

**Auf der Spur von Dynamik und Evolution
der Sekundärionenemission von Oberflächen
bei Beschuß mit schnellen Atomen**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Thorsten Jalowý
aus Offenbach am Main

Frankfurt 2002

(DF1)

vom Fachbereich Physik der
der Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Gutachter:

Prof. Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Datum der Disputation: 17.10.2002

Abstract

Fundamental studies are presented to reveal dynamic projectile-solid interactions leading to the emission of secondary ions. The aim is to obtain information on the emission dynamics of secondary ions by the measurement of their differential velocity and angle distributions.

For this goal, a new spectrometer has been developed. The spectrometer is an imaging system for secondary ions and measures the time of flight (TOF) and the impact positions of each emitted secondary ion on a 2-dimensional position-sensitive (XY) detector in an imaging homogenous electric field. The principles are based on the Frankfurt COLTRIMS system (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) used successfully in gas target experiments. Here, it is further developed, adapted and applied for the first time in Frankfurt to differential velocity and angle spectrometry of secondary ions emitted in projectile-solid collisions. A special feature compared to standard spectrometers is the option to vary the projectile-target impact angle θ_p .

A correct transformation of the measured data into a 3-dimensional initial velocity distribution requires in particular a precise time calibration of the spectrometer. Therefore we developed the novel beam profile monitor. On the way through the spectrometer the projectile interacts with a non-localized gas target and forms a track of ions. The gas ions are at rest relative to the secondary ions emitted from the solid surface. Thus, by analysing the projectile track we can extract (otherwise only indirectly accessible) parameters needed for the calibration (e.g. TOF T_0 and Position x_0/y_0 for particles with $v_{0z} = v_{0x} = v_{0y} = 0$).

Within the accessible parameter range of the accelerator we changed the kinetic energy at the surface of He^0 , N^0 and Ar^0 projectiles (0.2 MeV up to 2.2 MeV) and the impact angle θ_p (37° up to 78° , with respect to the surface normal). Au-, C-, Al- and LiF-targets were used. The analysed H^+ secondary ion originates from a contamination layer of adsorbates, such as H_2 , H_2O and hydrocarbons covering the target surfaces in this experiment.

We find that the H^+ velocity distributions have a maximum at $25 < v_0 < 35$ km/s and extend up to velocities of 240 km/s, depending on θ_p . At low projectile velocities and high emission velocities of the secondary ions ($v_0 > 60$ km/s), the H^+ ion distribution exhibits a strong asymmetry in the scattering plane formed by the incident beam and the surface normal: These ions are emitted from the solid surface with high velocity (up to 140 km/s at $\theta_p = 45^\circ$) forming always an angle of about 90° with the projectile, independent of θ_p . This structure is caused by binary collisions between projectile and hydrogen. The variation of the projectile kinetic energy correlates with the stopping power dE/dx of the projectile inside the solid. Thus, in the secondary ion emission we can separate clearly the contribution of the electronic part and the contribution of the nuclear part of the total energy deposition.

Emission velocities $v_0 < 60$ km/s show a strong dependence of the target properties. At constant θ_p we find a shift of the velocity maximum $v_{0,\text{max}}$ from 26.5 km/s for Au- to 27.9 km/s for Al- and up to 32.5 km/s for the LiF-target. For the Au- and C-targets there is no detectable dependence of the impact angle θ_p . In contrast, increasing θ_p exhibits a maximum shift to higher velocities for the Al-target ($v_{0,\text{max}} \approx 27.9$ km/s to 30 km/s) and for the LiF-target ($v_{0,\text{max}} \approx 32.5$ km/s to 35.5 km/s). H^+ secondary ions with $v_0 < 30$ km/s are mainly emitted backwards along the line of incidence of the projectile. Au and C have high surface

conduction, whereas LiF and Al (covered with layers of Al_2O_3) have low values. This shift is explained by a transient positive charging up of the nuclear track and is an indication for a decay of the track potential. Increasing v_0 with increasing θ_p is explained by an increasing effective target thickness. The thickness dependent neutralisation time is a hint that the neutralisation of the positively charged track is dominated by electrons from the substrate.

A correlation in the secondary ion emission process respectively momentum and energy conservation between the emitted H^+ secondary ion and another possibly emitted secondary ion is not observed.

Beside the calibration performance, the beam profile monitor provides some interesting applications in gas mass spectrometry e.g. a) to correct exactly the ion time of flight independent of the place of ionisation, b) in the mapping of local electric fields and c) as an alternative way to determine projectile scattering angles.

Adding a position sensitive detector to the kinetic material analysis provides both increasing depth resolution and detection of large solid angles. The knowledge of the emission characteristics also proves to be useful for material analysis in the distinction of ions of similar masses.

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden grundlegende Untersuchungen zum Verständnis der dynamischen Wechselwirkungsmechanismen atomarer Projektile mit Festkörperoberflächen vorgestellt, die zur Emission von Sekundärionen führen. Der zentrale Ansatzpunkt ist dabei die Vermessung der Dynamik über die geschwindigkeits- und winkeldifferentielle Verteilung der emittierten Sekundärionen.

Dazu wurde ein neuartiges Spektrometer entwickelt, in dem jedes in einem homogenen elektrischen Feld abgelenkte Sekundärion durch seine Flugzeit (TOF) und den Auftreffort auf einen 2-dimensionalen (XY) ortsempfindlichen Detektor charakterisiert wird. Das Prinzip basiert auf dem in Gastargetexperimenten erfolgreich eingesetzten Frankfurter Meßsystem COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy). Dieses System wurde weiterentwickelt und erstmalig in Frankfurt in einem Festkörperexperiment zur geschwindigkeits- und winkeldifferentiellen Spektrometrie von Sekundärionen angewendet. Ein zusätzliches Merkmal gegenüber herkömmlichen Spektrometern ist die Möglichkeit der einfachen Variation des Einfallswinkels θ_p vom Projektil zum Target.

Die korrekte Transformation der gemessenen Daten in eine 3-dimensionale Anfangsgeschwindigkeitsverteilung bedingt eine möglichst präzise Eichung des Spektrometers. Dazu wurde die in diesem Zusammenhang neuartige Methode des Strahlprofilmonitors entwickelt und eingesetzt. Durch die Wechselwirkung des Projektils mit einem nicht lokalisierten Gastarget erzeugt es auf seinem Weg durch das Spektrometer eine Spur aus Ionen. Die Gasionen befinden sich im Verhältnis zu den von dem Festkörper emittierten Sekundärionen nahezu in Ruhe. Daher kann über die Analyse der Projektilspur auf die zur Eichung notwendigen, aber im Experiment nicht direkt zugänglichen Parameter, wie Flugzeit (T_0) und Auftreffort (x_0/y_0) für Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_{0z} = v_{0x} = v_{0y} = 0$, geschlossen werden.

Die systematische Variation von Projektil- ($\text{He}^0/\text{N}^0/\text{Ar}^0$, $E_p = 0.2 - 2.2 \text{ MeV}$, $\theta_p = 37^\circ - 78^\circ$ relativ zur Oberflächennormalen) und Targeteigenschaften (Au/C/LiF/Al) erlaubt ein gezieltes Studium der dynamischen Wechselwirkung zwischen Projektilen und Festkörperoberflächen. Das untersuchte H^+ -Sekundärion entstammt einer Festkörperoberfläche bedeckenden quasistabilen Kontaminationsschicht, die im wesentlichen aus den Adsorbaten H_2 , H_2O , C_xH_y besteht.

Die gemessenen H^+ -Geschwindigkeitsverteilungen besitzen ein Maximum etwa bei $v_0 \approx 25-35 \text{ km/s}$ mit Ausläufern (abhängig von θ_p) bis hin zu 240 km/s . Bei sinkender Projektilgeschwindigkeit zeigt die Verteilung der emittierten H^+ -Sekundärionen bei hohen Emissionsgeschwindigkeiten ($v_0 > 60 \text{ km/s}$) eine stark ausgeprägte Asymmetrie in der von dem einfallenden Projektil und der Oberflächennormalen definierten Ebene. Ionen werden mit einer hohen Geschwindigkeit (bis zu 140 km/s bei $\theta_p = 45^\circ$) unter einem Winkel von ca. 90° zum Projektil, unabhängig von θ_p , emittiert. Diese Asymmetrie wird durch eine binäre Kollision des Projektils mit dem Wasserstoff verursacht. Die Variation der Projektilgeschwindigkeit ist korreliert mit der deponierten Energie des Projektils im Festkörper. Daher kann in der Dynamik der Sekundärionen deutlich der Beitrag des nuklearen Anteils an der totalen Energiedeposition aufgezeigt und getrennt werden.

Bei Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s zeigt sich eine starke Abhängigkeit von den Targeteigenschaften. Bei konstantem Einfallswinkel beobachten wir eine Verschiebung der Maxima von $v_{0,\max} \approx 26.5$ km/s bei Au-, über 27.9 km/s bei Al- bis hin zu 32.5 km/s bei LiF-Targets. Es zeigt sich keine meßbare Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Projektils bei Au- und C-Targets, dagegen eine deutliche Verschiebung der Maxima hin zu größeren Geschwindigkeiten bei dem Al- ($v_{0,\max} \approx 27.5$ km/s - 30 km/s) und dem LiF-Target ($v_{0,\max} \approx 32.5$ km/s - 35.5 km/s) mit einer Vergrößerung von θ_p . Ionen mit $v_0 < 30$ km/s werden zum Großteil rückwärts in Richtung des einfallenden Projektils emittiert. Au und C sind gute, LiF und das mit einer Al_2O_3 -Schicht überzogene Al dagegen schlechte elektrische Oberflächenleiter. Die Verschiebung der Verteilungen bei einem schlechten elektrischen Leiter ist ein Hinweis auf den zeitabhängigen Zerfall des Projektilspurpotentials im Festkörper. Die Zunahme der Emissionsgeschwindigkeit v_0 bei Vergrößerung von θ_p ist in der Vergrößerung der effektiven Targetdicke begründet und ein Hinweis auf eine targetdickenabhängige Neutralisationszeit des geladenen Spurkerns durch Elektronen des Substrats.

Korrelationen im Sekundärionenemissionsprozeß bezüglich Impuls- und Energieerhaltung zwischen einem emittierten H^+ -Sekundärion und einem möglichen zweiten Sekundärion wurden nicht beobachtet.

Über die Eichung hinaus eröffnen sich zusätzlich noch einige vielversprechende Anwendungsmöglichkeiten des Strahlprofilmonitors. Zum einen ermöglicht er a) in der Gasmassenspektrometrie eine exakte Korrektur der Ionenflugzeit unabhängig vom Ort der Ionisation und zum anderen bildet er b) eine innovative Methode zur Kartographie lokaler elektrischer Felder und c) ferner einen alternativen Zugang zur Vermessung von Projektilstreuwinkeln.

