

---

METHODEN ZUR UNTERSUCHUNG DES  
CHANNELINGEFFEKTS AN  
LITHIUMNIOBATKRISTALLEN

---

von

Johannes Goetze

Bachelorarbeit in Physik

angefertigt am

Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juli 2010



1. Gutachter: Dr. Konrad Peithmann
2. Gutachter: Prof. Dr. Karl Maier



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Lithiumniobat . . . . .	2
2.2	Rutherfordstreuung . . . . .	3
2.3	Channelingeffekt . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>5</b>
3.1	Zyklotron . . . . .	5
3.2	Proben . . . . .	6
3.3	Aufbau Strahlplatz . . . . .	6
3.4	Elektronik/Signalverarbeitung . . . . .	7
3.5	Justage . . . . .	8
3.6	Messvorgehen . . . . .	9
3.7	Messgenauigkeit . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>11</b>
4.1	Funktionalität des Aufbaus . . . . .	11
4.2	Detektorsignale . . . . .	11
4.3	Winkelabhängige Messungen . . . . .	13
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>15</b>
5.1	Lasergestützte Justage . . . . .	15
5.2	Rutherfordstreuung . . . . .	15
5.3	Signalformen . . . . .	15
5.4	Winkelabhängige Messungen . . . . .	16
5.5	Verbesserungen . . . . .	18
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>19</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>20</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>22</b>



# 1 Einleitung

„*Citius, altius, fortius*“ oder zu deutsch „*schneller, höher, stärker*“ lautet das Motto der Olympischen Spiele. Wie im Sport immer bessere Leistungen der Sportler gefordert und gefördert werden, so steigen in unserer globalisierten und digitalisierten Welt die Anforderungen an die Technik. Die Kommunikation soll immer schneller ablaufen, immer größere Datenmengen gespeichert und transportiert werden, immer kompakter das Speichermedium sein. Durch den Einsatz von Glasfaserkabeln konnte die Kapazität und Geschwindigkeit der Datenübertragung durch die Optik bereits deutlich verbessert werden, während bei der Datenverarbeitung bisher der Einsatz von elektrischen Bauteilen dort ein Limit setzt. Deshalb ist man bestrebt auch im Bereich der Erzeugung, Steuerung, Schaltung und Umwandlung von Licht rein optische Bauteile (z. B. Speicher, Schalter, Transistoren und Modulatoren) zu verwenden.

Zur Herstellung einiger solcher optischer Komponenten hat sich aufgrund seiner nichtlinearen optischen Eigenschaften das künstliche Material Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ) als geeignet erwiesen. Bisher konnten durch Modifizierung der Materialeigenschaften, wie beispielsweise dem Brechungsindex, unter anderem holographische Speicher [Mok93, Che68], Wellenlängenfilter [Bre99], optische Wellenleiter und Modulatoren [Ram78] hergestellt werden.

Des Weiteren ist die effektive Frequenzverdopplung [Arm62] durch Quasiphasenanpassung [Fej92] von Interesse. Es ist dafür notwendig die Spontanpolarisierung des Kristalls mit wenigen Mikrometern Periodenlänge alternierend umzukehren („periodically poled lithium niobate“, PPLN) [Bat99]. Durch die Bestrahlung mit 40 MeV  $^3\text{He}$  wird das für diese Umpolung notwendige elektrische Feld um etwa 10 % verringert, was die Strukturierung erleichtert [Jen08b, Jen08a].

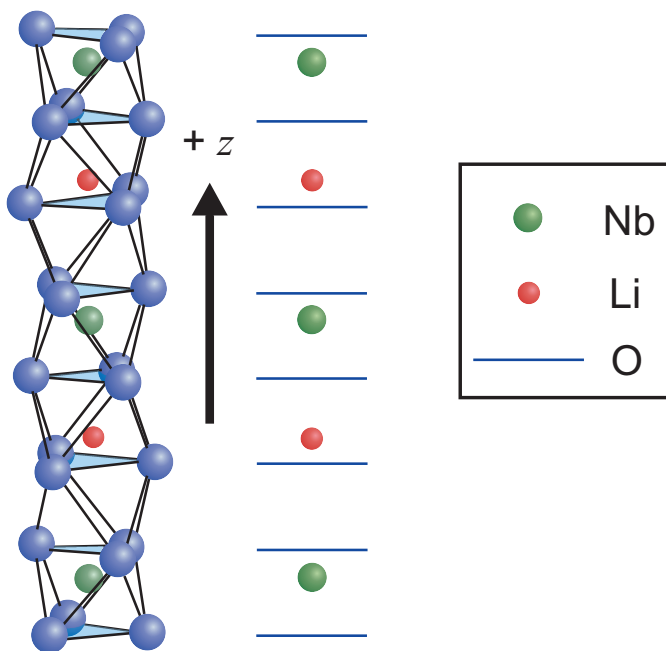
Dass die Kristallorientierung bezüglich der einfallenden Ionen bei der Bestrahlung eine Rolle spielt, wurde bereits mit Si-Ionen bei Energien von 550 und 750 keV gezeigt [Sch08]. Geschieht die Bestrahlung genau entlang einer kristallographischen Achse, verursacht Ionenchanneling eine höhere Eindringtiefe der Ionen in den Kristall und eine geringere Bildung von Fehlstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird am Bonner Isochron-Zyklotron bei der Bestrahlung eines Lithiumniobatkristalls mit  $^3\text{He}$  mit einer Energie von 40 MeV untersucht, ob mit einem Einfluss des Channelings zu rechnen ist. Dazu wird ein bereits vorhandener Messaufbau verbessert und fertiggestellt, der es ermöglicht, den Kristall in kleinen Winkelschritten zur Strahlorientierung zu verkippen. Mit Hilfe der Rutherford-Rückstreu-Spektrometrie wird dann die kippwinkelabhängige Zählrate rückgestreuter Ionen bestimmt.

# 2 Theoretische Grundlagen

## 2.1 Lithiumniobat

In diesem Experiment wird der künstlich hergestellte Kristall Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ) untersucht. Zu seinen physikalischen Eigenschaften gehören unter anderem die Pyroelektrizität, Photorefraktivität und Piezoelektrizität, das heißt je nach Temperatur, Licht einstrahlung und Verformung des Kristalls ändert sich dessen inneres elektrisches Feld. Durch ein äußeres elektrisches Feld, das größer als die sogenannte Koerzitivfeldstärke ist, kann dieses auch invertiert werden - das bezeichnet man als den ferroelektrischen Effekt [Wei85].



**Abbildung 2.1:** Kristallstruktur von Lithiumniobat in der ferroelektrischen Phase. Zu erkennen sind die Sauerstoffebenen deren Zwischenräume abwechselnd mit Niob, Lithium und Fehlstellen besetzt sind. Entlang dieser Zwischengitterplätze verläuft die  $z$ -Achse (nach [Wei85]).

Für das Experiment ist vor allem die Kristallstruktur von Interesse. Unterhalb der Curietemperatur von ca.  $1210^\circ\text{C}$  befindet sich Lithiumniobat in der ferroelektrischen Phase [Wei85]. Es handelt sich dabei um eine verzerrte hcp-Anordnung, bei der sich, wie in Abb. 2.1 dargestellt, Ebenen aus Sauerstoffionen bilden, deren Zwischengitterplätze abwechselnd von Lithium, Niob und Fehlstellen besetzt sind. Durch elastische Kräfte werden die Anionen von ihren symmetrischen Positionen verschoben. Senkrecht zu diesen Ebenen wird die  $z$ -Achse identifiziert, um die herum  $\text{LiNbO}_3$  eine dreizählige Rotationssymmetrie besitzt und somit der Punktgruppe  $3m$  angehört [Wei85].



Bei Durchstrahlung des Kristalls mit schnellen, leichten Ionen verändert sich sowohl der ordentliche als auch der außerordentliche Brechungsindex [Rae10], die Koerzitivfeldstärke und es kommt zu einer Deformation an der bestrahlten Stelle [Jen08b].

