging das gelieferte Signal schon bei medizinisch kleinen Bestrahlungsdosen in die Sättigung, eine Quantifizierung des Ionenstrahls zum Zweck der Online-Dosimetrie ist damit nicht möglich. In dieser Anwendung ist der RadEye-1 einfachen Ionisationskammern unterlegen. Die Aussicht der Nutzung von Laserbeschleunigern in der Strahlentherapie erfordert daher weiterhin die Entwicklung geeigneter Detektoren.

Damit ist der RadEye-1-Sensor vor allem als Online-Detektor im Bereich der Weiterentwicklung der Laserbeschleuniger interessant, in deren Umfeld in mehreren Experimenten seine Tauglichkeit hierfür demonstriert wurde: Das System toleriert die an einem Laserbeschleuniger auftretenden Störungen durch EMP, zumindest an den TW-Laserbeschleunigern, an denen getestet wurde. Für PW-Laserbeschleuniger steht dies noch nicht fest. Die erzeugten Ionen können quantifiziert werden und durch die Verwendung eines Spektrometers, das Energie und Ionenmasse ortsabhängig darstellt, in ihrer Energie- und Teilchensortenverteilung analysiert werden.

7 Ausblick

Die nun in Angriff zu nehmenden Entwicklungen dienen in erster Line dazu, den Sensor einfacher in der Handhabung zu machen. Hierzu sind sowohl die Instrumentierungs-Hardware als auch die Software weiter zu verbessern. Auf der Seite der Meßwerterfassungssoftware steht vor allem die Unterstützung für direkte spektroskopische Verarbeitung der erfassten Daten. Des weiteren werden Funktionen für die automatische Erfassung des Signaluntergrunds und dessen Statistik vor der Datenaufnahme benötigt; bislang muss dies manuell ausgeführt werden.

Auf der Hardwareseite wird es erforderlich sein, zumindest einen eigenen Logikcontroller für das Timing zu entwickeln, um auch mit Systemen arbeiten zu können, bei denen Triggersignal und Ereignis weniger als die 12,5 ms auseinanderliegen. Das RadEye-System, so wie es momentan existiert, benötigt mindestens 12,5 ms um den Sensor vor der Belichtung zu löschen. Idealerweise würde der Sensor in einer Schleife gelöscht, bis durch ein Triggersignal diese unterbrochen würde und der Sensor dadurch sofort für die Bestrahlung bereit wäre. Mit der PLC des bisher verwendeten iPort-Moduls ist dies jedoch nicht sinnvoll umsetzbar. Eine eigene Steuer- und Datenerfassungshardware könnte zudem flexibler in Bezug auf die von ihr akzeptierten Synchronisierungssignale und dadurch ausgelösten Aufnahmesequenzen gestaltet werden. So wäre es z.B. denkbar vor der Triggerung Statistik über den Untergrund zu ermitteln und automatisch mit dem durch die Triggerung aufgenommenen Signal zu verrechnen.

Ein Zwischenschritt zu einem vollständig neu entwickelten Instrumentierungssystem ist der *RadEye-PC*. Dabei handelt es sich um ein vollständig integriertes System, bestehend aus der RadEye-Ansteuerungselektronik und dem dazugehörigen Computersystem zur Datenerfassung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein derartiges System fertig gestellt, welches nun für den praktischen Einsatz bereit steht.

Der nächste Schritt könnte in der Entwicklung eines speziell auf die Anforderungen im Umfeld von Beschleunigern zugeschnittenen Instrumentierungssystems liegen. Dies würde alle Teile, die für die Ansteuerung des RadEye-Sensors erforderlich sind umfassen, also Steuersignalerzeugung, Signalerfassung und Synchronisation mit externen Signalen. Ähnlich dem vollintegrierten Konzept der neuen ERDA-Step-Steuerung und des RadEye-PCs würde dieses System so entwickelt, dass es autark operieren kann und nicht auf die Installation einer speziellen Software auf einem zusätzlichen Computer angewiesen ist. Eine entsprechend entwickelte Instrumentierung könnte zudem den Sensor schneller auslesen.

Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht ohne die tatkräftige Unterstützung von vielen Seiten möglich gewesen. Mein Dank geht an: Der Betriebsmannschaft des MLL-Beschleunigers, die diesen stets schnell und zielsicher auf unsere Wünsche einstellen, die Maschine schon über so viele Jahre in Schuß halten und ganz nebenbei auch noch Zeit und Thema für das ein oder andere interessante Gespräch, völlig abseits der Physik finden. Peter Hartung, da er meine Konstruktionsideen immer schnell und mit fachlichem Rat in konkrete Pläne umsetzte. Rolf Oehm und seiner Mannschaft in der mechanischen Werkstatt am Coloumwall 1, da sie diese Pläne in schöne, greifbare Objekte fertigten. Johann Krapfl und seinen Mitarbeitern im Elektroniklabor am Coloumwall 1, für das Aushelfen mit Bauteilen und der Fertigung diverser Adapter und Platinen. Hans Ulrich Friebel dafür, dass ich das Chemielabor am Coloumwall 1 nutzen durfte und für die gemeinsame, feucht-unfröhliche Runde (Beteiligte wissen wovon die Rede ist — drei Worte: „Wasser“, „5 l/s“ und „30 l Fassungsvermögen“). Joachim Weis, dafür, dass ich die Räumlichkeiten des Elektroniklabors am MLL-Beschleuniger so ausgiebig nutzen durfte. Fritz Haftlmeier, Georg Obermaier und Thomas Deuschle von der mechanischen Werkstatt am MLL-Beschleuniger, dafür, dass sie mir mehrmals schnell etwas gebastelt haben und das Teil dann oft länger als vorgesehen seinen Dienst tat. Prof. Dr. Ulrich Schramm und Dr. Stephan Kraft vom Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf dafür, dass wir den DRACO nutzen durften. Martin Hillbrand vom RPTC in München für die dortige Strahlzeit. Prof. Dr. Jörg Schreiber und Jianhui Bin für ihren Einsatz am ATLAS-Laserbeschleuniger. Peter Hilz für die DLC-Targets für den ATLAS-Laserbeschleuniger. Und schließlich Dr. Walter Assmann und Sabine Reinhardt, die diese Arbeit überhaupt erst ins Leben riefen.