Die Verwendung eines ortsempfindlichen Detektors in der „kinematischen“ Materialanalyse verbindet simultan gute Tiefenprofilauflösung mit dem Nachweis eines großen Raumwinkels zugunsten einer besseren Statistik. Die Kenntnis der Emissionscharakteristik bewährt sich zudem in der Massenanalyse in der Unterscheidung von Ionen fast identischer Massen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	11
2.1 Projektil-Festkörper-Wechselwirkungen	13
2.2 Der Energieverlust dE/dx	16
2.3 Teilchenspuren im Festkörper	20
2.4 Sekundärteilchenemission	21
2.4.1 Die nukleare Zerstäubung	23
2.4.2 Die elektronische Zerstäubung und Desorption	27
3. Experimenteller Aufbau	31
3.1 Die gemessenen Stoßsysteme	33
3.2 Strahlführung und -präparation	35
3.2.1 Der primäre Projektilstrahl.....	35
3.2.2 Das Vakuumsystem.....	36
3.2.3 Die Kollimation.....	36
3.2.4 Der (neutrale) sekundäre Projektilstrahl.....	38
3.3 Das Target	40
3.3.1 Die Herstellung der LiF/Al/Au/C-Targets.....	40
3.3.2 Die Herstellung der Al_2O_3 -Targets.....	41
3.3.3 Die Targetbefestigung	41
3.3.4 Die Zusammensetzung der Festkörperoberfläche	42
3.4 Das Meßprinzip der XY-TOF-Technik	44
3.5 Der ortsempfindliche Detektor	46
3.5.1 Die Micro-Channel-Plates.....	47
3.5.2 Die Delay-Line-Anode	48
3.6 Flugzeitmessung (Referenzsignal) und Projektilnachweis	50
3.7 Das Spektrometer	52
3.7.1 Realisierung des Spektrometers	52
3.7.2 Das Elektrodendesign.....	55
3.7.3 Kenndaten des Spektrometers	56
3.7.4 Alternative Konfigurationen des Spektrometers	57
3.8 Elektronik und Datenaufnahme	58
3.8.1 Das Meßsystem CoboldPC.....	58
3.8.2 Elektronische Verarbeitung und Verknüpfung der Detektorsignale ...	59
4. Datenreduktion	65
4.1 Bestimmung der Anfangsgeschwindigkeitsverteilungen	67
4.2 Spektrometereichung mit dem Strahlprofilmonitor	73

4.2.1 Bestimmung der Flugzeit $T_0(m)$	77
4.2.2 Bestimmung der Orte x_0/y_0	77
4.2.3 Bestimmung weiterer Parameter.....	80
4.3 Experimentelle Auflösung des Spektrometers	81
4.3.1 Massenauflösung und Spektrometerakzeptanz.....	82
4.3.2 Energie- und Winkelauflösung	85
5. Ergebnisse und Diskussion	89
5.1 Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 > 60$ km/s	94
5.1.1 Variation der Projektilgeschwindigkeit	95
5.1.2 Variation der Projektilmasse.....	98
5.1.3 Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels	101
5.1 Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s	105
5.2.1 Variation der elektrischen Target-Leitfähigkeit.....	106
5.2.2 Vergleich von positiven und negativen Sekundärionen	110
5.2.3 Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels	112
5.3 Korrelationen im Doppel-Hit.....	120
6. Mögliche Anwendungen	125
6.1 ... des Strahlprofilmonitors	127
6.1.1 XY-TOF-Technik für große Gasmassenspektrometer.....	127
6.1.2 Elektrische und magnetische Feldkartographie	135
6.1.3 Visualisierung der Projektilstreuung im Target.....	146
6.2 ... der XY-TOF-Technik in der Materialanalyse	149
6.2.1 Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS).....	149
6.2.2 Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS)	152
6.2.3 Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA).....	155
7. Zusammenfassung und Ausblick.....	159
7.1 Zusammenfassung	161
7.2 Ausblick	165
Anhang.....	167
A.1 Mikroskopische Rauigkeit der Targetoberfläche.....	169
Literaturverzeichnis	171
Danksagung.....	185

Kapitel 1

Einleitung

1. Einleitung

Allgemeine Einführung

Physik ist eine fundamentale Wissenschaft. Ihr Studium schloß früher alle Aspekte der materiellen Welt ein. Biologie und Chemie spalteten sich erst spät als Spezialwissenschaften von ihr ab. Während die Physik im Altertum und Mittelalter noch weitgehend Naturphilosophie war, ist sie seit der Zeit von Galilei (1564-1642), Kepler (1571-1630) und Newton (1643-1727) eine messende Wissenschaft. Es vollzog sich der entscheidende Umbruch in der Grundhaltung zur Erforschung und Deutung der Natur. Die bis zu diesem Zeitraum kennzeichnende spekulative Haltung der Forschung gegenüber der Natur wurde aufgegeben und die Erfahrungstatsachen allein entscheidendes Kriterium zur Grundlage aller Naturforschung. Das Aufsuchen von Naturgesetzen war nun nicht mehr eine Angelegenheit des reinen Denkens, sondern das Experiment wurde ein entscheidender Bestandteil der physikalischen Untersuchung. Im Unterschied zur Philosophie fragt die Physik dabei im allgemeinen nicht nach dem „Warum“, sondern nach dem „Wie“ und „Wieviel“.

Die Physik erforscht seitdem mit experimentellen und theoretischen Methoden systematisch die meßtechnisch erfaßbaren und mathematisch beschreibbaren Erscheinungen und Vorgänge in der Natur. Ziel ist das Auffinden der kausalen Verbindung von Ursache und Wirkung. Die beobachtbaren Vorgänge werden im Experiment mit Hilfe von Zahlen und Einheiten quantitativ ausgedrückt und mit mathematischen Verknüpfungen in Gesetzen beschrieben. Die Objekte der Natur stehen jedoch im allgemeinen in komplexen Zusammenhängen. Daher kann nicht generell durch die reine Beobachtung der Vorgänge auf die zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten geschlossen werden. Deshalb wird das Experiment notwendig, bei dem ein Vorgang unter kontrollierten Bedingungen abläuft. Der Physiker nimmt zunächst ein einzelnes Objekt heraus und isoliert es. So wird z.B. der freie Fall im ersten Anlauf ohne den störenden Luftwiderstand untersucht. Ist dieses Phänomen verstanden und präzise beschreibbar, berücksichtigt man den Einfluß der Luft. Es wird zunächst die Situation vereinfacht und später mehr Komplexität zugelassen. Heutzutage ist die Physik dabei in Bereiche vorgedrungen, die sich der direkten Beobachtung mit unseren Sinnen entziehen (Atom-, Kern-, Astrophysik, ...). Zum Studium solcher Prozesse sind teilweise aufwendige Experimente im Labor erforderlich. Dadurch verbinden heutzutage viele mit der Physik etwas Unnatürliches, Künstliches, ja sogar Abstraktes.

Die Physik erstrebt die Kenntnis der Naturgesetze und fragt im allgemeinen zunächst nicht nach dem Nutzen der Forschung. Viele wichtige Entdeckungen in der Physik förderten und fördern jedoch wirksam die Entwicklung der Technik, sei es durch das untersuchte physikalische Phänomen oder durch die zur dessen Untersuchung notwendigen Geräte. (Moderne) Technik ist weitgehend angewandte Physik und ohne die exakten Naturwissenschaften nicht denkbar. Einzelheiten der technischen Geräte sind dabei einem dauernden Wandel unterworfen. Die zugrundeliegenden physikalischen Tatsachen sind dagegen unveränderlich. Der technisch-wissenschaftliche Fortschritt beruht somit auf den

Ergebnissen der Grundlagenwissenschaften, insbesondere der Physik. Fortschritte in der Chemie, Biologie und insbesondere in Diagnostik und Therapie der Medizin und den Ingenieurwissenschaften bauen zum großen Teil auf der Physik auf. In der heutigen Medizin verwendete Geräte wie beispielsweise das Laserskalpell und Diagnosemethoden mit Hilfe der Röntgenstrahlung und Kernspintomographie werden als alltäglich und selbstverständlich vorhanden hingenommen, basieren jedoch auf grundlegenden physikalischen Erkenntnissen und sind ohne diese undenkbar.

Der Aufbau der Materie

Atomphysik und Kernphysik beschäftigen sich als Teilgebiete der Physik mit dem Aufbau der Materie und deren systematischer Untersuchung und Beschreibung. Während die Kernphysik die Eigenschaften der Atomkerne erforscht, untersucht die Atomphysik das physikalische Verhalten der Atomhülle mit dem Ziel, die Wechselwirkungen von Elektronen, Atomen und Molekülen unter- und miteinander zu verstehen. Dies ist insbesondere von Interesse, da die Struktur der Atome und die in der atomaren Welt ablaufenden Bewegungen die physikalischen, chemischen und biologischen Eigenschaften der Materie und somit nachhaltig unseren makroskopischen Alltag bestimmen. Bis heute sind jedoch viele grundlegende Fragen in allen Teilgebieten der Physik noch unbeantwortet oder unzureichend erklärt. Das aktuelle Wissen über den atomaren Aufbau stammt dabei zum einen aus der optischen Spektroskopie und zum anderen aus der Untersuchung von Stoß- bzw. Streuprozessen. Während die optische Spektroskopie hauptsächlich Auskunft über den statischen Aufbau der Elektronenhülle gibt, ist die Beobachtung von Streuvorgängen die wichtigste Methode, dynamische Wechselwirkungen zwischen einzelnen Elektronen, Atomen, Ionen und den in dieser Arbeit relevanten Vielteilchensystemen in Form eines Festkörpers („kondensierte Materie“) zu untersuchen. Die Wechselwirkung von Teilchen ionisierender Strahlung beim Durchdringen der Materie bildet die Grundlage, um wichtige Aussagen über Struktur und inneren Aufbau der Materie sowie die Wechselwirkung zwischen Atomen der Materie und den sie durchdringenden Projektilen zu treffen.

Die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Die Erforschung der Wechselwirkung geladener Teilchen ausreichend hoher kinetischer Energie (etwa 1-50 keV) mit Festkörpern und deren Oberflächen ist ein sehr altes, traditionsreiches Gebiet der experimentellen Physik [DÜST99]. Bereits 1852 entdeckten Grove und wenige Jahre später Plücker unabhängig voneinander die Zerstäubung von Katodenmaterial in einer Gasentladung. Mit der Entwicklung des Kanalstrahlrohrs durch Goldstein im Jahre 1886 in Berlin begann die umfangreiche Erforschung der Wechselwirkung sogenannter Kanalstrahlen, d.h. positiver Ionen, mit Festkörperoberflächen. Eng verbunden mit der Kanalstrahl-Oberflächen-Wechselwirkung ist die Wechselwirkung natürlicher

radioaktiver Strahlung mit Materie. Im Jahre 1896 entdeckte Becquerel die natürliche Radioaktivität. Mit den ersten Forschungsergebnissen zu dieser Zeit sind die Namen berühmter Physiker wie Marie und Pierre Curie, Rutherford und Thomson eng verbunden. Marie Curie [SKLO00] entdeckte dabei, daß die α - und β -Anteile der radioaktiven Strahlung in Materie abgestoppt werden, während γ -Strahlung nach einem Exponentialgesetz geschwächt wird und sich daher keine Reichweite definieren läßt. Bohr entwickelte für den Teilchendurchgang durch Materie die Berechnung des elektronischen Energieverlusts, der Streuung und der mittleren Reichweite auf der Grundlage der klassischen Mechanik mit relativistischen Korrekturen [BOHR15]. Diese Theorie erlaubte einen systematischen Vergleich mit Reichweitenmessungen in der Wilsonschen Nebelkammer. Mit der Berechnung des Energieverlusts von Teilchen in Festkörpern befaßten sich unter anderem Bethe und Bloch, die eine quantenmechanische Berechnung des elektronischen Energieverlusts von Ionen und Elektronen auf der Grundlage von Bohrs Ansatz entwickelten [BETH32] [BLOC33a] [BLOC33b]. Eine geschichtliche Übersicht dazu ist zu finden in [SIGM98] und [SIMO01]. Durch die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern wurde es möglich, Teilchen- bzw. Projektileigenschaften systematisch zu variieren und die grundlegende Wechselwirkung von Ionen mit Materie detailliert zu untersuchen.

Die Emission von Sekundärionen

Energiereiche Projektile, wie Atome, Moleküle oder Cluster, werden beim Durchlaufen von Festkörpern in Stoßprozessen mit den Elektronen und Atomen des Festkörpers quasikontinuierlich abgebremst, verlieren somit kinetische Energie an den Festkörper, die in diesem deponiert wird. Aufgrund dieser Energiedeposition entlang der Projektiltrajektorie innerhalb des Festkörpers kommt es zur Bildung von Defekten, der Verschiebung von Atomen aus ihrem Gleichgewichtszustand, dem Aufbrechen chemischer Bindungen, der Zerstörung geordneter Strukturen (Kristallgitter) und der Emission von Sekundärteilchen (Elektronen, Photonen, geladener oder neutraler Atome, Moleküle und Cluster). Der Schädigungsbereich entlang der Projektiltrajektorie wird dabei als „latente Spur“ [FLEI75] [SPOH90] bezeichnet. Zum Emissionsprozeß trägt eine große Anzahl direkter und indirekter Produktionsmechanismen bei. Rückschlüsse auf den Spurbildungsprozeß und die Produktionsmechanismen, die zur Emission von Sekundärteilchen führen, werden dadurch erhalten, daß die Sekundärteilchen als „Boten“ benutzt werden.