## 2.2 Rutherfordstreuung

Rutherfordstreuung ist die Streuung geladener Partikel an einem kompakten geladenen Streuzentrum. Im Gegensatz zu früheren Annahmen, wie dem Thomsonschen Atommodell, wird davon ausgegangen, dass die Masse eines Atoms in einem kleinen Kern konzentriert ist. Dadurch ist auch Rückwärtsstreuung mit einem Streuwinkel  $\vartheta > 90^\circ$  möglich. Die Teilchenbahnen beschreiben eine Hyperbelkurve. Die Wahrscheinlichkeit unter einem bestimmten Raumwinkel  $d\Omega = 2\pi\vartheta d\vartheta$  gestreute Partikel zu detektieren wird durch den Rutherford-Streuquerschnitt angegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}$$

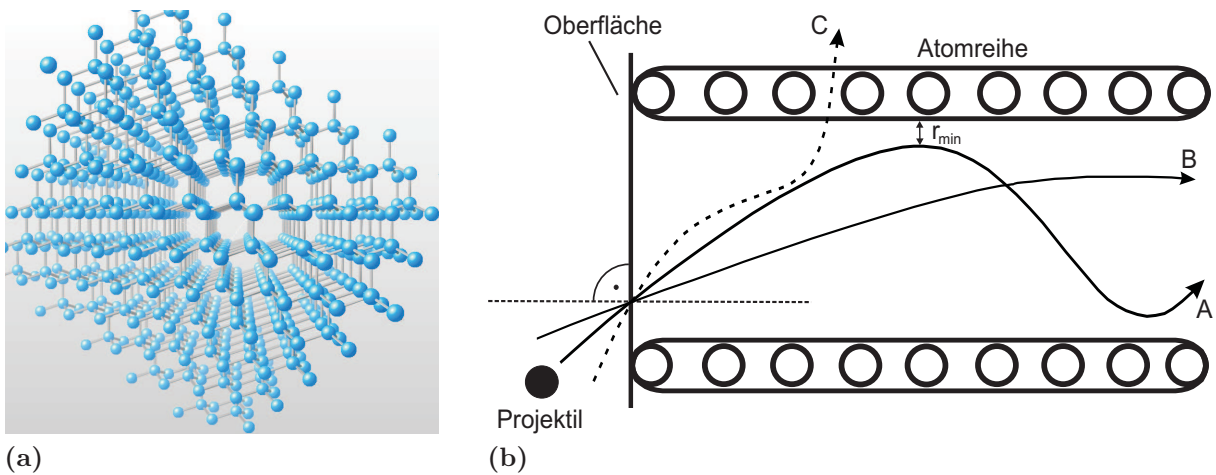
Die Wahrscheinlichkeit ist umso kleiner, je kleiner die Ionenladungen  $Z_{1,2}$  von Projektil und Target, je größer die kinetische Energie  $E_0$  des Projektils und je größer der Streuwinkel  $\vartheta$  ist. Dabei ist  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $e$  die elektrische Elementarladung.

## 2.3 Channelingeffekt

Je nach Orientierung eines Einkristalls ist durch die regelmäßige Anordnung der Atome eine Ausbildung von „Kanälen“ zu sehen (s. Abb. 2.2a), die entweder durch Atomreihen oder auch durch Atomebenen beschränkt werden. Treffen nun Ionen genau entlang solch einer kristallographischen Achse auf den Kristall, dringen sie entlang dieser Kanäle ein und werden aufgrund der abstoßenden Coulombwechselwirkung der Gitteratome im Kanal gehalten (da beide positiv geladen sind). Daher wird dieser Effekt *Channelingeffekt* oder auch *Gitterführungseffekt* genannt.

Innerhalb der Kanäle ist die Elektronendichte sehr gering, weshalb dort aufgrund der wenigen und energiearmen Kollisionen der spezifische Energieverlust pro Strecke geringer ist und somit zum einen eine höhere Eindringtiefe erreicht wird und zum anderen die Aktivierung des Materials vermindert wird. Durch die Coulombabstoßung unterschreiten die gechannelten Ionen nie einen Mindestabstand  $r_{\min}$  zu den Gitteratomen, weshalb die Streuwahrscheinlichkeit für große Winkel stark vermindert ist.

Der Winkelbereich in dem Ionen gechannelt werden ist jedoch beschränkt. Wird beim Eintritt in den Kristall ein Grenzwinkel überschritten, so ist die Coulombwechselwirkung nicht groß genug die Ionen innerhalb des Kanales zu halten. Der Grenzwinkel ist



**Abbildung 2.2:** Abbildungen zur Darstellung des Channelingeffekts. (a) zeigt exemplarisch die Bildung von „Kanälen“ aufgrund der regelmäßigen Anordnung der Atome in einem simulierten Einkristallgitter mit Diamantstruktur [Gon09]. (b) verdeutlicht die Grenzwinkelbedingung unter der Ionen beim Eintritt in den Kristall in solch einem Kanal gehalten werden (A,B). Beim Channeling wird ein Minimalabstand  $r_{\min}$  zwischen dem Ionenprojektil und der Atomreihe nie unterschritten. Bei zu großem Eintrittswinkel (oder auch Streuung an Gitterdefekten) verlassen im Gegensatz dazu Ionen den Kanal (C). Der Grenzwinkel ist unter anderem abhängig von der kinetischen Energie, Masse und Kernladungszahl der Ionen (nach [Err95]).

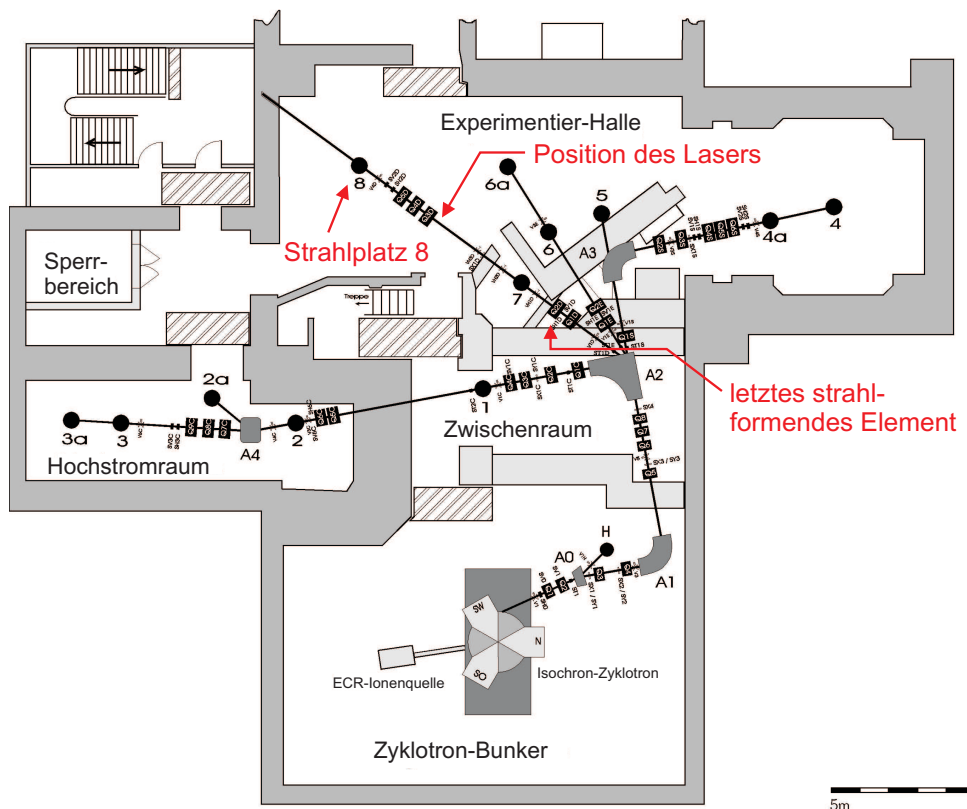
je nach Kristall abhängig von der kinetischen Energie, Masse und Kernladungszahl der einfallenden Ionen (s. Abb. 2.2b). Mit zunehmender Eindringtiefe kommt es aufgrund von thermischen Vibrationen der Gitteratome und Vielfachstreuung an Gitterdefekten dazu, dass auch immer mehr gechannelte Ionen den Kanal verlassen - man spricht dann von Dechanneling.

# 3 Experimentelle Methoden

Die zur experimentellen Untersuchung des Channelings in LiNbO<sub>3</sub>-Kristallen notwendigen Aufbauten und Bedingungen werden im Folgenden erläutert.

## 3.1 Zyklotron

Das Experiment wird am Bonner Isochron-Zyklotron des Helmholtz-Instituts für Strahlen- und Kernphysik durchgeführt.



**Abbildung 3.1:** Strahlführung des Bonner Isochron-Zyklotrons (nach [Zyk06]). Bei Strahlplatz 8 steht der Versuchsaufbau. Durch den großen Abstand von etwa 7 m zwischen Strahlplatz und letztem strahlformendem Element ist ein nahezu paralleler Strahlengang zu erwarten. Bestrahlt wird mit auf 40 MeV beschleunigten  ${}^3\text{He}^{2+}$ -Ionen, wobei der Ionenstrom auf dem Kristall ungefähr 1 nA beträgt.