Literaturverzeichnis

- [1] H.-K. Nienhuys, “Laser pulse stretcher and compressor.”
- [2] A. Henig, S. Steinke, M. Schnürer, T. Sokollik, R. Hörlein, D. Kiefer, D. Jung, J. Schreiber, B. M. Hegelich, X. Q. Yan, J. M. ter Vehn, T. Tajima, P. V. Nickles, W. Sandner, and D. Habs, “Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses,” *Physical Review Letters*, vol. 103, p. 245003, 2009.
- [3] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffet, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze, and J. C. Fernández, “Laser acceleration of quasi-monoenergetic mev ion beams,” *Nature*, vol. 439, pp. 441–444, 2006.
- [4] U. Linz and J. Alonso, “What will it take for laser driven proton accelerators to be applied to tumor therapy?,” *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, vol. 10, p. 094801, 2007.
- [5] S. D. Kraft, C. Richter, K. Zeil, M. Baumann, E. Beyreuther, S. Bock, M. Bussmann, T. E. Cowan, Y. Dammene, W. Enghardt, U. Helbig, L. Karsch, T. Kluge, L. Laschinsky, E. Lessmann, J. Metzkes, D. Naumburger, R. Sauerbrey, M. Schürer, M. Sobiella, J. Woithe, U. Schramm, and J. Pawelke, “Dose-dependent biological damage of tumour cells by laser-accelerated proton beams,” *New Journal of Physics*, vol. 12, 2010.
- [6] W. Trakowski, B. Schöfer, J. Dreute, S. Sonntag, C. Brechtmann, J. Beer, H. Drechsel, and W. Heinrich, “An automatic measuring system for particle tracks in plastic detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 225, pp. 92–100, 1984.
- [7] G. Rusch, E. Winkel, A. Noll, and W. Heinrich, “The siegen automatic measuring system for track detectors: New developments,” *Nuclear Tracks Radiation Measurements*, vol. 19, no. 1-4, pp. 261–266, 1991.
- [8] K. Takahashi, K. Kohda, and J. Miyahara, “Mechanism of photostimulable luminescence in $\text{BaF}\mathcal{A} : \text{Eu}^{2+}$ $\mathcal{A} = (\text{Cl}, \text{Br})$ phosphors,” *Journal of Luminescence*, 1984.
- [9] Fujifilm, “Funktionsweise eines Image Plate Scanners.”

- [10] International Speciality Products, *Gafchromic[®] EBT2 Self-developing film for radiotherapy dosimetry*, 2009.
- [11] P. David F. Lewis, “Radiochromic film,” Oktober 2010.
- [12] L. Menegotti, A. Delana, and A. Martignano, “Radiochromic film dosimetry with flatbed scanners: A fast and accurate method for dose calibration and uniformity correction with single film exposure,” *Medical Physics*, vol. 35, no. 7, pp. 3078–3085, 2008.
- [13] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1989.
- [14] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, second ed., 1981.
- [15] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, 1999.
- [16] M. A. Hennig, “Dotierung von Silizium.”
- [17] P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, 1989.
- [18] P. D. H. Föll, “Übersicht über die Struktur von Kristallgitterdefekten.”
- [19] Rad-Icon Imaging Corp., Santa Clara, California, *RadEye 1 – Large Area Image Sensor*, 2008.
- [20] Pleora Technologies Inc., Kanata, Ontario, Canada, *iPortTM, PT1000-LV Hardware Guide, Rev 061106*, 2006.
- [21] Texas Instruments, Dallas, Texas, *SN54221, SN54LS221, SN74221, SN74LS221, Dual monostable multivibrators with Schmitt-Trigger inputs SDLS213B*, November 2004.
- [22] L. Rohrer, H. Jakob, K. Rudolph, and S. Skroka, “The four gap double drift buncher at Munich,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 220, pp. 161 – 164, 1984.
- [23] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, vol. 1. Pergamon, New York, 1985.
- [24] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, “Srim-2008 software,” 2008.
- [25] S. Reinhardt, C. Granja, F. Krejcib, and W. Assmanna, “Test of pixel detectors for laser-driven accelerated particle beams,” *Journal of Instrumentation*, December 2011.

- [26] G. Lindström, “Radiation damage in silicon detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 512, pp. 30–43, 2003.
- [27] R. Turchetta, “Cmos monolithic active pixel sensors (maps) for scientific applications: Some notes about radiation hardness,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 583, pp. 131–133, 2007.
- [28] Rad-ikon Imaging Corp., Santa Clara, California, *AN06: Detector Lifetime and Radiation Damage*, 2002.

Erklärung

Ich erkläre, dass ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe angefertigt und nur die im Literaturverzeichnis angeführten Quellen und Hilfsmittel benützt habe.

München, den 28. März 2012

(Wolfgang Draxinger)