Die Geburtsstunde der Erforschung dieser Sekundärteilchen war die Entdeckung der sekundären Ionenemission durch Thomson im Jahr 1910 in einem Experiment mit den bereits erwähnten Kanalstrahlen [THOM11]. Bei der Untersuchung der Wechselwirkung positiver Kanalstrahlen mit einer Metallplatte fand er einen „sekundären Strahl“, zum großen Teil bestehend aus ungeladenen Teilchen und einem geringen Anteil mit positiver Ladung. Wien wies 1927 darauf hin, daß bei der Wechselwirkung von Kanalstrahlen mit der Festkörperoberfläche auch positive Ionen im zerstäubten Material auftreten müssen [WIEN27]. Jedoch erst in den dreißiger Jahren sind von Arnot und Mitarbeitern, Sloane und

Press sowie durch v. Ardenne die ersten Untersuchungen zur Sekundärionenemission veröffentlicht worden (siehe in [DÜST99]), ohne daß die analytischen Möglichkeiten dieser Wechselwirkung erkannt und ausgenutzt wurden. Nach der Unterbrechung dieser Entwicklungen durch den 2. Weltkrieg und weiterführenden Arbeiten mit wesentlich verbessertem Werkzeug (Teilchenbeschleuniger, Detektoren, Vakuumtechnik, Elektronik, etc.), führte Benninghoven 1970 für die Untersuchung der Sekundärionen den Begriff SIMS (Secundary Ion Mass Spectrometry) ein (z.B. in [BENN70]). Die Bezeichnung SIMS wird jedoch im wesentlichen nur für Projektilenergien im keV-Bereich, d.h. für die keV-induzierte Emission von Sekundärionen verwendet. Dagegen bezeichnet man für Projektilenergien im MeV/u-Bereich die Emission von Sekundärionen als PDMS (Plasma Desorption Mass Spectrometry) [MACF74] [PAPA97]. Der Grund sind die Unterschiede in den zugrundeliegenden Wechselwirkungsmechanismen von Projektil und Targetatomen, obwohl die Spektren der emittierten Sekundärteilchen große Ähnlichkeit aufweisen. Bei SIMS ist die Emission der Sekundärionen die Antwort einer direkten atomaren Kollision zwischen Projektil und Targetatomen. Deswegen wird dies auch als „nukleares Zerstäuben“ bezeichnet. Bei PDMS erfolgt die Emission dagegen über die Wechselwirkung des Projektils mit den Targetelektronen. Daher wird hier von der „elektronischen Zerstäubung“ oder auch „Desorption“ gesprochen.

Obwohl die grundlegenden physikalischen Fragen der Wechselwirkungsmechanismen der Primärionen mit der Festkörperoberfläche sehr komplex sind und vor allen Dingen die Dynamik des Emissionsprozesses der Sekundärionen noch nicht ausreichend verstanden ist [BETZ94] [DÜST99], existiert bereits ein breites Anwendungsfeld von Teilchenspuren und Sekundärionenemission in vielen Gebieten von Wissenschaft und Technik.

Aktuelle Anwendungen der Ion-Festkörper-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Materie bietet eine Vielzahl von interessanten Anwendungen, da es infolge der Energiedeposition zur Oberflächen- und Volumenmodifikation im Festkörper kommt. Daher können schnelle Projektile in zunehmendem Maße auch als Werkzeug zur kontrollierten Veränderung bzw. Beeinflussung physikalischer und chemischer Materialeigenschaften des Festkörpers und/oder seiner Oberfläche oder zu dessen Analyse verwendet werden. Dazu werden hier einige Anwendungsbeispiele genannt.

Um die Zusammensetzung eines Materials zu prüfen, können durch projektilinduziertes Abtragen des Festkörpermateriale die Sekundärionen zur Oberflächen- und Tiefenprofilanalyse verwendet werden [DÜST99]. Dies ist zum einen wichtig, um Werkstoffe, z.B. in der Halbleiterindustrie, auf ihre Reinheit zu untersuchen. Zum anderen werden die physikalischen und chemischen Eigenschaften einer Festkörperoberfläche von ihren oberflächennahen Monolagen bestimmt [BENN70] und definieren die Wechselwirkung mit der Umgebung („Wie reagiert ein medizinisches Implantat im Kontakt mit lebendem Gewebe?“, „Wie verhält sich ein Körper beim korrosiven Angriff einer aggressiven

Atmosphäre?“, ...). Daher ist die genaue Zusammensetzung der Oberfläche von großer Bedeutung, die häufig von der Volumenzusammensetzung völlig abweicht.

Eine weitere Anwendung findet sich in der biomedizinischen Massenspektrometrie, in der molekulare Ionen biologischer Komponenten untersucht werden (z.B. [KARA92]). Zudem werden Schwerionen zur Modifikation von Oberflächeneigenschaften von Gelenkprothesen verwendet [NEU95] oder die Schädigung mikroelektronischer Bauelemente durch Höhenstrahlung simuliert, um die Sicherheit elektronischer Systeme in Luft- und Raumfahrt zu gewährleisten [FISC98]. Eine andere aktuelle Anwendung ist in der Strahlenbiologie die Verwendung von Schwerionen als chirurgisches Instrument zur gezielten Zerstörung von Tumorgewebe [GSI98].

Ein vielfältiges innovatives Anwendungsgebiet der latenten Teilchenspuren findet sich in der Ionenlithographie. Hier werden mit Hilfe der durch Ionenstrahlen erzeugten Teilchenspuren Nanostrukturen, wie Nanonadeln oder Nanoröhren hergestellt [SPOH90] [DOBR98] [THOR99]. Dies leistet einen entscheidenden Beitrag zur Entwicklung neuer Rechnergenerationen durch Miniaturisierung elektrischer Schaltkreise oder elektronischer Bauteile zur Herstellung von neuen Computerchips oder hochdichten Datenspeichern. Durch das Pfropfen eines Gels auf die Oberfläche einer Teilchenspur kann eine Pore erzeugt werden, die sich, abhängig von Temperatur oder pH-Wert, gezielt öffnet oder schließt und somit zur gezielten Abgabe von Medikamenten im menschlichen Organismus eingesetzt werden kann [REBE95] [WOLF95] [SPOH98].

Offene Fragen

Zum Emissionsprozeß der Sekundärionen trägt eine große Anzahl direkter und indirekter Produktionsmechanismen bei. Es existiert eine Vielzahl von Modellen, die den Prozeß der Sekundärionenemission beschreiben. Zentraler Ansatzpunkt der Modelle ist die im Festkörper deponierte Energie unter Einbeziehung verschiedener Aspekte der Teilchenspurenentstehung [SPOH90] [HÅKA93]. Hierzu zählen z.B. Kollisionen [SIGM81], Coulombexplosionen [FLEI75], Elektronenbombardements [REIM93], Spikes oder kollektive Pulse [JOHN89] und Stoßwellen [BITE87]. Zur Deutung der Beobachtungen werden auch thermische Modellvorstellungen [REIM93] herangezogen. Die zentrale Fragestellung dabei, wie die im elektronischen System des Targets deponierte Energie in atomare bzw. molekulare Bewegung transformiert werden kann, um Ionenspuren, Oberflächenzerstäubung und chemische Transformationen zu erzeugen, ist immer noch nicht ausreichend geklärt. Die Sekundärionen bieten dabei die Möglichkeit einer „in-situ“-Analyse der Spurbildungsmechanismen während des Projektildurchgangs [PAPA94] [WUEN99]. Das ist beispielsweise ein entscheidender Vorteil gegenüber der Analyse von Teilchenspuren mit Hilfe der Rasterkraft-Mikroskopie (z.B. [PAPA99] [FARE01]), die erst Minuten oder Tage nach dem eigentlichen Projektildurchgang stattfindet.

Der Rahmen dieser Dissertation basiert auf den Forschungsarbeiten der am Institut für Kernphysik in Frankfurt am Main durchgeführten Experimente zur Sekundärionenemission

von Festkörperoberflächen. Der Zugang zur quantitativen Untersuchung der Sekundärionenemission war bisher fast ausschließlich die Vermessung von Ausbeuten, definiert als die Anzahl der emittierten Sekundärionen pro Projektil (z.B. [WUEN99] [NEUG01]). Mögliche Parameter dieser Untersuchungen waren bzw. sind die systematische Variation von Projektil- (Masse, Energie, Ladungszustand, Einfallswinkel) und Targeteigenschaften (Masse, Dichte, Leitfähigkeit, Struktur).

Die Dynamik der emittierten Sekundärionen, d.h. deren energie- und winkeldifferentielle Verteilung, ist dagegen von größerer Bedeutung für ein detailliertes Verständnis der Evolution, d.h. des Produktions- und Emissionsprozesses und erlaubt den Vergleich mit Theorien, um bestehende Modelle zu belegen oder auszuschließen.

Möglicher Zugang zu den Antworten

Zur Untersuchung der Dynamik von Sekundärionen, die in Ion-Festkörper-Stößen emittiert werden, wurde daher ein neuartiges Spektrometer entwickelt, dessen Prinzip auf dem Meßsystem COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) basiert. Die Grundlage dieser innovativen Technik wurde im wesentlichen von H. Schmidt-Böcking und Mitarbeitern als experimenteller Zugang zur hochdifferentiellen Vermessung von Wirkungsquerschnitten in Ion-Atom-Stößen entwickelt, bei dem der vollständige Raumwinkel 4π aller Stoßfragmente erfaßt werden kann (z.B. [DÖRN94] [MERG95] [MOSH96] [WEBE00a] [WEBE00b]). Es ist die Verwendung eines kontrollierten Abbildungssystems in Form eines homogenen elektrischen Feldes. Der Kreuzungspunkt von Projektilstrahl und Target befindet sich in einem wohl definierten, senkrecht zur Targetoberfläche verlaufenden elektrostatischen Feld. Die in dem Stoß von Projektil und Target entstehenden geladenen Teilchen werden in diesem auf einen 2-dimensionalen ortsempfindlichen „Multi-Hit-Detektor“ [ROEN02] gelenkt und nachgewiesen. Durch die gemessenen Positionen und absoluten Flugzeiten können die 3-dimensionalen Anfangsgeschwindigkeiten der einzelnen Massen, d.h. die vollständige Energie- und Winkelverteilung, rekonstruiert werden. Dieses System wurde hier weiterentwickelt und in einem Festkörper-Target-Experiment zur energie- und winkeldifferentiellen Spektrometrie von Sekundärionen ((COL)TRIMS-Technik) angewendet [JALO02a].

Dementsprechend läßt sich auch das Thema der Dissertation formulieren:

Auf der Spur von Dynamik und Evolution der Sekundärionenemission von Oberflächen bei Beschuß mit schnellen Atomen

Das Thema umfaßt dabei als Fachgebiet und Arbeitsausrichtung die experimentelle Physik, die Atomphysik an Teilchenbeschleunigern und die Rückstoßionen-Impulsspektrometrie. Das Kernstück dieser Arbeit bildet die Entwicklung und Konstruktion eines Spektrometers zur energie- und winkeldifferentiellen Analyse der in Projektil-Festkörper-Stößen emittierten

Sekundärionen.

Eine korrekte Transformation der gemessenen Daten in energie- und winkeldifferentielle Verteilungen bedingt eine möglichst exakte Eichung des Spektrometers, was bei ähnlichen Experimenten bisher sehr problematisch war (z.B. [CAST98]). Daher ist ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit die Entwicklung eines Verfahrens zur Eichung des Spektrometers durch die Verbindung des Festkörper-Experiments mit einem Gastarget-Experiment.

Die systematische Auswahl der Projektil- und Targeteigenschaften erlaubt ein gezieltes Studium der dynamischen Wechselwirkung zwischen schnellen Ionen und Festkörperoberflächen. Da jedoch auf dem Gebiet der energie- und winkeldifferentiellen Sekundärionen-Spektrometrie weltweit nur eine begrenzte Anzahl fundierter Daten existiert (z.B. [MOSH91] [BETZ94] [MOST00a]) und die (COL)TRIMS-Technik auf diesem Gebiet zum ersten Mal in Frankfurt eine Anwendung fand, wurde ein Teil der Stoßsysteme so gewählt, um auf ähnliche Daten zum Vergleich zurückgreifen zu können und die Anwendbarkeit dieser Methode für vollständig innovative Experimente zu bestätigen oder sogar weitergehende Phänomene hier schon aufzuzeigen. Die Multi-Hit-Fähigkeit des ortsempfindlichen Detektors eröffnet zudem die Erfassung möglicher Korrelationen im Sekundärionenemissionsprozess.