Für die Bestrahlung werden  ${}^3\text{He}^{2+}$ -Ionen mit einer Energie von  $E_{\text{kin}} = 40 \text{ MeV}$  verwendet, da diese eine vergleichsweise geringe Aktivierung des Materials durch langlebige Isotope zur Folge haben. Um einen nahezu parallelen Strahl erzeugen zu können, wird der Strahlplatz 8 benutzt, da dieser mit einem Abstand von 7 m vom letzten strahlformenden Element, einer Quadrupolanordnung, sehr weit entfernt steht (s. Abb. 3.1).

Der Ionenstrahl wird so eingestellt, dass der Kristall mit einem möglichst konstanten Ionenstrom von 1 nA bestrahlt wird.

## 3.2 Proben

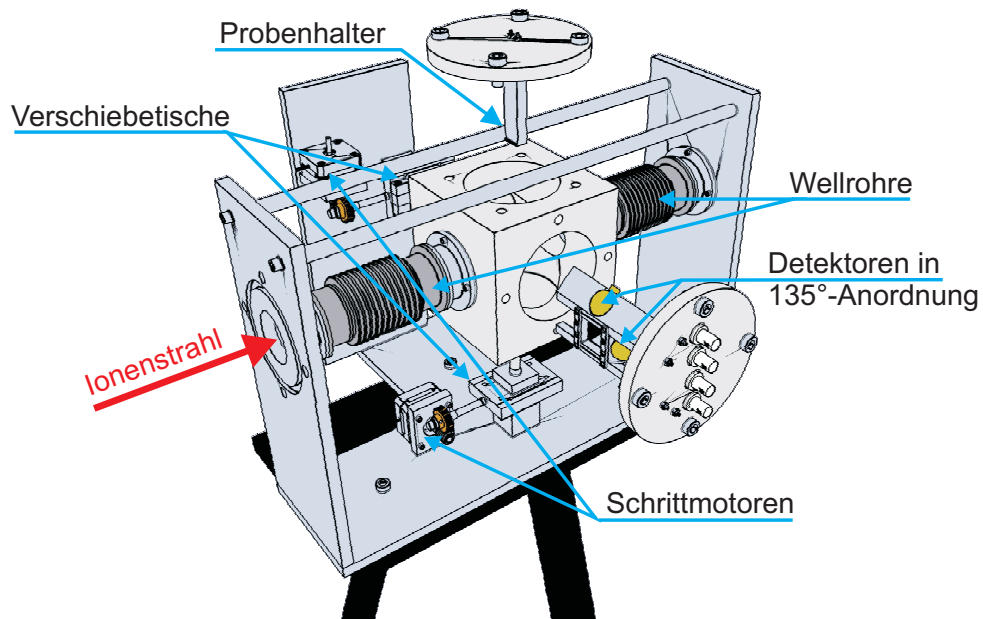
Die aus Lithiumniobat-Wafern gesägten, beim Experiment verwendeten  $z$ -cut-Kristallproben (Schnittfläche senkrecht zur  $z$ -Achse) haben eine Dicke von  $d = 500 \mu\text{m}$ . Die  $xy$ -Fläche beträgt  $16 \times 15 \text{ mm}^2$  und ist mit optischer Qualität poliert. Die Wafer werden von Yamaju Ceramics Co. Ltd. (Japan) bezogen, sind kongruent schmelzend und mit 5 mol% Magnesium dotiert. Die Probendicke ist so gewählt, dass bei der verwendeten Energie nahezu alle Ionen den Kristall durchdringen. Eine Simulation kann dazu mit dem Programm SRIM [Zie08] durchgeführt werden.

## 3.3 Aufbau Strahlplatz

Ein bestehender Aufbau wird verbessert und fertig gestellt. Grundsätzlich handelt es sich bei dem Aufbau um eine evakuierte Strahlkammer in Form eines Würfels, die mit Schrittmotoren in zwei Dimensionen zur Strahlachse verkippt werden kann. Der auf einem Dreifuß befestigte Aufbau (gezeigt in Abb. 3.2) besteht aus einem Hohlwürfel, der zur Reduzierung von Reibungskräften links und rechts jeweils an einem Edelstahlwellrohr aufgehängt ist und vakuumdicht ( $\approx 10^{-5} \text{ mbar}$ ) an das bestehende Strahlrohr des Zyklotrons angefügt wird. Der Ionenstrahl tritt durch das linke Wellrohr ein und trifft auf die Kristallprobe, die mit Wärmeleitpaste an einem herausnehmbaren, vom Würfel elektrisch isolierten, Probenhalter befestigt ist.

Durch die Transversalbewegung zweier Mikrometerverschiebetische kann der Würfel in zwei Dimensionen verkippt werden, wodurch sich der Auftreffwinkel des Ionenstrahls bezüglich der Kristalloberfläche variieren lässt. Die Verschiebetische können über Schrittmotoren sehr fein in einem Bereich von 0 - 25 mm mit einem LabVIEW-Programm per Computer verstellt werden. Da die Positionsveränderung der Verschiebetische anfangs nicht nur zu einer Verkipfung, sondern auch zu einer transversalen Verschiebung des Würfels führte, ist zur Behebung dieses Problems der Würfel in der rechten oberen Ecke in Bezug zum Standfuß mit einem Anschlag fixiert.

Der Kristall ist so angebracht, dass er bei ungefährender Mittelstellung der Verschiebetische senkrecht zur Strahlrichtung steht, wodurch sich jeweils eine horizontale und vertikale Verkipfung von  $\pm 3^\circ$  erreichen lässt. Innerhalb des Hohlwürfels sind in einem Winkel von



**Abbildung 3.2:** Schematische Skizze des Strahlplatzes. Mit zwei Schrittmotoren werden Verschiebetische bewegt, was zu einer Verkippung der eigentlichen Strahlkammer, die an zwei Wellrohren aufgehängt ist, führt. Auf dem herausnehmbaren, elektrisch isolierten Probenhalter wird die Kristallprobe angebracht. Der von links einfallende Ionenstrahl trifft auf die Probe und die rückgestreuten Ionen können in einem Winkel von  $\vartheta = 135^\circ$  von den herausnehmbaren Halbleiterdetektoren detektiert werden.

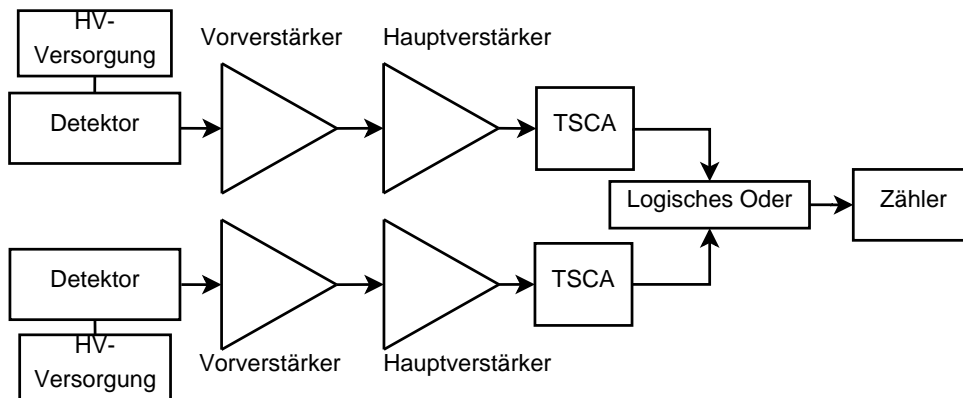
$135^\circ$  zur Strahlrichtung bis zu vier Halbleiterdetektoren an einem seitlich herausnehmbaren Flanschdeckel angebracht (bei den späteren Messungen werden jedoch nur zwei Detektoren verwendet), mit denen rückgestreute Teilchen detektiert werden können. Die Detektoren sind von der Firma EG&C Ortec hergestellt und haben durch eine angelegte Hochspannung von  $U_{HV} = 700 \text{ V}$  eine Verarmungszone von bis zu  $2000 \mu\text{m}$  Dicke, sodass die Ionenenergie vollständig absorbiert und damit detektiert wird. Mit BNC-Anschlüssen im Flanschdeckel können die Detektorsignale getrennt voneinander abgegriffen werden. Zur Normierung der Ereignisse an den Detektoren wird parallel auf dem Probenhalter der den Kristall durchdringende Ionenstrom gemessen, welcher ebenso an einem BNC-Anschluss abgegriffen werden kann.