Gliederung der Arbeit

Nach dieser Einleitung in das Arbeitsgebiet mit Kapitel 1 stellt Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit dar. Auf die Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungsprozesse zwischen Projektilen und Festkörpern bzw. deren Oberflächen folgt eine kurze Einführung in die Berechnung des Energieverlusts. Dem schließt sich eine Beschreibung der Teilchenspura an. Den Abschluß bildet eine Auswahl verschiedener Modelle zur Beschreibung des nuklearen und elektronischen Zerstäubens. Die experimentellen Grundlagen sind in Kapitel 3 dargestellt. Nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus erfolgt eine Einführung in das zugrundeliegende Meßprinzip und die verwendeten Detektoren werden vorgestellt. Das Kernstück dieses Kapitels bildet die Entwicklung und Konstruktion des innovativen Spektrometers mit anschließender Beschreibung des modifizierten Datenaufnahmesystems. Kapitel 4 zeigt die Datenreduktion. Den Schwerpunkt bildet dabei die Transformation der gemessenen Orts- und Flugzeitverteilungen in die 3-dimensionalen Anfangsgeschwindigkeitsverteilungen der einzelnen Massen unter Anwendung der für dieses Experiment entwickelten neuartigen Spektrometereichung mit dem Strahlprofilmonitor. Die Präsentation und Diskussion der experimentellen Ergebnisse gliedert sich in Kapitel 5 nach den Emissionsgeschwindigkeiten der Sekundärionen. Über die reine Vermessung der Geschwindigkeitsverteilungen zum Verständnis der grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen hinaus eröffnen sich noch einige interessante Anwendungsmöglichkeiten, die sich zum einen auf die verwendete Methode zur Spektrometereichung und zum anderen auf die experimentellen Daten direkt beziehen. Dies ist in Kapitel 6 vorgestellt. Den Abschluß der Arbeit bildet Kapitel 7, in dem die wesentlichen

Ergebnisse der Arbeit mit einem Ausblick auf zukünftige Experimente noch einmal kurz zusammengefaßt werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2. Theoretische Grundlagen

Einleitung

Die Ziel der experimentellen Forschung ist die systematische Erfassung von Erscheinungen und Vorgängen in unserer Umwelt, um diese mit Hilfe von Zahlen und Einheiten quantitativ auszudrücken. Dabei liegt der Sinn nicht nur darin, das Beobachtete in geordneter Weise zusammenzufassen, sondern vor allem auch in der Möglichkeit, das physikalische Geschehen mit mathematischen Verknüpfungen in Gesetzen bzw. Theorien zu beschreiben und somit quantitativ vorauszusagen. Von zentralem Interesse in dieser Arbeit ist das Verständnis der dynamischen Wechselwirkungsmechanismen von atomaren Projektilen mit Festkörpern und deren Oberflächen durch die systematische geschwindigkeits- bzw. energie- und winkeldifferentielle Vermessung der in der Wechselwirkung entstehenden Sekundärionen (siehe dazu Kap. 2.1).

Dieses Kapitel beansprucht keine detaillierte theoretische Abhandlung zu sein, sondern einen einführenden Einstieg in die für diese Arbeit relevanten Grundlagen zu geben. Zu einer ausführlichen Behandlung der Thematik sei bereits an diesem Punkt auf die in den Kapiteln angegebenen Referenzen und auf die umfassenden Ausführungen in [WUEN99] und [NEUG01] hingewiesen.

Als Einstieg befindet sich in Kap. 2.1 ein Überblick der in der Projektil-Festkörper-Wechselwirkung möglichen Phänomene. Dem schließt sich in Kap. 2.2 die theoretische Beschreibung des Energieverlusts eines Projektils beim Durchdringen eines Festkörpers an. Wesentliche Phänomene dieser Wechselwirkung sind unter anderem die Bildung einer Projektilspur im Material des Festkörpers (Kap. 2.3) und die Emission sekundärer Teilchen aus dem Festkörpervolumen und von der Festkörperoberfläche, wozu eine große Anzahl von direkten und indirekten Produktionsmechanismen beitragen. Der Schwerpunkt der Auswertungen experimenteller Daten in Kap. 5.1 liegt in der Bestimmung der geschwindigkeitsdifferentiellen H^+ -Sekundärionenverteilung. Mit Ausnahme von wenigen theoretischen Ansätzen (z.B. [BITE92] [CAST98]) existiert kein einheitliches Modell zur vollständigen Beschreibung der H^+ -Emissionsdynamik [MOST00]. Daher beschränkt sich der Abschluß in Kap. 2.4 auf eine stichpunktartige phänomenologische Beschreibung der existierenden Modelle zur Sekundärteilchenemission durch eine kurze Darlegung der zugrundeliegenden Idee.

2.1 Projektil-Festkörper-Wechselwirkungen

Beim Durchgang eines energiereichen Projektils (keV/u bis MeV/u) kommt es innerhalb des Festkörpers zu einer Vielzahl von Prozessen. Diese Situation ist schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Durch elastische und inelastische (Anregung, Ionisation) atomare Stoßprozesse des Projektils mit den Atomen und Elektronen des Festkörpers wird es aus seiner

Projekttil	Target	Reaktionsprodukte
Energieverlust	Gitterfehlstellen	Atomare und molekulare (z.T. angeregte)
Rutherfordstreuung	Umkristallisation	- Sekundärionen
Vielfachstreuung	Zerstäubung	- Neutralteilchen
Energiestraggling	Spurbildung	Elektronen
Winkelstraggling	Kraterbildung	- Sekundärelektronen
Anregung	Ionisation	- Konvoi-Elektronen
Ladungsänderung	Elektronenemission	- δ -Elektronen
Implantation	Anregung von	- Auger-Elektronen
Channeling	- Targetatomen	- Plasmonenzerfall
Coulombexplosion	- Plasmonen	Photonen
usw.	- Phononen	- Licht
	usw.	- Bremsstrahlung
		- Channelingstrahlung
		- Charakteristische Röntgenstrahlung
		- Čerenkovstrahlung
		usw.

Tab. 2.1: Zusammenfassender Überblick der möglichen Wechselwirkungen zwischen energiereichen Projektile und Festkörpern nach [GROE88] [WUEN99].

Projektildurchgang (mit 1 MeV/u durch eine monoatomare Schicht)	$\sim 10^{-17}$ s
Emission der δ -Elektronen (binäre Stöße)	$\sim 10^{-17}$ s
Neutralisation der Spur (abhängig von der elektrischen Leitfähigkeit)	$\sim 10^{-17}$ s - 10^{-12} s
Coulombexplosion in der Spur (Separation ca. 2 Gitterlängen)	$\sim 10^{-13}$ s - 10^{-12} s
Emission von Auger-Elektronen	$\sim 10^{-15}$ s - 10^{-14} s
Vollständiges Abbremsen der δ -Elektronen unter Auslösung niederenergetischer Elektronen	$\sim 10^{-13}$ s - 10^{-12} s
Emission der (schnellen) H^+ -Sekundärionen	$\sim 10^{-14}$ s - 10^{-13} s
Emission der „anderen“ sekundären Atome und Ionen	$\sim 10^{-12}$ s - 10^{-10} s
Dielektrische Relaxation	$\sim 10^{-11}$ s
Elektron-Loch-Rekombination in Isolatoren	$\sim 10^{-11}$ s
Strahlender Zerfall angeregter Zustände	$\sim 10^{-9}$ s
Chemische und biologische Reaktionen	$> 10^{-9}$ s

Tab. 2.2: Zusammenfassende Zeitskala der durch ein energiereiches Projektil im Festkörper induzierten Prozesse nach verschiedenen Publikationen [RITC82] [GROE88] [MOSH91] [SCHI92] [WIEN95a] [WIEN95b] [BETZ94] [WUEN99].

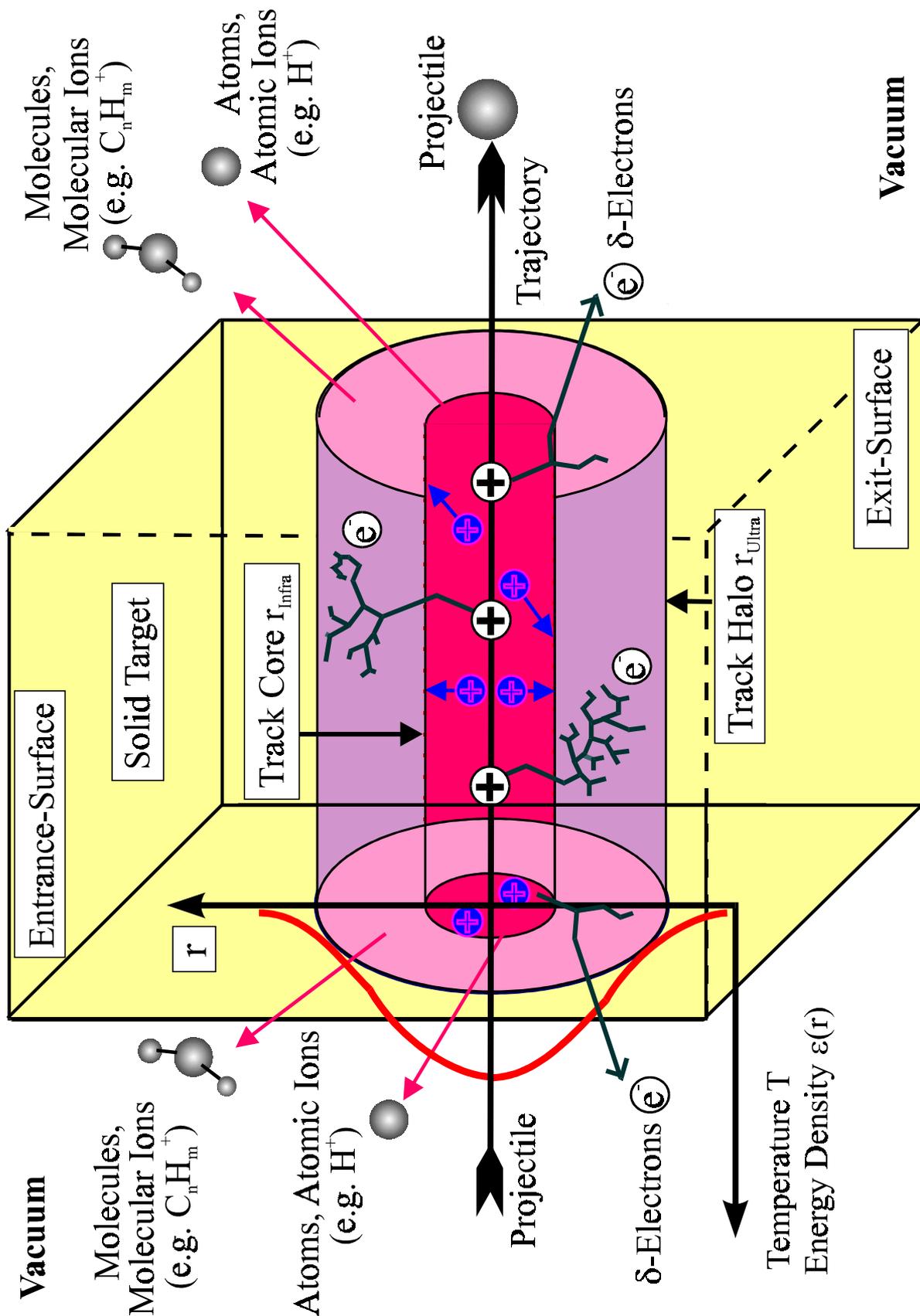


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Durchgangs eines Projektils durch einen Festkörper mit der resultierenden Entstehung der Projektilspur (bestehend aus Spurrkern und Spurrhalo) und der Emission von Sekundärteilchen (Elektronen, Photonen, geladene oder neutrale Atome, Moleküle und Cluster) nach [NEUG99].

ursprünglichen Richtung abgelenkt (in Abb. 2.1 vernachlässigt) und quasikontinuierlich abgebremst (siehe dazu Kap. 2.2). Das Projektil geht dabei nach den ersten Monolagen des Festkörpers von seinem Eingangsladungszustand in einen dynamischen mittleren Gleichgewichtsladungszustand über (siehe dazu z.B. [NEUG01]). Die durch das Abbremsen entlang der Projektiltrajektorie im Festkörper deponierte kinetische Energie des Projektils führt zur Verschiebung von Festkörperatomen aus ihrem Gleichgewichtszustand und zur Bildung der sogenannten Projektilspur (siehe dazu Kap. 2.3), bestehend aus dem positiv geladenen Spurkern und dem negativ geladenen Spurhalo. Die Größe des Spurkerns ist dabei definiert durch den maximalen Abstand, in dem das Projektil noch direkt Energie auf die Elektronen des Festkörpers transferieren kann. Außerhalb des Spurkerns findet kein direkter Energietransfer vom Projektil auf die Elektronen des Targets statt. Die im inneren Bereich des Spurkerns in binären Kollisionen des Projektils mit den Elektronen des Festkörpers entstehenden hochenergetischen δ -Elektronen transportieren einen Teil der vom Projektil deponierten Energie in den hohlzylindrischen Bereich des Spurhalos um die Projektiltrajektorie im Targetmaterial. Dort geben sie durch Ionisation weiterer Targetatome in Kaskadenprozessen ihre Energie an die Elektronen des Festkörpers ab. Die Dichte der deponierten Projektilenergie nimmt dabei radial vom Spurzentrums ab.