### 3.4 Elektronik/Signalverarbeitung

Die Stromsignale der Detektoren werden nun jeweils in einem ladungsempfindlichen *Vorverstärker* verstärkt, bevor sie, als Spannungssignal umgewandelt, in einem impulsformenden *Hauptverstärker* geformt und weiter angehoben werden. Die Shaping-Time des Hauptverstärkers ist dabei auf den Vorverstärker abgestimmt, sodass eine optimale Rauschunterdrückung gewährleistet ist. Die Signalamplitude ist proportional zur Energie des detektierten Teilchens. Für die weitere Datenauswertung ist es das Ziel die Zählrate der Detektoren

für Teilchen hoher Energie zu bestimmen. Mittels eines *Timing Single Channel Analyzer* (TSCA) kann dafür eine zur Energie proportionale Schwelle festgelegt werden, bei deren Überschreitung ein Logikpuls ausgesendet wird. Um die Summe der Logikpulse der einzelnen TSCA mit nur einem *Zähler* bestimmen zu können, werden die TSCA-Ausgänge an eine, in ein *Logisches Oder* umfunktionierte, Koinzidenzeinheit angeschlossen, die bei jedem ankommenden Logikpuls ebenso einen Logikpuls ausgibt. Um zu überprüfen, ob tatsächliche Koinzidenzen das Zählergebnis verfälschen, wird zu Beginn die Zählrate der einzelnen TSCA-Ausgänge summiert und mit der Zählrate hinter dem Logischen Oder verglichen. Das Ergebnis stimmt gut überein, sodass Koinzidenzeffekte vernachlässigt werden können.

Die Zählrate wird bei den Messungen entweder „von Hand“ abgelesen, oder direkt vom Computer mittels einer Messkarte mit Hardwarezähler ausgelesen. Die Gesamtschaltung ist in Abb. 3.3 dargestellt.



**Abbildung 3.3:** Elektronische Schaltung zur Detektierung zurückgestreuter Teilchen. Die Stromsignale der Detektoren werden im ladungsempfindlichen, mit Hochspannung versorgten, Vorverstärker verstärkt und als Spannungssignal an den impulsformenden Hauptverstärker weitergeleitet, wo sie geformt und erneut verstärkt werden. Im Timing Single Channel Analyzer (TSCA) findet eine Energieselektion statt. Beim Überschreiten einer eingestellten, zur Energie proportionalen, Schwelle wird immer ein Logikpuls ausgegeben, wobei die Anzahl der Logikpulse der einzelnen TSCA in einem Logischen Oder aufsummiert und mit einem Zähler bestimmt wird.

Der den Kristall durchdringende sogenannte Cupstrom wird mit einem empfindlichen Strommessgerät (Keithley 6485) gemessen und jeweils 700 ms lang integriert; in weiteren 300 ms wird der auf 1,0 s hochgerechnete Wert an den Computer übermittelt, sodass man pro Sekunde einen Messwert erhält.

### 3.5 Justage

Bevor der Aufbau am Boden befestigt wird, wird das schon vorhandene Strahlrohr so ausgerichtet, dass Strahlführung und Aufbau in einer Linie stehen. Nun wird der neue

Versuchsaufbau so in der Höhe und Orientierung eingestellt, dass zum einen eine problemlose Ankopplung an den bisherigen Aufbau gegeben ist und zum anderen bei optimaler Strahlführung ein paralleler Strahl zentral auf die Kristallprobe trifft.

Danach wird der Kristall genau so ausgerichtet, dass dessen Oberfläche ( $xy$ -Fläche) senkrecht zur Strahlrichtung steht. Dazu wird vor dem Quadrupolmagneten Q3D in die Strahlführung ein Helium-Neon-Laser positioniert (s. Abb. 3.1). Der Kristall wird im Rahmen der Genauigkeit so eingestellt, dass das Laserlicht exakt antiparallel in sich selbst reflektiert wird.

Bei dieser Stellung des Kristalls wird der Nullpunkt der Koordinaten der Verschiebetische definiert, welcher aufgrund der Divergenz des Laserstrahls einen kleinen Fehler besitzt (vergleiche Abschnitt 3.7).

Um die Koordinaten der Verschiebetische in eine Verkippung des Aufbaus umrechnen zu können, wird mit den Verschiebetischen ein Koordinatenraster abgefahren - an jedem Rasterpunkt wird die Verschiebung des reflektierten Laserlichtes auf Milimeterpapier gemessen. Da der Abstand zwischen Kristall und Milimeterpapier mit ungefähr  $d = 4,0 \pm 0,1$  m bekannt ist, kann eine Umrechnung in den Kippwinkel erfolgen. Dabei zeigt sich, dass die Verstellung der Winkel nicht völlig unabhängig voneinander ist, sondern die Transversalbewegung in einer Dimension eine leichte zweidimensionale Verkippung zur Folge hat.

## 3.6 Messvorgehen

Es werden drei Strahlzeiten durchgeführt.

In der **ersten Strahlzeit** wird die Funktionalität des Messaufbaus überprüft, eine Abschätzung der Zählrate durchgeführt und danach die Aktivierung des Aufbaus gemessen. Der Ionencupstrom wird anfangs auf 100 nA eingestellt, dann aber - wie auch in den folgenden Messungen - auf 1 nA gesenkt, da bei zu hohem Cupstrom unerwünschte Effekte auftreten (siehe auch Abschnitt 4.2). Ebenso werden zur Untersuchung der Signalverarbeitung, die Signale am Ausgang des Vor-, Hauptverstärkers und TSCAs mit dem Oszilloskop betrachtet.

Bei der **zweiten Strahlzeit** werden winkelabhängige Messungen durchgeführt. Mittels des TSCA wird die Energieschwelle so eingestellt, dass nur die hochenergetischen Teilchen (ab ca. 90% der Maximalenergie) gezählt werden, und eine Zählrate von der Größenordnung  $150 \text{ Ereignisse/s}$  erreicht wird. Neben der Zählrate wird, um diese zu normieren, der Cupstrom gemessen. Mit dem seitlichen und unteren Verschiebetisch wird nun ein Koordinatenraster im Bereich von jeweils  $n_{1,2} = [-30.000 : 30.000]$  Motorschritten (entspricht einer Verkippung von ca.  $\pm 0,5^\circ$ ) mit einer Schrittweite von  $\Delta n = 3.000$  abgefahren. Während  $n_2$  von  $-30.000$  bis  $30.000$  variiert wird, bleibt jeweils  $n_1$  konstant und wird erst nach Durchlaufen dieser Messreihe verändert. Somit kann winkelabhängig von der Strahlorientierung zum Kristall bei jedem der  $N = 441$  Messpunkte die Zählrate und der Cupstrom über eine Messdauer von  $t_{\text{Mess}} = 20$  s lang gemessen werden. Die

Messung geschieht dabei halbmanuell, da die Zählrate manuell abgelesen und die Positionsveränderungen der Verschiebetische manuell ausgelöst werden müssen.

In der **dritten Strahlzeit** wird der Messvorgang der zweiten Strahlzeit komplett automatisiert, d.h. Zählrate und Cupstrom werden vom Computer automatisch ausgelesen und die anschließende Positionsveränderung der Verschiebetische automatisch vorgenommen. An dem mechanischen Aufbau an sich wird zwischen den beiden Strahlzeiten keine Änderung vorgenommen. Im Gegensatz zur zweiten Strahlzeit wird die Schwelle des TSCA weiter angehoben, um noch stärker die hochenergetischen Ereignisse zu selektieren - die Zählrate hat eine Größenordnung von  $90 \text{ Ereignisse/s}$ . Aufgrund der Zeitersparnis durch die Automatisierung wird die Anzahl der Messpunkte auf  $N = 961$  erhöht und die Messdauer auf  $t_{\text{Mess}} = 30 \text{ s}$  verlängert. Ebenso wird der Positionsbereich der Verschiebetische auf jeweils  $n_{1,2} = [-9.000 : 9.000]$  eingeschränkt (entspricht einer Verkippung von ca.  $\pm 0,15^\circ$ ), sodass die Schrittweite der Motoren  $\Delta n = 600$  beträgt. Während  $n_2$  von  $-9.000$  bis  $9.000$  variiert wird, bleibt jeweils  $n_1$  konstant und wird erst nach Durchlaufen dieser Messreihe verändert.