Neben dem Prozeß der Spurbildung führt die Energiedeposition durch das Projektil im Festkörper unter anderem auch zur Emission von Sekundärteilchen (Elektronen, Photonen, geladene oder neutrale Atome, Moleküle und Cluster). Diese tragen Informationen über die zugrundeliegenden Wechselwirkungen. Für die emittierten Sekundärionen wurde dazu in [WUEN99] der Begriff der „Boten“ eingeführt. Deren Untersuchung erlaubt Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Mechanismen. Mögliche Parameter bilden dabei die Untersuchung von Ausbeute, Energie- und Winkelverteilung der Sekundärteilchen in Abhängigkeit von Projektil- (Masse, Energie, Ladungszustand, Einfallswinkel) und Targeteigenschaften (Masse, Dichte, Leitfähigkeit, Struktur) (siehe dazu Kap. 3.1). Gegenüber der „traditionellen“ Vermessung von Ausbeuten (z.B. in [WUEN99] [NEUG01]), definiert als die Anzahl der pro einfallendes Projektil emittierten Sekundärteilchen, bietet die geschwindigkeits- bzw. energie- und winkeldifferentielle Analyse der emittierten Sekundärionen einen Zugang zum detaillierteren Verständnis der zugrundeliegenden Wechselwirkungsmechanismen. Ein zusammenfassender Überblick der in der Wechselwirkung möglichen Prozesse und deren zeitlicher Verlauf befindet sich in Tab. 2.1 bzw. 2.2.

2.2 Der Energieverlust dE/dx

Ein energiereiches Projektil (z.B. Atom, Molekül oder Cluster) wird durch quasikontinuierliche Stoßprozesse mit Atomen und Elektronen beim Durchlaufen eines (amorphen) Festkörpers abgebremst und verliert einen Teil seiner kinetischen Energie. Die entlang der Strecke Δx verlorene Energie ΔE wird in dem Festkörper deponiert und ist abhängig von Projektil- (Masse, Kernladung, Geschwindigkeit) und Targeteigenschaften (Masse, Dichte). Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit dE/dx wird dabei definiert als [CHU78] [SPOH90]:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x} \equiv \frac{dE}{dx}(E) \left[\frac{\text{eV}}{\text{\AA}} \right] \quad (2.1)$$

Der Wirkungsquerschnitt des Bremsvermögens $S(E)$ (engl.: stopping cross section) ist mit der Atomdichte N_T des Targets definiert als:

$$S(E) \equiv \left(\frac{dE}{dx} \right) / N_T \left[\frac{\text{eV cm}^2}{\text{Atome}} \right] \quad (2.2)$$

Der gesamte (totale) Energieverlust setzt sich dabei aus zwei Anteilen, dem nuklearen dE/dx_n und dem elektronischen Energieverlust dE/dx_e zusammen. Eine grobe Abschätzung liefert dabei die Bohrsche Geschwindigkeit $v_B \cong 2.18 \cdot 10^6$ m/s (Umlaufgeschwindigkeit des Elektrons im Wasserstoff, entspricht einer spezifischen Projektilenergie von etwa 25 keV/u): Ist die Projektilgeschwindigkeit $v_p < v_B$ überwiegen elastische Stoßprozesse zwischen dem Projektil und den Targetatomen (nuklearer Energieverlust dE/dx_n), während bei Geschwindigkeiten $v_p > v_B$ inelastische Stoßprozesse zwischen dem Projektil und den Targetelektronen überwiegen (elektronischer Energieverlust dE/dx_e):

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_n + \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \Leftrightarrow S(E)_{\text{total}} = S(E)_n + S(E)_e \quad (2.3)$$

Der prinzipielle Verlauf des Energieverlusts ist dazu beispielhaft in Abb. 2.2. für das in dieser Arbeit verwendete N-Projektil beim Durchgang durch ein LiF-Target (Lithiumfluorid) als Funktion der spezifischen Projektilenergie E_p/m_p dargestellt. Zu kleinen Projektilgeschwindigkeiten dominiert der nukleare Energieverlust mit einem Maximum bei etwa 0.2 keV/u, zu großen Geschwindigkeiten der elektronische Energieverlust mit einem Maximum bei etwa 0.5 MeV/u (sogenannter Bragg-Peak). Über das Maximum hinaus nimmt zu höheren Energien im sogenannten Bethe-Bloch-Bereich (bezeichnet nach der sie beschreibenden Bethe-Bloch-Theorie) der Energieverlust mit $1/E_p$ und zu kleinen Energien, im sogenannten LLS-Bereich (bezeichnet nach der sie beschreibenden Lindhard-Scharff-Schiøtt Theorie), mit $E_p^{1/2}$ ab. Es sei ergänzend bemerkt, daß der beschriebene Energieverlust dE/dx nur den mittleren Energieverlust eines Projektilions beim Durchgang eines Festkörpers beschreibt. Da dieser jedoch statistischen Schwankungen unterliegt, nimmt die Energiebreite eines monoenergetischen Ionenstrahls beim Durchgang durch Materie zu (siehe dazu z.B. [CHU78] [SPOH90]). Für weitere Details der theoretischen Beschreibung des nuklearen und des elektronischen Energieverlusts sei neben den bereits erwähnten Referenzen noch auf [BOHR48] [LIND61] [LIND63] [BETH30] [BETH32] [BLOC33a] [BLOCH33b] hingewiesen.

Für Festkörper, die sich aus mehreren Elementen (hier A und B) aufbauen, setzt sich der gesamte Energieverlust des Projektils gewichtet nach den relativen Anteilen (hier n und m) als

Summe der einzelnen Elementen zusammen und wird als Braggsche Regel bezeichnet [CHU78] [SPOH90]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{A_m B_n} = m \left(\frac{dE}{dx}\right)_A + n \left(\frac{dE}{dx}\right)_B \quad (2.4)$$

Die praktische Berechnung des nuklearen und des elektronischen Energieverlusts ermöglicht der von Ziegler, Biersack, und Littmark entwickelte Algorithmus TRIM (TRansport of Ions in Matter) mittels einer Monte-Carlo-Simulation. Dieser ist Bestandteil des Computercodes SRIM2000 [SRIM00]. Es handelt sich dabei um eine semiempirische Berechnung, basierend auf experimentell ermittelten absoluten Energieverlustwerten von Wasserstoffprojektile in allen Elementen. Ein an die experimentellen Daten angepaßte Modellfunktion kann über entsprechende Formalismen zur Berechnung des Energieverlusts einer Vielzahl Projektile-Target-Kombinationen angewendet werden.

Eine direkte Anwendung des Energieverlusts ist die Bestimmung der Reichweite von Ionenstrahlen in Materie [SPOH90]. Besitzt das Projektil zu wenig kinetische Energie oder der Festkörper zu viele Atomlagen wird es im Festkörper abgestoppt. Daher läßt sich die Reichweite durch

$$R = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (2.5)$$

berechnen. Da vor allen Dingen bei niedrigen Projektilenergien zwischen dem Projektil und dem Target größere Streuwinkel auftreten, muß zwischen der projizierten Reichweite und der Reichweite der tatsächlichen Bahn entlang des Projektils unterschieden werden. Die Reichweite der Ionen in Festkörpern ist in dieser Arbeit deshalb bedeutsam, da durch die Variation des Projektil-Target-Winkels θ_p eine Vergrößerung von θ_p automatisch zu einer Vergrößerung der effektiven Targetdicke mit $d_{\text{eff}} = d/\cos\theta_p$ führt (siehe dazu Kap. 3.6). In Abb. 2.3 ist dazu beispielhaft die projizierte Reichweite eines Ar-Projektils in Aluminium dargestellt. Aluminium wurde im Rahmen dieser Experimente häufig als (freitragendes) Trägersubstrat für die LiF-Targets verwendet (siehe Kap 3.3).

	E_p/m_p [keV/u]	dE/dx_e [eV/Å]	dE/dx_n [eV/Å]
N → LiF	14	51.65	4.72
	50	101.60	1.89
	85	136.90	1.25
	160	176.10	0.75
Ar → LiF	14	83.62	24.88
	25	119.00	17.36
	50	201.80	10.66
He → LiF	50	30.05	0.18
Ar → Al	25	114.30	17.51
Ar → Au	25	165.80	49.52

Tab. 2.3: In dieser Arbeit verwendete Energieverlustwerte berechnet nach TRIM [SRIM00].

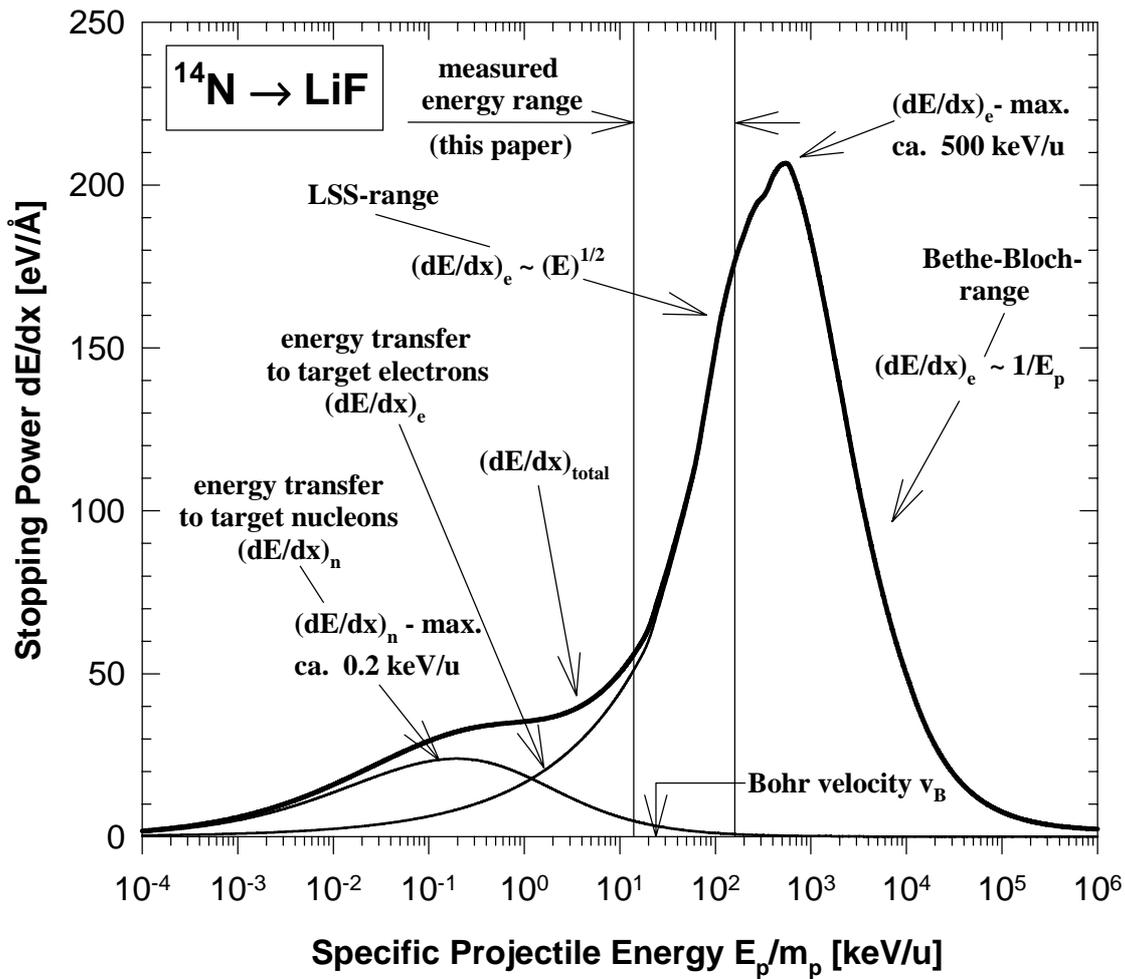


Abb. 2.2: Darstellung des nuklearen, des elektronischen und des totalen Energieverlusts dE/dx eines N-Projektiles in einem LiF-Target als Funktion der spezifischen Projektilenergie E_p/m_p berechnet nach TRIM [SRIM00].