## 3.7 Messgenauigkeit

Die Genauigkeit der Messung wird durch folgende Eigenschaften beschränkt:

- der Kristall hat laut Hersteller eine Abweichung von maximal einer Bogenminute bei der Schnittfläche bezüglich der  $z$ -Achse; dieser Fehler fällt somit kaum ins Gewicht
- der Ionenstrahl kann bis zu einem Winkel von etwa  $0,12^\circ$  von der Richtung des Laserstrahls bei der Justage abweichen
- schnelle, plötzliche Schwankungen des Cupstroms werden aufgrund der Hochrechnung des integrierenden Strommessgerätes teilweise nicht berücksichtigt; für die normierte Zählrate ergeben sich so Abweichungen von bis zu 5%
- die Zählrate  $N$  hat einen statistischen Fehler von  $\sqrt{N}$
- da nur zwei Detektoren verwendet werden, verändert sich je nach Orientierung des Kristalls zum Ionenstrahl auch der Streuwinkel, unter dem die rückgestreuten Teilchen detektiert werden; bei großen Streuwinkeln verändert sich der Streuquerschnitt bei einer Winkeländerung von  $\Delta\vartheta = 0,5^\circ$  jedoch mit 5‰ nur unwesentlich
- die Korrelation zwischen der Position der Verschiebetische und Winkelverstellung des Würfels ist nicht linear (s. Abschnitt 3.5)
- die Nullposition ist aufgrund der Laserstrahldivergenz nicht exakt zu bestimmen; die Abweichung der Laserreflexion kann nur auf  $\pm 1 \text{ mm}$  genau auf dem  $4 \text{ m}$  entfernten Schirm bestimmt werden, was einem Winkel von  $\pm 0,015^\circ$  entspricht



## 4 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Versuchs- und Messergebnisse dargestellt.

### 4.1 Funktionalität des Aufbaus

Die Funktionstüchtigkeit des Aufbaus ist erfolgreich bestätigt worden. So ist mit einem Lecktest der Aufbau vor der ersten Strahlzeit auf ausreichende Vakuumdichtheit überprüft worden. Zudem lassen sich die Schrittmotoren mit dem LabVIEW-Programm ansteuern, sodass über die computergesteuerte Transversalbewegung der Verschiebetische eine kleinwinklige Verkipfung des Würfels vollführt werden kann. Bei der lasergestützten Justage zeigt sich auch, dass die Reflektion des Laserlichts vor und nach dem Durchfahren des Positionsrasters im Rahmen des Messfehlers an derselben Stelle ist und somit Hystereseeffekte vernachlässigt werden können. Die Aktivierung des Aufbaus ist nach Bestrahlung sehr gering und stellt keinerlei Probleme für die Handhabung dar.

### 4.2 Detektorsignale

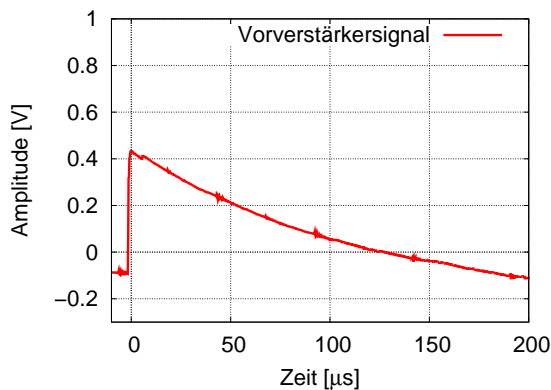
Die Detektoren und die daran angeschlossene elektrische Schaltung funktionieren und liefern während der Bestrahlung bei einer TSCA-Schwelle von Null eine Zählrate von weit über  $1000 \text{ Ereignisse/s}$ . Der den Kristall dabei durchdringende Ionenstrom wird zuverlässig gemessen. Mit Abschalten des Ionenstrahls verschwinden die Zählereignisse sofort.

Zu Beginn der ersten Strahlzeit sind zudem bei einem Ionencupstrom von 100 nA Signalkomplexe mit einer Frequenz von 40 kHz zu beobachten. Eine Veränderung der Quellenparameter und am Netzgerät sowie an weiteren technischen Einstellungen des Zyklotrons verändert daran nichts. Bei Herunterregelung des Ionenstroms von ca. 100 nA auf 1 nA verschwindet dieser Effekt jedoch komplett.

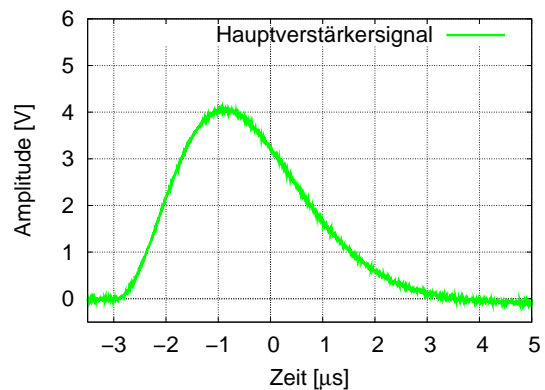
Mit dem Oszilloskop werden die Ausgangssignale des Vor- und Hauptverstärkers und des TSCA betrachtet. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers hat eine sehr kurze Anstiegszeit ( $\approx 0,5 \mu\text{s}$ ), aber eine sehr große Abfallszeit ( $\approx 150 \mu\text{s}$ ) - die Amplitude beträgt ca. 550 mV (vgl. Abb. 4.1a).

Das Ausgangssignal des impulsformenden Hauptverstärkers dagegen hat eine Amplitude von 4,0 V, eine längere Anstiegszeit von ca.  $1,2 \mu\text{s}$ , aber dafür eine viel kleinere Abfallszeit von  $2,4 \mu\text{s}$ . (vgl. Abb. 4.1b). Dadurch ist das Signal deutlich verkürzt, wodurch die Zeitauflösung der Messung verbessert wird.

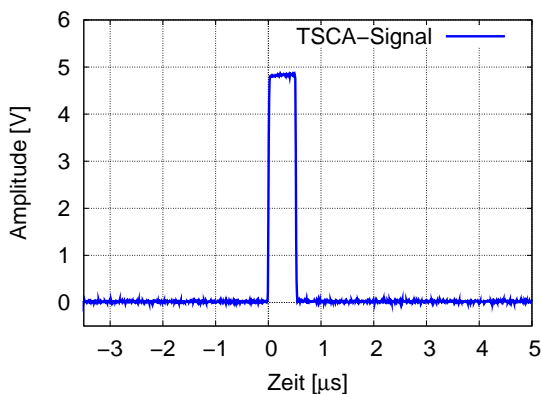
Mit dem TSCA werden nur die Signale berücksichtigt, die eine voreingestellte Schwelle überschreiten, wobei der TSCA einen kurzen ( $0,5 \mu\text{s}$ ) logischen Impuls mit einer Amplitude von 5 V aussendet (vgl. Abb. 4.1c). Zusammen werden die Signale nochmal in Abb.4.1d dargestellt, in dem auch die Verzögerung zwischen den Signalen, bedingt durch die elektronischen Bauteile, Kabel und Delays, zu sehen ist.



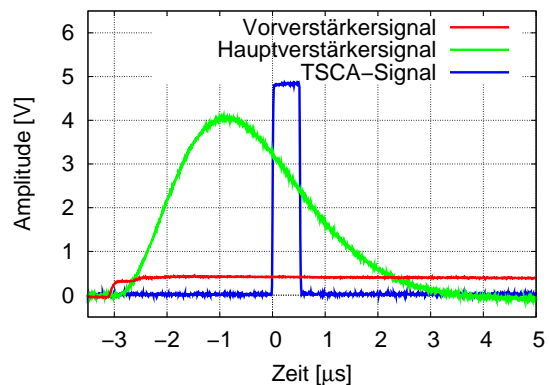
(a) Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Die Amplitude ist mit 550 mV recht klein und das Signal steigt sehr steil an, aber hat mit  $150 \mu\text{s}$  eine lange Abfallszeit.



(b) Ausgangssignal des impulsformenden Hauptverstärkers. Die Amplitude ist hinreichend groß (4,0 V) und ist zum Vergleich des Vorverstärkersignals um mindestens den Faktor 7 größer, die Zeitdauer des Signals ist mit  $5 \mu\text{s}$  sehr kurz.



(c) Ausgangssignal des TSCA. Zu sehen ist nur ein kurzer Puls von  $0,5 \mu\text{s}$  Länge und einer Amplitude von 5 V, der ausgesendet wird, sobald die Amplitude des Eingangssignals eine voreingestellte Schwelle überschreitet.