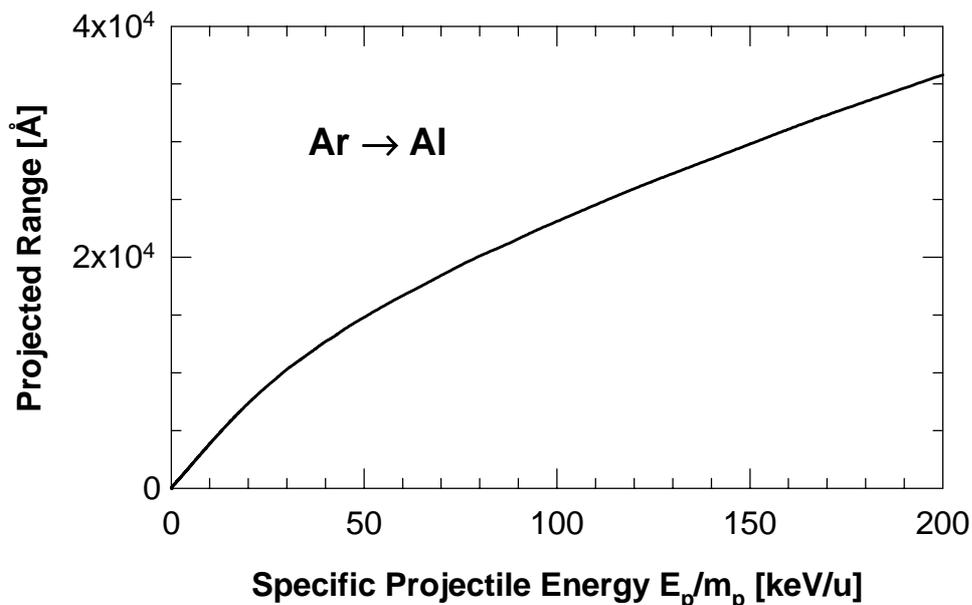


Abb. 2.3: Darstellung der projizierten Reichweite eines Ar-Projektiles in Aluminium (Trägersubstrat für die LiF-Targets, siehe dazu Kap. 3.3) in Abhängigkeit von der spezifischen Projektilgeschwindigkeit E_p/m_p , berechnet nach TRIM [SRIM00].

2.3 Teilchenspuren im Festkörper

Innerhalb des Festkörpers kommt es beim Beschuß mit energiereichen Projektilen zu einer Vielzahl von Prozessen: der Anregung von Schwingungen des Elektronenplasmas (Plasmonen), der Erzeugung von Elektron-Lochpaaren (Exzitonen), der Anregung von Gitterschwingungen der Atomrümpfe (Phononen) und deren Verschiebung aus ihrem Gleichgewichtszustand, dem Aufbrechen chemischer Bindungen, der Zerstörung geordneter Strukturen (Kristallgitter) und der Bildung von Defekten oder Radikalen. Nach [GROE80a] [BETZ94] führt dabei etwa ein Drittel der vom Projektil im Festkörper deponierten Energie zur Anregung und Ionisation der Targetatome und etwa zwei Drittel gehen in die kinetische Energie der sekundären Elektronen, die ihrerseits die übertragene Energie von der Projektilspur weg in das Volumen des Festkörpers transportieren und weitere (tertiäre) Elektronen und Anregungen auslösen. Bei einer hohen Energiedeposition des Projektils im Festkörper werden im Bereich der Projektilspur dabei alle Atome hoch ionisiert. Durch die fehlenden Bindungselektronen im Bereich der Projektiltrajektorie geraten die verbleibenden positiven Ionenrümpfe durch die elektrostatische Abstoßung voneinander in Bewegung und lösen dadurch atomare Kollisionskaskaden mit dem Resultat eines für Teilchenspuren charakteristischen plasmaähnlichen Zustands aus. Dies führt zu einer Schädigung des Festkörpers. Der Grad der Schädigung hängt dabei von der Menge der deponierten Energie ab. Der zylindersymmetrische Schädigungsbereich entlang der Projektiltrajektorie wird als "latente Teilchenspur" [FLEI75] [SPOH90] bezeichnet und definiert sich über zwei charakteristische Bereiche: den positiv geladenen Spurkern (Infra-Track) und den negativ geladenen Spurhalo (Ultra-Track) [SPOH90] [SUND93] (siehe dazu Abb. 2.1). Kurzfristig können dabei elektrische Felder zwischen Spurkern und -halo mit bis zu 10^8V/cm entstehen [RITC82].

Der Radius des Spurkerns ist über das Bohrsche adiabatische Kriterium [BOHR48] definiert. Außerhalb dieses Bereichs findet kein direkter Energietransfer auf die Elektronen des Targets durch das Projektil statt und für den Radius des Spurkerns gilt nach [SUND93]:

$$r_{\text{infra}} \approx 6.7 \sqrt{\frac{E_p}{m_p}} [\text{\AA}] \quad (2.6)$$

Mit der Projektilenergie E_p [MeV] und der Projektilmasse m_p [u] ist der Radius des Spurkerns somit nur von der Geschwindigkeit des Projektils abhängig. Außerhalb des Spurkerns findet kein direkter Energietransfer vom Projektil auf die Elektronen des Targets statt. In dem inneren Bereich der Spur entstehen jedoch in binären Kollisionen des Projektils mit den Elektronen des Festkörpers die hochenergetischen δ -Elektronen. Diese werden im wesentlichen senkrecht zu der Richtung des einfallenden Projektils emittiert und transportieren einen Teil der vom Projektil deponierten Energie in einen hohlzylindrischen Bereich um die Projektiltrajektorie im Targetmaterial und geben durch Ionisation weiterer Targetatome in Kaskadenprozessen ihre Energie an die Elektronen des Festkörpers ab. Die Ausdehnung des Spurhalos ist durch die maximale projizierte Reichweite der δ -Elektronen gegeben. Der Radius des Spurhalos ist nach [SUND93]:

$$r_{\text{ultra}} \approx \frac{830}{\rho} \left(\frac{E_p}{m_p} \right) [\text{\AA}] \quad (2.7)$$

Mit der Projektilenergie E_p [MeV], der Projektilmasse m_p [u] und der Dichte ρ [g/cm³] des Festkörpermateriale ist der Radius des Spurhalos somit proportional zum Quadrat der Projektilgeschwindigkeit. Die Dichte der deponierten Projektilenergie nimmt dabei radial vom Spurzentrums mit $1/r^2$ ab.

Zur Ausbildung einer Kollisionskaskade und der damit verbundenen Entstehung einer Teilchenspur im Festkörper ist neben der durch das Projektil im Festkörper deponierten Energie vor allen Dingen die Beweglichkeit der Elektronen des Festkörpers entscheidend. Da die Modelle (Coulombexplosions-Modell [FLEI75] und Thermal-Spike-Modell [SPOH90]), die zur Beschreibung der Entstehung von Teilchenspuren beim Durchgang von Projektilen durch Materie verwendet werden, ebenfalls ihre Anwendung zur Beschreibung des Emissionsprozesses von Sekundärteilchen finden, sei hier auf das folgende Kap. 2.4 verwiesen.

Teilchenspuren lassen sich mit Hilfe der Elektronen- oder der Rasterkraft-Mikroskopie (z.B. [SPOH90] [PAPA99] [FARE01]) untersuchen. Da die Spur aber auch Quelle emittierter Sekundärteilchen ist (siehe dazu Kap. 2.4), kann über deren Vermessung auch die Spur indirekt untersucht werden. Die emittierten Sekundärteilchen bieten in diesem Zusammenhang gegenüber der erwähnten Mikroskopie, die erst nach dem eigentlichen Projektildurchgang stattfindet, den Vorteil einer „in-situ“-Analyse der Spurbildungsmechanismen [PAPA94] [WUEN99]. So kann z.B. die Temperatur in der Spur etwa 10^{-15} s nach dem Durchgang des Projektils über die Linienverbreiterung der Auger-Elektronen auf etwa 60000 K bestimmt werden [SCHI99]. Über die Vermessung des Geschwindigkeitsprofils der H^+ -Sekundärionen, die ca. 10^{-14} bis 10^{-13} s nach dem eigentlichen Durchgang des Projektils emittiert werden, und der vereinfachten Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichts kann über eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung die Temperatur auf 8700 K bestimmt werden [GROE95]. In Verbindung mit dem zuvor genannten Wert läßt sich so der Relaxations- bzw. Abkühlungsprozeß des Spurbereichs im Festkörper zeitlich nachzeichnen.

2.4 Sekundärteilchenemission

Die Energiedeposition der energiereichen Projektile im Festkörper führt neben der Teilchenspurbildung im Festkörper auch zur Emission von Sekundärteilchen (Elektronen, Photonen, geladene oder neutrale Atome, Moleküle und Cluster) aus dem Targetvolumen und von der Targetoberfläche. Elektronen und Photonen werden im weiteren hier nicht behandelt (siehe dazu z.B. [WUEN99]). Die Targetmoleküle werden dabei als fragmentierte oder intakte Ionen oder Neutralteilchen emittiert. Der Anteil der emittierten Sekundärionen, überwiegend mit dem Ladungszustand $q = \pm 1$, an der Gesamtzahl der sekundären atomaren bzw. molekularen Teilchen schwankt je nach Element um etwa 6 Größenordnungen und beträgt

selbst im besten Fall nur einige Prozent (z.B. für Aluminium und Magnesium) [DÜST99]. Grund dafür ist die Tatsache, daß neben der Energie zur Emission eines Atoms oder Moleküls noch zusätzlich dessen Ionisationsenergie aufgebracht werden muß. So beträgt z.B. für ein $C_2H_y^+$ -Sekundärion die Bindungsenergie etwa 0.028 eV, dagegen die Ionisierungsenergie 8.9 eV [NEUG01]. Eine übersichtliche und einführende Darstellung der experimentellen und theoretischen Grundlagen der Sekundärteilchenemission befindet sich als Zusammenfassung von Beiträgen verschiedener Autoren in [SIGM93].

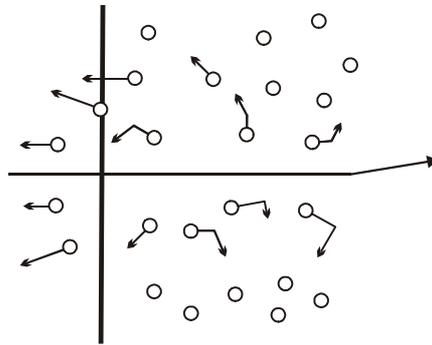
Der physikalische Prozeß, der zur projektilinduzierten Emission von Sekundärteilchen führt, wird dabei auch als (Oberflächen-) Zerstäubung (engl.: sputtering) bezeichnet. Er ist durch eine Vielzahl von Mechanismen induzierbar, die auch simultan ablaufen können. Die Zerstäubung läßt sich dabei in vier Arten einteilen (siehe dazu Abb. 2.4): A.) die strahlinduzierte Verdampfung, B.) die nukleare Zerstäubung (Knock-on), C.) die elektronische Zerstäubung und D.) die Desorption dünner Schichten [SCHO88].

Von zentralem Interesse sind hier die Mechanismen B.) bis D.), da diese das Resultat eines einzelnen Projektils sind. Dagegen ist die Emission bzw. die Verdampfung von Sekundärteilchen im Fall A.) das Ergebnis einer Aufheizung des Targetmaterials durch eine Summation einzelner Projektils und soll hier im weiteren nicht behandelt werden. Die Unterscheidung dieser Prozesse, die zur Emission von Sekundärteilchen führen, erfolgt im wesentlichen durch die zugrundeliegenden Wechselwirkungsmechanismen von Projektil und Targetatomen und der damit verbundenen Energiedeposition des Projektils im Festkörper. Im Fall von Projektilenergien im keV-Bereich ($v_p < v_B$) ist die Emission von Sekundärteilchen die Antwort einer direkten (elastischen) atomaren Kollision zwischen Projektil und Targetatomen und wird daher als „nukleare Zerstäubung“ (Knock-On) bezeichnet. Dagegen erfolgt für Projektilenergien im MeV/u-Bereich ($v_p > v_B$) die Wechselwirkung des Projektils im wesentlichen mit den Elektronen des Targets. Daher spricht man hier von der „elektronischen Zerstäubung“, „PDMS“ (Plasma Desorption Mass Spectrometry [MACF74]) oder auch nur „Desorption“. In diesem Fall wird die Emission von Sekundärteilchen indirekt durch die Relaxation bzw. das Abklingen der elektronisch deponierten Energie in Bewegung gesetzt. Diese Konversion geschieht dabei durch repulsive elektronische Zustände (wie z.B. im Fall einer Coulomb-Explosion), molekulare Expansion nach einer Vibrationsanregung und durch die Freisetzung chemischer Energie. Desorption ist das Abtragen von Mono- oder Multischichten, die auf verschiedenen Substraten bzw. Festkörperoberflächen deponiert werden. Es besteht dabei eine enge Beziehung zwischen elektronisch induzierter Desorption und elektronischer Zerstäubung. Für Projektilenergien im Bereich von keV/u besteht ein Zusammenwirken von nuklearem und elektronischem Beitrag.

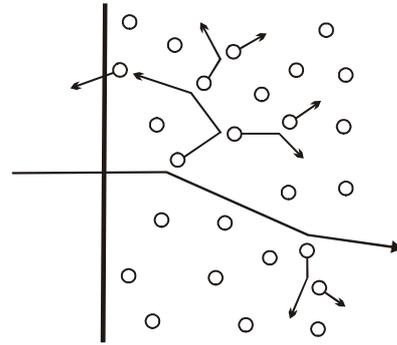
Die folgenden Kapitel geben eine phänomenologische Darstellung der existierenden Modelle. Die Emission von Sekundärteilchen ist dabei das Resultat einer großen Anzahl von Prozessen. Dabei kann unabhängig von dem zugrundeliegenden Mechanismus die theoretische Modellierung der Zerstäubung grob in drei getrennte physikalische Prozesse unterteilt werden [JOHN93] [REIM93] [SIGM93]: Das Abbremsen und die Energiedeposition des Projektils im Festkörper, z.B. durch einen direkten Impulstransfer auf ein Targetatom oder durch den Impuls eines einer elektronischen Anregung folgenden nicht strahlenden Zerfallsprozesses. Der Transport dieser lokal deponierten Energie durch Kaskadenprozesse innerhalb des

Festkörpers an die Oberfläche und die abschließende Emission des Teilchens von der Oberfläche ist durch die Bindung des Atoms oder Moleküls festgelegt.

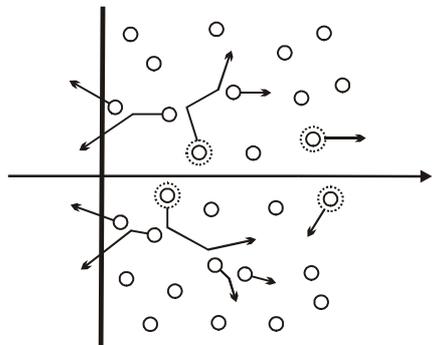
A) Beam Induced Evaporation



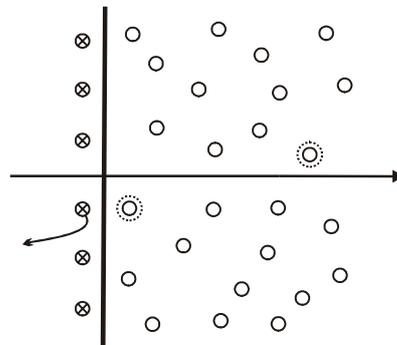
B) Knock-On Sputtering



C) Electronic Sputtering



D) Desorption



Vacuum Surface Solid

- Target Particle
- Moving Target Particle
- ⊙ Electronically Excited Particle

Vacuum Surface Solid

- ⊗ Adsorbed Particle

Abb. 2.4: Schematische Darstellung physikalischer Prozesse nach [SCH088], die zur projektilinduzierten Emission von Sekundärteilchen (Zerstäubung) führen und auch simultan ablaufen können: **A)** strahlinduzierte Verdampfung, **B)** nukleare Zerstäubung (Knock-on), **C)** elektronische Zerstäubung und **D)** Desorption dünner Schichten.

2.4.1 Die nukleare Zerstäubung

Das charakteristische Merkmal der nuklearen Zerstäubung ist die direkte elastische Wechselwirkung des Projektils mit den Atomen und Molekülen des Festkörpers. Die kinetische Energie der Primärteilchen wird über atomare Stöße an Targetatome übertragen. Ist die auf das Atom übertragene Energie größer als dessen Bindungsenergie, so kann es aus dem Festkörper emittiert werden. Ist die übertragene Energie genügend hoch, so kann das gestoßene Atom auch mit anderen Atomen kollidieren, die ihrerseits Stoßprozesse ausführen. Es kann sich somit pro Primärteilchen eine Kollisionskaskade ausbilden, die den Impuls bzw.

die deponierte Energie an die Festkörperoberfläche transportiert. Zentraler Parameter ist dabei die Dichte der Kollisionenkaskaden. Daher erfolgt eine Klassifizierung der nuklearen Zerstäubung in einen Einzelstoß (Single Knock-on), eine lineare Kollisionenkaskade und einen Kollisionsspike (siehe dazu Abb. 2.5) [SCHO88] [BETZ94] [WIEN95a].

Der Bereich des Einzelstoßes ist durch die Erzeugung weniger Rückstoßatome charakterisiert, wie z.B. im Fall kleiner Projektilenergien und/oder leichter Ionen (H, D und He mit wenigen keV). Ein Rückstoßatom erhält nicht genügend Energie, um weitere Stöße oder sogar eine Kollisionenkaskade auszulösen. Lineare Kollisionenkaskaden haben die Eigenschaft, daß die gestoßenen Targetatome vor dem Stoß jeweils in Ruhe sind. Die Bewegungsenergie verteilt sich so auf viele Atome und wird somit in ein bestimmtes Volumen transportiert. Zu den linearen Kollisionenkaskaden existiert ein in sich geschlossenes Modell [SIGM69] [SIGM81], welches sich in die schon erwähnten drei Schritte unterteilen läßt: Die Erzeugung der Rückstoßatome durch das Primärteilchen ($E_p > 1$ keV), die Bewegung und Abbremsung der Rückstoßatome und der Durchgang dieser Atome durch die Oberflächenbarriere. Es wurde für amorphe Targets durch Lösen der Boltzmann-Transport-Gleichung unter Verwendung von geeigneten Wirkungsquerschnitten für elastische Kollisionen entwickelt und ist in der Lage, die Zerstäubung von Metallen und Halbleitern für keV-Projektilenergien gut zu beschreiben [BETZ94]. Die Theorie der linearen Kollisionenkaskaden kann für nicht zu schwere Projektile und Projektilenergien von 1 bis (mehrere) 100 keV angewendet werden.

A) Single Knock-On B) Linear Collision Cascade C) Elastic Spike

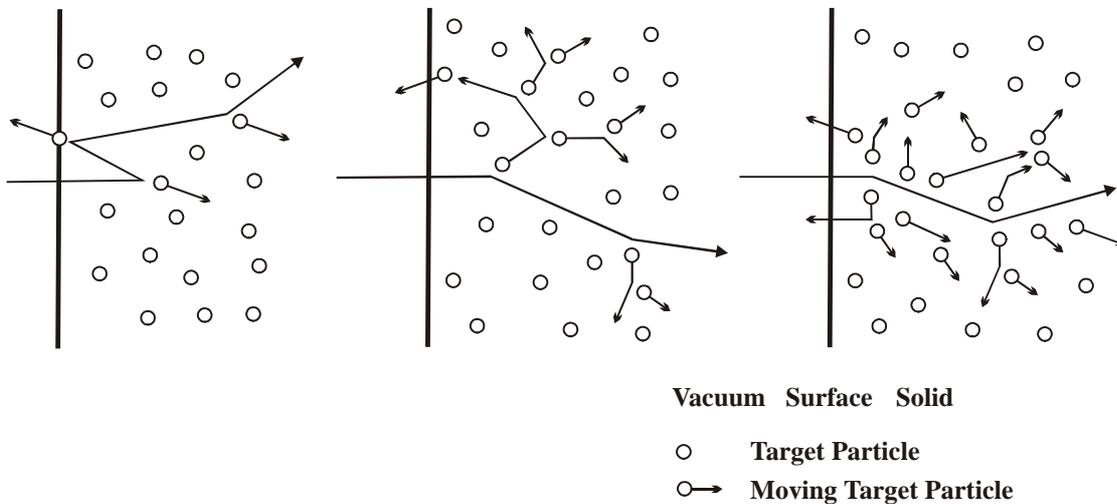


Abb 2.5: Unterscheidung des nuklearen Zerstäubens in drei Bereiche nach [SIGM81] [SCHO88] [BETZ94]: (A) Der Einzelstoß: Rückstoßatome von der Projektil-Target-Kollision erhalten ausreichend Energie um emittiert zu werden, aber nicht genug Atome sind in Bewegung gesetzt worden, um eine Kollisionenkaskade auszulösen. (B) Die lineare Kollisionenkaskade: Rückstoßatome von der Projektil-Target-Kollision erhalten ausreichend Energie, um eine Kollisionenkaskade der Rückstoßionen auszulösen. Die Dichte der in Bewegung geratenen Atome ist ausreichend klein, so daß Stöße zwischen bewegten Atomen vernachlässigt werden können. (C) Der Kollisionsspike: Die Dichte der Atome in der Kollisionenkaskade ist so hoch, so daß der Großteil der Atome innerhalb eines bestimmten Volumens in Bewegung ist.

Die Theorie der linearen Stoßkaskaden ist nicht mehr anwendbar, sobald die Energie des Primärteilchens so klein wird ($E_p < 1$ keV), daß sich keine Stoßkaskaden mehr ausbilden können, (wie z.B. im Fall des Einzelstoßes) oder wenn die Dichte der bewegten Atome so groß wird (z.B. für schwere Projektile mit $E_p > 100$ keV), daß die Rückstoßatome schon auf in Bewegung befindliche Atome treffen und es somit zu einem Überlapp der Gebiete einzelner Kollisionskaskaden kommt („Elastischer Spike“). Im idealisierten Grenzfall erfolgt ein Energieaustausch wie in einem Gas mit der Entstehung eines temporären lokalen thermischen Gleichgewichtes, welches sich thermodynamisch beschreiben läßt (siehe dazu Kap. 2.4.2).

Eine mögliche Stoßsequenz für einen Einzelstoß ist in Abb. 2.5A dargestellt. Das Projektil erfährt eine Mehrfachstreuung und verursacht die Emission eines Oberflächenatoms in einer binären Kollision. Weitere mögliche Stoßsequenzen sind in [BETZ94] zu finden. Die in Abb. 2.6 dargestellte Sequenz ist in dieser Arbeit von Bedeutung (siehe dazu Kap. 5.1). Das primäre Rückstoßatom wird in der ersten Kollision an der Oberfläche des Festkörpers direkt emittiert: Im Laborsystem trifft ein Projektil der Masse m_p mit der Energie E_p (bzw. Geschwindigkeit v_p) auf ein in Ruhe befindliches Atom der Masse m_r und streut elastisch mit der Energie E'_p (bzw. Geschwindigkeit v'_p) in den Winkel ϕ . Das Rückstoßteilchen wird dabei mit der Energie E_r (bzw. Geschwindigkeit v_r) in den Winkel ϕ_r gestreut. Der elastische 2-Körper-Stoß kann mit Impuls- und Energieerhaltung (unter Vernachlässigung der Bindungsenergie) vollständig beschrieben werden. Die in dem Stoß übertragbare Energie ist gegeben durch den kinematischen Faktor K [CHU78] [BARB90]:

$$E_r = K E_p \text{ mit } K = \frac{4 m_p m_r \cos^2 \phi_r}{(m_p + m_r)^2} \quad (2.8)$$

Für Coulombstreuung kann der zugehörige Wirkungsquerschnitt des Rückstoßteilchens (im Laborsystem) nach Rutherford folgendermaßen modelliert werden [BARB90] [MARI68]:

$$\sigma_r(E_p, \phi_r) = \frac{[Z_p Z_r e^2 (m_p + m_r)]^2}{[2m_r E_p]^2 \cos^3 \phi_r} \quad (2.9)$$

Für die Fälle, in denen der Wirkungsquerschnitt nicht durch Rutherford beschrieben werden kann, ist die einfachste Lösung, den Wirkungsquerschnitt mit einem Skalierungsfaktor f zu multiplizieren, um den wahren Wirkungsquerschnitt zu simulieren, d.h. $\sigma = f \sigma_r$.

Bei ausreichend hohen Projektilenergien und kleinen Stoßparametern liegt eine Streuung zwischen nackten Atomkernen (Potential von Punktladungen) und somit eine Rutherford-Streuung vor. Abweichungen von der Rutherford-Streuung resultieren zum einen von dem Überschreiten der Coulombbarriere (häufig für kleines Z und hohes E_p) oder von Abschirmeffekten (hohes Z und kleines E_p). Dieses beschreibt dabei eine Streuung zwischen stark abgeschirmten Kernladungen und somit eine Streuung zwischen harten ausgedehnten Kugeln. Im Zwischenbereich muß ein abgeschirmtes Potential verwendet werden. (siehe dazu auch [BETZ94]).