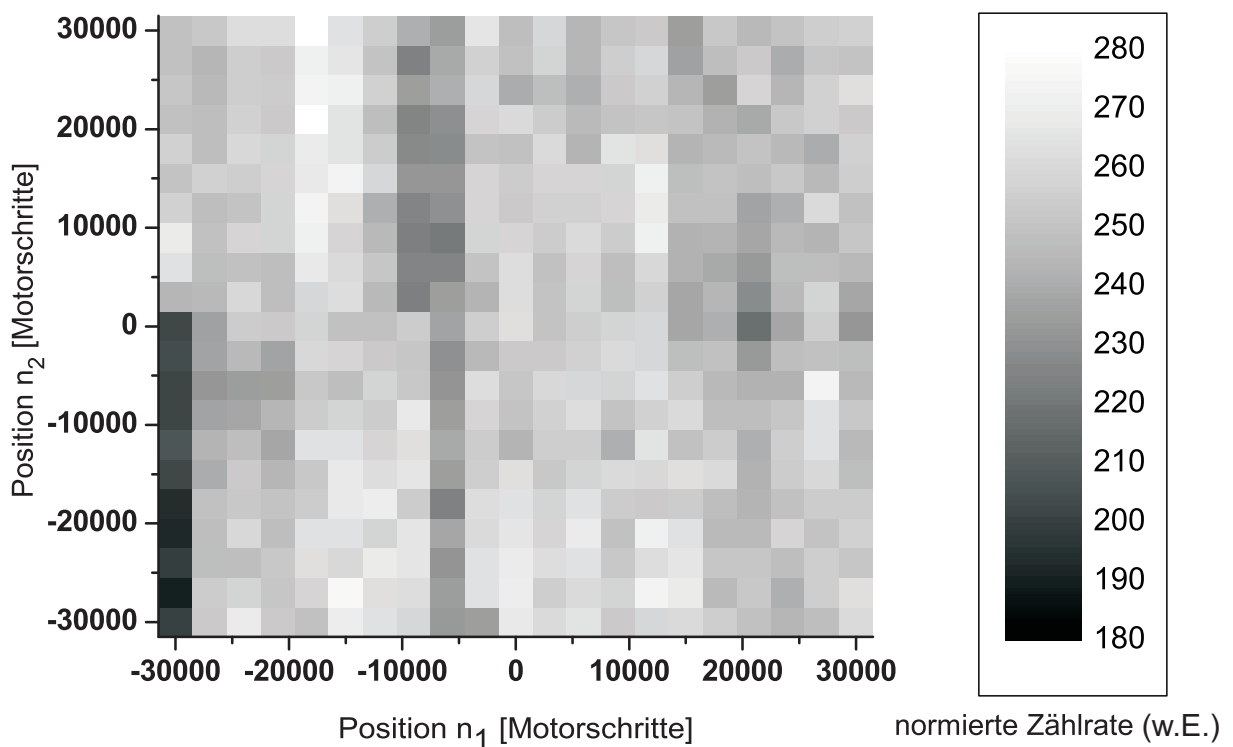


(d) Gemeinsame Darstellung der Ausgangssignale von Vor- und Hauptverstärker, sowie des TSCA. Gut zu erkennen ist hierbei auch die Verzögerung zwischen den einzelnen Signalen.

**Abbildung 4.1:** Darstellung der mit dem Oszilloskop betrachteten Ausgangssignale der elektrischen Schaltung.

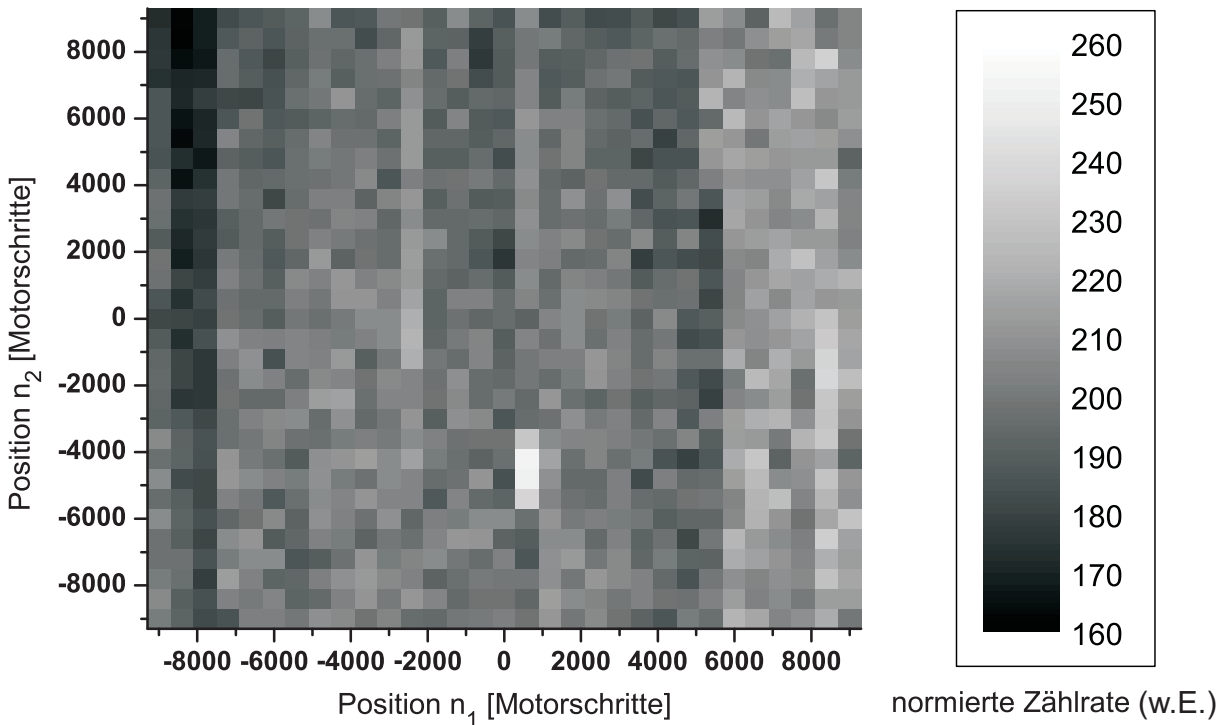
### 4.3 Winkelabhängige Messungen

Bei der zweiten Strahlzeit wird wie in Abschnitt 3.6 beschrieben eine winkelabhängige Messung der Zählrate durchgeführt. Die Zählrate wird auf den Cupstrom normiert und ist in Graustufen in Abb. 4.2 gegen die Positionskoordinaten der Verschiebetische aufgetragen. Die ersten Werte der Messreihe für  $n_1 = -30.000$  sind sehr gering. Ebenso ist entlang der Messreihe mit  $n_1 = \{-9.00, -6.000\}$  ein leichter Einschnitt der normierten Zählrate zu beobachten. Bei den Koordinaten  $(21.000|0)$  ist im Vergleich zur Umgebung ein lokales Minimum zu sehen.



**Abbildung 4.2:** Winkelabhängige Messung bei der zweiten Strahlzeit: Die auf den Cupstrom normierte Zählrate ist gegen die Positionskoordinaten der Verschiebetische (angegeben in Motorschritten) in Graustufen aufgetragen.

Bei der in der dritten Strahlzeit verfeinerten winkelabhängigen Messung (s. Abschnitt 3.6) ist erneut die Zählrate auf den Cupstrom normiert worden. Das Ergebnis ist in Graustufen in Abb. 4.3 dargestellt. Die Werte der Messreihen  $n_1 = \{-8.400, -7.800\}$  sind tendenziell geringer, ab den Messreihen für  $n_1 \geq 6.000$  ist die normierte Zählrate tendenziell größer. Ansonsten sind große Schwankungen über die gesamte Messung zu beobachten, bei denen einzelne Messpunkte besonders stark von ihrer direkten Umgebung abweichen (z. B. (600| -4.200) als lokales Maximum oder (0|1.800) und (5.400|3.000) als lokale Minima).



**Abbildung 4.3:** Winkelabhängige Messung bei der dritten Strahlzeit: Die auf den Cupstrom normierte Zählrate ist gegen die Positionskoordinaten der Verschiebetische (angegeben in Motorschritten) in Graustufen aufgetragen.

# 5 Diskussion

Die bisher erhaltenen Resultate sollen hier kurz bewertet werden.

## 5.1 Lasergestützte Justage

Die beobachteten Laserreflexionen bei der wiederholten Einstellung der Nullpunktskoordinaten vor und nach Durchführung der Positionsrastrerung zeigen, dass sich feste Winkereinstellungen bei bekannten Positionskoordinaten reproduzieren lassen. Unklar ist jedoch, ob die Reibungskräfte klein genug sind, sodass auch sehr kleine Positionsänderungen der Verschiebetische eine Verkippung des Aufbaus zur Folge haben. Dies sollte noch gesondert untersucht werden.

## 5.2 Rutherfordstreuung

Aufgrund der strahlabhängigen Zählereignisse kann geschlossen werden, dass es sich um Rutherfordrückwärtsstreuung handelt. Bei indirekten Strahlungsereignissen, z. B. auf Grund von aktivierten Bauteilen in der Umgebung der Detektoren, würden diese länger anhalten und nicht sofort mit Blockieren des Strahls verschwinden.

Bei großen Ionenströmen von  $I = 100$  nA werden bei der ersten Strahlzeit Signale in Paketform mit einer Frequenz von 40 kHz beobachtet (s. Abschnitt 4.2). Da die Variation der Quellenparameter und anderer technischer Parameter am Zyklotron keinen Einfluss auf die Paketform der Signale hat, ist die Vermutung, dass die Detektoren eine Totzeit von  $25 \mu\text{s}$  besitzen und während dieser Zeitspanne keine weiteren Ereignisse detektieren können. Um die Totzeit nicht weiter berücksichtigen zu müssen, wird der Ionenstrom so weit heruntergeregelt (auf  $I = 1$  nA) bis dieser Effekt nicht mehr auftritt.

## 5.3 Signalformen

Die Signalformen am Ausgang des Vor- und Hauptverstärkers entsprechen den Erwartungen. Ein Vorverstärker ist ein Operationsverstärker in Integrationschaltung. Der zum Operationsverstärker parallel eingebaute Kondensator wird durch die Elektron-Loch-Paarerzeugung im Halbleiterdetektor sehr schnell geladen, was in der steil ansteigenden

Flanke des Signals, dessen Amplitude proportional zur Ladung ist, resultiert. Anschließend wird er langsam über einen großen Widerstand entladen, weshalb das Signal eine langsam abfallende Flanke besitzt.

Beim impulsformenden Hauptverstärker handelt es sich um die Reihenschaltung eines Hoch- und Tiefpasses sowie eines Operationsverstärkers. Durch den Tiefpass werden die hohen Frequenzen des Signals herausgefiltert und somit die steile Flanke abgerundet. Der Hochpass filtert dagegen die niedrigen Frequenzen heraus, durch deren Überlagerung der langsame Abfall entsteht und folglich das Signal so deutlich verkürzt wird. Der Operationsverstärker wiederum erhöht die Amplitude um ein Vielfaches.

Das Signal am TSCA ist nun ein logisches Signal, also entweder „Ja“ oder „Nein“, wobei einem „Ja“ nach der Transistor-Transistor-Logik eine Amplitude von 5 V zugeordnet ist, und einem „Nein“ eine Amplitude von 0 V. Die Länge des Signals ist bauteilabhängig und beträgt hier ca.  $0,5 \mu\text{s}$ .

## 5.4 Winkelabhängige Messungen

Bei den winkelabhängigen Messungen ist die normierte Zählrate sehr unregelmäßig und die in Abb. 4.2 und 4.3 dargestellten Werte weichen bis zu 40% voneinander ab.

Diese Abweichungen lassen sich vermutlich hauptsächlich auf den statistischen Fehler der Zählrate und plötzliche Schwankungen des Cupstroms zurückführen. Denn besonders bei plötzlichen und schnellen Schwankungen des Ionenstroms wird zum Problem, dass das Strommessgerät nur 700 ms lang integriert und diesen Wert auf 1,0 s hochrechnet. Somit schlagen sich solche Schwankungen des Ionenstromes in der Messung des Cupstromes weit niedriger aus, als es bei der, auch auf plötzliche Schwankungen sensitiven, Bestimmung der Zählrate der Fall ist.

Sowohl bei der manuellen als auch bei der automatisierten Messung ist des Weiteren ein systematischer Fehler bei den Messzeitintervallen für Cupstrom und Zählrate zu beachten, da diese nicht immer vollkommen übereinstimmen. Während es beim getrennten manuellen Starten der Zeitintervalle zu Verzögerungen kommen kann, gibt es bei der automatisierten Messung kleine Abweichungen der Zeitintervalle aufgrund von Programmbeschränkungen. Die Zeitdifferenz beträgt jedoch maximal  $\pm 0,5$  s.

Da das Zyklotron relativ sensibel auf äußere Einflüsse reagiert, kann sich neben der Intensität auch die Position des Ionenstrahls verändern. Der Ionenstrom wird vollständig gemessen, solange der Strahlfleck im Bereich des Probenhalters liegt, aber sollte dabei nur partiell die Probe getroffen werden, ist mit einer niedrigeren Rückstreurrate zu rechnen und somit ist die Normierung der Zählrate verfälscht.

Eindeutiges Channeling konnte bisher nicht nachgewiesen werden.

Möglicherweise ist aber der Einbruch bei der ersten winkelabhängigen Messung für die vertikale Position von  $n_1 = \{-9.000, -6.000\}$  und bei der zweiten winkelabhängigen Messung

von  $n_1 = \{-8.400, -7.800\}$  durch Channelingeffekte bedingt. Eine klare Entscheidung ist jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit nicht möglich. Sollte tatsächlich eine physikalische Ursache der Grund sein, so müsste in beiden Messungen der Effekt an derselben Stelle zu sehen sein. Die Positionen stimmen grob überein, wobei aber in der zweiten Messung für  $n_1 = -6.000$  keine ersichtlichen Einbrüche zu sehen sind. Aufgrund der verschiedenen Auflösung des Messrasters lassen sich dazu keine genaueren Aussagen treffen.

Die Messpunkte gehören allerdings in beiden Fällen aufeinanderfolgenden Messreihen an und sind zeitlich gesehen alle direkt in Folge aufgenommen worden, weshalb eher die Vermutung bestärkt wird, dass es sich dabei jeweils um einen systematischen Messfehler handelt. Eine Erklärung für die Messergebnisse wären beispielsweise besonders große Cupstromschwankungen während dieser Messphase. Diese sind vermutlich auch Ursache für die niedrigen Werte zu Beginn der ersten Messung für  $n_1 = -30.000$ .

Bei der ersten Strahlzeit waren während der Messung an der Position (21.0000|0) starke Cupstromschwankungen zu verzeichnen, weshalb dieses lokale Minimum, wahrscheinlich nicht auf den Channelingeffekt zurückzuführen ist. Analoges gilt für die lokalen Minima bei der zweiten Messung.

Bei der zweiten Messung ist zudem ein einzelner Messpunkt bei (600|-4200) mit einer erhöhten Messrate zu erkennen. Weil es sich dabei um einen Ausreißer nach oben handelt, kann Channeling als Ursache ausgeschlossen werden.

Da bei der Auswahl des Messbereichs alle systematischen Fehler beachtet wurden, ist davon auszugehen, dass der Winkel, unter dem Channeling auftreten kann, innerhalb des Messbereichs liegt. Aufgrund der sehr hohen Energie von 40 MeV ist möglicherweise der kritische Winkel jedoch so klein, dass mit der gewählten Rastergröße der Effekt nicht auflösen ist. Sollten Reibungskräfte bei der Verstellung des Winkels eine Rolle spielen, sodass die mechanischen Positionsveränderungen nur sprunghaft vollführt werden, kann dadurch ebenso der Channelingeffekt „übergangen“ worden sein.

Je tiefer die Projektile in den Kristall eindringen, umso größer ist ihr Energieverlust und desto wahrscheinlicher ist, dass sie im Falle des Channelings dechannelt werden. Deshalb ist es ratsam die TSCA-Schwelle so hoch einzustellen, dass nur Ereignisse sehr hoher Energie berücksichtigt werden, bei denen man annehmen kann, dass sie nicht dechannelt sind. Möglicherweise ist die Schwelle bei den bisherigen Messungen zu niedrig eingestellt gewesen, sodass ein zu großer Anteil dechannelter Ionen einen sichtbaren Einbruch der Zählrate während des Channelings verhindert.

Im Gegensatz zu diesen Ursachen, die sich durch Verbesserungen bei der Messung vermindern lassen, gibt es zwei weitere Effekte, die im schlechtesten Fall die Beobachtung des Channelingeffekts mit dem bisherigen Messaufbau unmöglich machen.

Denn an der Kristalloberfläche tritt, unabhängig von deren Orientierung zum Strahl, Streuung auf. Falls dieser Anteil der Zählrate einen Großteil der zu messenden Ereignisse ausmacht, kann der channelingbedingte Einbruch der Zählrate in der Größenordnung des statistischen Fehlers liegen.

Des Weiteren ist nicht ganz zu klären, inwiefern die Strahldivergenz einen Einfluss auf die Messung hat. Durch die Wahl des Strahlplatzes ist von einem nahezu parallelen Strahl auszugehen, aber möglicherweise führen schon geringe Abweichungen dazu, dass kein merklicher Channelingeffekt auftritt.

## 5.5 Verbesserungen

Auf Basis der gut funktionierenden Messapparatur und vorliegenden Ergebnisse sind nun einige Verbesserungen möglich. Sie liegen insbesondere bei der Verlängerung der Messzeit, um statistische Schwankungen des Cupstroms und der Zählrate weiter minimieren zu können. Durch eine kleinere Schrittweite ist die Untersuchung des Channelingeffekts bei noch kleineren Winkeln anzustreben. Um realistische Messzeiten zu gewährleisten, kann dabei die Feinrasterung zunächst auf nur eine Dimension beschränkt werden, während in der zweiten Dimension nur ausgewählte Positionswerte eingenommen werden. Zusätzlich kann die Energieschwelle, ab der Ereignisse für die Zählrate gewertet werden weiter nach oben gesetzt werden, sodass nur die hochenergetischen Projektile, bei denen vermutlich am ehesten ein Channelingeffekt zu beobachten sein sollte, zur Zählrate beitragen. Die Automatisierung kann noch weiter verbessert werden, um bezüglich der Messzeiten genauere Zeitintervalle zu erreichen.

Ebenso erscheint es zweckmäßig, zunächst anstelle von Lithiumniobat einen anderen Kristall zu verwenden, bei dem sicher ist, dass Channeling zu beobachten ist.



## 6 Zusammenfassung

Die steigenden Anforderungen in der modernen Kommunikationstechnik machen den Einsatz sowohl optischer Datenübertragung als auch optischer Datenverarbeitung notwendiger. Um integrierte optische Komponenten wie Speicher, Wellenleiter, optische Filter und Schalter herzustellen, benötigt man geeignete Materialien. Lithiumniobatkristalle ( $\text{LiNbO}_3$ ) haben sich, aufgrund der Möglichkeit deren optische und elektrische Eigenschaften gezielt ändern zu können, als sehr geeignet erwiesen. Die gezielte Veränderung der Eigenschaften wird unter anderem durch Bestrahlung mit hochenergetischen Ionen erreicht. Die Kristallorientierung zur Bestrahlungsrichtung kann dabei einen Einfluss auf die Auswirkungen der Bestrahlung haben. Ist die Bestrahlung genau in Richtung einer kristallographischen Achse, kann es zum Channeling der Ionen kommen.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird am Bonner Isochron-Zyklotron der Einfluss des Channelingeffekts bei der Bestrahlung von Lithiumniobatkristallen durch  ${}^3\text{He}^{2+}$ -Ionen mit einer Energie von 40 MeV untersucht. Es wird dazu ein bereits bestehender Messaufbau verbessert und fertig gestellt, dann dessen Funktionalität überprüft und anschließend erste winkelabhängige Messungen mittels Rutherford-Rückstreu-Spektrometrie durchgeführt. In Abhängigkeit der Strahlorientierung zum Kristall, welche in kleinen Winkelschritten verändert wird, wird die Zählrate rückgestreuter Projektilen gemessen. Zur Normierung dieser wird der Ionenstrom gemessen, der den Kristall durchdringt.

Der fertiggestellte Messaufbau funktioniert zuverlässig, er lässt sich automatisch in kleinen Winkelschritten in zwei Dimensionen verkippen, Rückstreuereignisse werden detektiert und sowohl die Zählrate als auch der durch den Kristall transmittierte Ionenstrom lassen sich vernünftig messen. Die Durchführung detaillierter Experimente ist somit möglich.

Die Resultate ergeben bisher keinen offensichtlichen Hinweis auf den Einfluss des Channelingeffekts bei diesen Energien, weisen aber bezüglich der normierten Zählrate große Schwankungen auf. Das Messverfahren kann jedoch noch verbessert werden, indem beispielsweise durch längere Messzeiten die Schwankungen des Cupstroms minimiert werden können, oder durch kleinere Winkelintervalle ein feineres Raster vermessen werden kann.

# Literaturverzeichnis

- [Arm62] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING und P. PERSHAN: *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*. Phys. Rev., 127:1918, 1962.
- [Bat99] R. BATCHKO, V. Y. SHUR, M. M. FEJER und R. L. BYER: *Backswitching poling in lithium niobate for high-fidelity domain patterning and efficient blue light generation*. Appl. Phys. Lett., 75:1673, 1999.
- [Bre99] S. BREER, H. VOGT, I. NEE und K. BUSE: *Low crosstalk WDM by Bragg diffraction from thermally fixed reflection holograms in lithium niobate crystals*. Electron. Lett., 34:2419, 1999.
- [Che68] F. S. CHEN, J. T. LAMACCHIA und D. B. FRASER: *Holographic Storage in Lithium Niobate*. Appl. Phys. Lett., 13:223, 1968.
- [Err95] H. ERRAMLI und G. BLONDIAUX: *Ion Channelling* Appl Radiat. Isot. 46(6/7): 413, 1995
- [Fej92] M. M. FEJER, G. A. MAGEL, D. H. JUNDT und R. L. BYER: *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*. IEEE J. Quant. Electron, QE-28:2631, 1992.
- [Gon09] L. GONCHAROVA *Ion Channeling* The university of Western Ohio, Homepage unter <http://www.physics.uwo.ca/~lgonchar/research/interests/>, 2009.
- [Jen08a] L. JENTJENS, H. HATTERMANN, K. PEITHMANN, M. HAAKS, K. MAIER und M. KÖSTERS: *Domain reversal properties and refractive index changes of magnesium doped lithium niobate upon ion exposure*. J. Appl. Phys., 103(3):034104, 2008.
- [Jen08b] L. JENTJENS: *Brechungsindex und Polungsverhalten in Lithiumniobat nach  $^3\text{He}$ -Bestrahlung*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008.
- [Jen10] L. JENTJENS: *Private Mitteilung*. Universität Bonn, 2010.
- [Mok93] F. H. MOK: *Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate*. Opt. Lett., 18:915, 1993.
- [Rae10] N. RAETH: *Strukturierter Brechungsindex durch Ionenbestrahlung*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2010.
- [Ram78] V. RAMASWAMY, M. D. DIVINO und R. D. STANDLEY: *Balanced bridge modulator switch using Ti-diffused  $\text{LiNbO}_3$  strip waveguides*. Appl. Phys. Lett., 32:644, 1978.

- [Sch08] F. SCHREMPEL, T. STEINBACH, TH. GISCHKAT und W. WESCH: *Channeling irradiation of LiNbO<sub>3</sub>* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, 266:2958 ,2008.
- [Wei85] R. S. WEIS und T. K. GAYLORD: *Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure*. Appl. Phys. A, 37:191, 1985.
- [Zie08] J. F. ZIEGLER, M. D. ZIEGLER und J. P. BIRSACK: *Particle interactions with matter (SRIM)*. Programm und Informationen unter <http://www.SRIM.org>, 2008.
- [Zyk06] BONNER ISOCHRON-ZYKLOTRON-TEAM *Das Bonner Isochron-Zyklotron*. Homepage unter <http://www.zyklotron.hiskp.uni-bonn.de/zyklo/index.html>, 2006.

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. Karl Maier danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Übernahme des Korreferates. Mit seiner Faszination für die Physik und dem Spaß und der Freude, die er dabei vermittelt, hat er auch mich immer wieder angesteckt und begeistert.

Mein ganz besonders herzlicher Dank gilt Herrn Dr. Konrad Peithmann, der zum einen das Referat und die Betreuung für diese Arbeit übernommen hat, und zum anderen mit seiner fachlichen Kompetenz und tatkräftigen Unterstützung sehr zum Gelingen des Experiments beigetragen hat. Durch seine aufbauende, freundliche und motivierende Art war es eine sehr angenehme Zusammenarbeit und so manches Problem war nach einem konstruktiven Gespräch weit weniger schlimm als es zuvor schien.

Vielen Dank auch an Herrn PD Dr. Dieter Eversheim, der mir mit seinem enormen Fachwissen vor allem im Bereich der Elektronik weitergeholfen hat, sich die Zeit genommen hat durch geduldige und präzise Erläuterungen auf diesem Gebiet mein Verständnis zu erweitern, und auch bei Komplikationen während Strahlzeiten immer eine Lösung wusste.

Vielen herzlichen Dank an Lena Jentjens und Niels Räth, die mich mit Rat und Tat bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen unterstützt haben und sowohl bei technischen als auch organisatorischen Fragen immer als Ansprechpartner zur Verfügung standen. Zudem hat mich Lena sachkundig in die Abläufe eingeführt und stets organisatorischen Weitblick gehabt und ohne die Hilfe von Niels wäre die Automatisierung der Messungen mit einem Computerprogramm nicht möglich gewesen.

Der ganzen Arbeitsgruppe Maier danke ich für die gute Integration, die tolle Atmosphäre und die lustigen Momente des Alltags oder des Feierns. Schön, dass ich trotz zwischenzeitlichen Platzmangels bis zum Schluss einen Schreibtisch haben konnte.

Bei den Mitarbeitern der Feinmechanik- und Elektronikwerkstatt, insbesondere bei Herrn Laubach und Herrn Kerp, bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit.

Ich möchte mich herzlich bei dem gesamten Zyklotronteam für die Unterstützung und für sowohl den reibungslosen Ablauf als auch die Gesellschaft bei den Strahlzeiten bedanken. Danke auch für die leckeren Reibekuchen.

Zuletzt danke ich meinen Eltern, deren Unterstützung ich mir in jeglicher Hinsicht stets sicher sein kann und die mir bisher im Studium immer zur Seite gestanden sind.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate als solche kenntlich gemacht habe.

Bonn, den.....

Unterschrift:.....