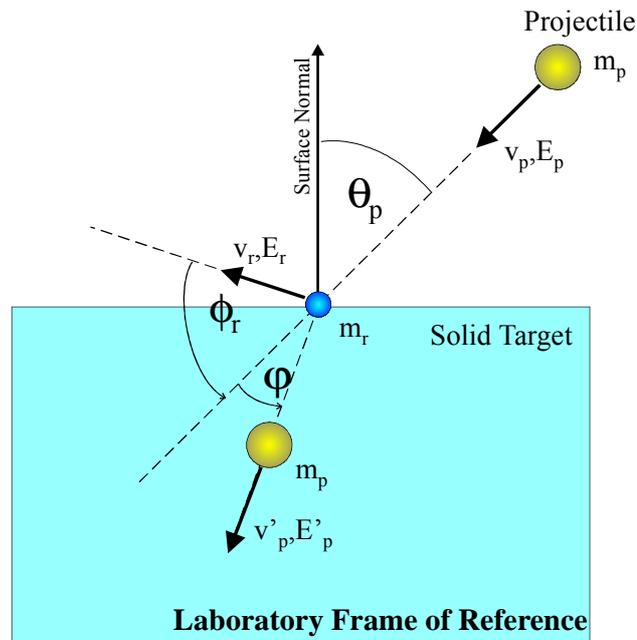


Abb. 2.6: Schematische Darstellung (im Laborsystem) der elastischen Kollision eines Projektils der Masse m_p , Geschwindigkeit v_p und der Energie E_p und eines auf der Festkörperoberfläche in Ruhe befindlichen Targetatoms der Masse m_r . Nach der Kollision besitzen Projektil und Target jeweils v'_p, E'_p bzw. v_r, E_r . Der Streuwinkel ϕ und der Rückstoßwinkel ϕ_r sind positiv definiert.

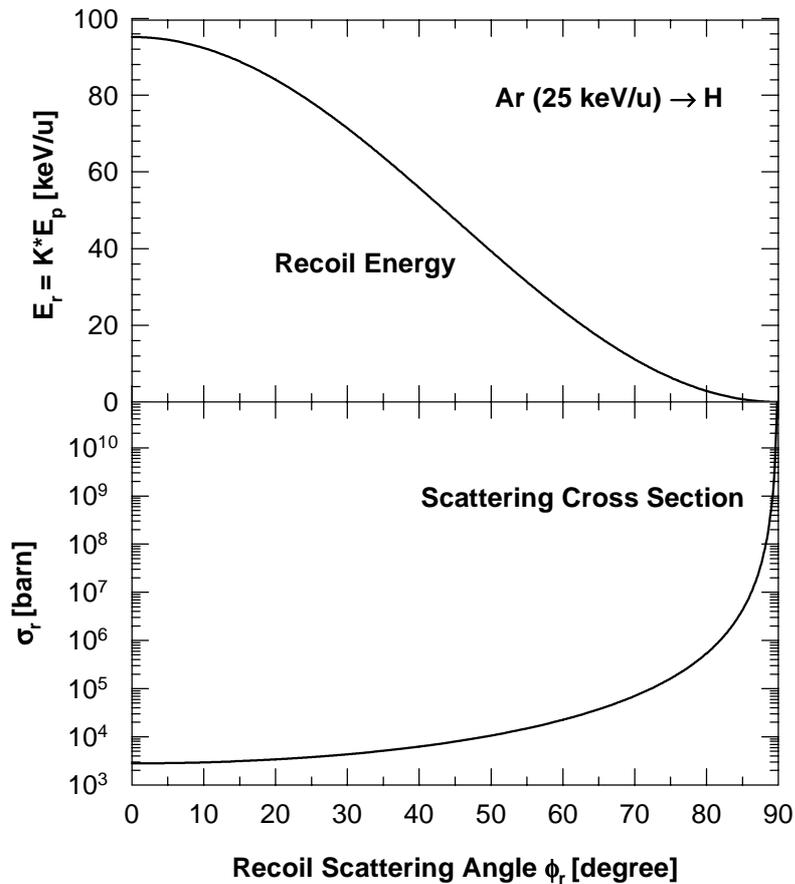


Abb. 2.7: Spezifische (Streu-) Energie E_r und Streuquerschnitt σ_r eines H-Rückstoßteilchens als Funktion des Streuwinkels ϕ_r unter Beschuß mit Ar (25 keV/u).

2.4.2 Die elektronische Zerstäubung und Desorption

Bei Projektilenergien $E_p > 25 \text{ keV/u}$ ($\rightarrow v_p > v_B$) dominiert der elektronische Energieverlust die Projektil-Festkörper-Wechselwirkung. Die Emission von Sekundärteilchen wird dabei indirekt durch repulsive elektronische Zustände (wie z.B. im Fall einer Coulomb-Explosion), molekulare Expansion nach einer Vibrationsanregung und durch Freisetzung chemischer Energie in Bewegung gesetzt.

Allen Modellen ist die Bildung einer Teilchenspur gemeinsam (siehe Kap. 2.3). Mit wenigen Ausnahmen machen die meisten Modelle dabei nur Aussagen über die Emission von neutralen Sekundärteilchen. Eine Ausnahme bildet z.B. das **Coulombexplosionsmodell** [FLEI75] (siehe dazu Abb. 2.8). Dieses steht in engem Zusammenhang mit der Entstehung der Teilchenspur im Festkörper. Die Atome des Festkörpers werden entlang der Projektiltrajektorie im Festkörper teilweise hoch ionisiert (Spurkern) und die in den Stößen entstehenden Elektronen in den Festkörper (Spurhalo) emittiert. Es entsteht für kurze Zeit ein elektrisches Feld zwischen Spurkern und -halo. Die verbleibenden positiv geladenen Atomrümpfe werden unter gegenseitiger Coulombabstoßung beschleunigt und erzeugen eine Stoßkaskade, wenn das temporär bestehende elektrische Feld länger als etwa 10^{-13} s (Dauer einer Gitterschwingung) aufrecht erhalten bleibt [MOSH91]. Entscheidender Parameter für die Neutralisation des positiv geladenen Spurbereichs ist die Beweglichkeit der Festkörperelektronen. In Metallen erfolgt die Neutralisation durch die freien und sehr beweglichen Elektronen des Leitungsbands in einer Zeit von weniger als 10^{-15} s [WIEN95a] und liegt bei etwa 10^{-17} s (Plasmafrequenz des Elektronengases) [MOSH91]. Dies erschwert somit die elektronische Zerstäubung. In reinen Isolatoren erfolgt dagegen die Neutralisation durch die aus dem Spurhalo zurückeilenden Elektronen in einer Zeit von etwas 10^{-13} s bis 10^{-12} s (siehe Kap. 5.2) und ermöglicht somit die Entstehung einer Teilchenspur und die Emission von Sekundärteilchen aus dem Spurvolumen.

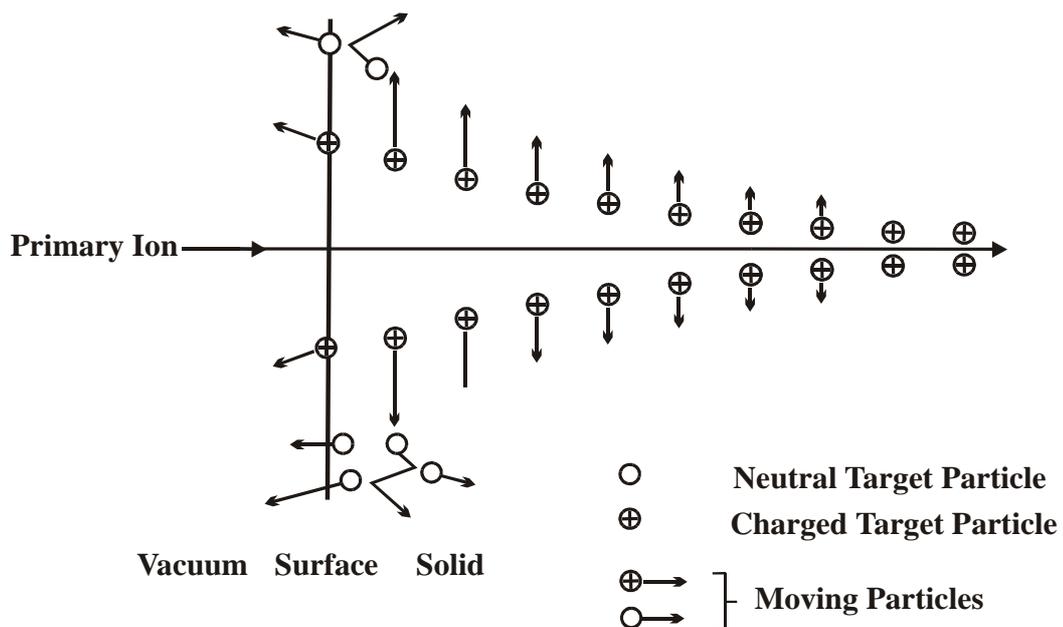


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Spurentstehung und der elektronischen Zerstäubung durch eine Coulombexplosion im Rahmen des **Coulombexplosionsmodells** [SCH088] [WIEN95a].

Das **Elektronenbeschußmodell (Hit Modell)** [HEDI85] [JOHN87] [REIM93] eignet sich zur Beschreibung der Emission organischer Moleküle oder auch deren Fragmente von der Oberfläche des Festkörpers (Desorption) (siehe dazu Abb. 2.4D und 2.9). Die von dem Projektil erzeugten δ -Elektronen transportieren die deponierte kinetische Energie in den Festkörper und erzeugen dort zusätzliche elektronische Anregung und Ionisation des umgebenden Materials. Die zentrale Idee ist, daß ein an der Oberfläche befindliches Molekül in einem Schauer der sekundären Elektronen „gebadet“ und von einer Mindestanzahl an Elektronen getroffen wird. Die Emission eines intakten eventuell sogar ionisierten Moleküls erfordert dabei die Erhaltung aller internen Bindungen und nur das Aufbrechen der die Haftung an der Festkörperoberfläche gewährleistenden externen Bindungen. Werden zusätzlich die internen Bindungen angeregt oder sogar aufgebrochen, kann das Molekül über einen nicht strahlenden Zerfall unter Fragmentation (z.B. Coulombexplosion [GROE80b]) in neutrale und/oder geladene Bruchstücke zerfallen. Ergebnisse in [WUEN99] [NEUG01] weisen dabei auf die Entstehung der H^+ -Sekundärionen im Bereich des „heißen“ Spurrkerns ($r = 7-11 \text{ \AA}$) und der größeren $C_xH_y^+$ -Sekundärionen („geringere“ Fragmentation) im Bereich des Spurrhalos ($r = 18-25 \text{ \AA}$) hin. In einem ähnlichen Kontext steht das hier nicht gezeigte **Popcorn-Modell** und das **Anregungsmodell** (siehe dazu z.B. auch [WUEN99][NEUG01]).

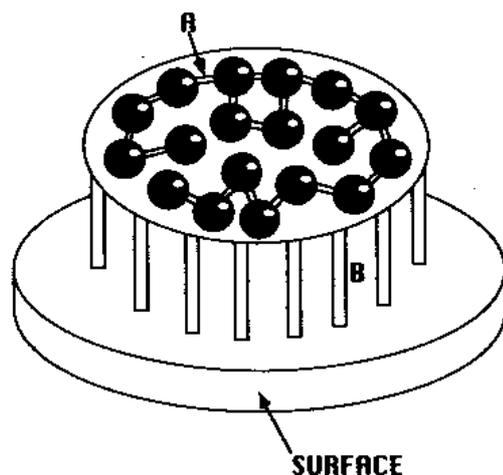


Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines an der Festkörperoberfläche über die externen Bindungen B gebundenen organischen Moleküls (mit den internen Molekülbindungen A) im Rahmen des **Elektronenbeschußmodells**. Die erfolgreiche Desorption eines intakten Moleküls erfordert das Aufbrechen aller externen Bindungen und die Erhaltung der internen Bindungen. Die Ionisation des Moleküls erfordert ein zusätzliches Aufbrechen einer Bindung [REIM93].

Thermische Emissionsmodelle liefern eine weitere Beschreibung der Sekundärteilchenemission. Dabei nimmt man an, daß die beim Projektildurchgang lokal in einem kleinen Volumen deponierte Energie alle Atome in Bewegung versetzt (entweder durch direkte Kollision mit dem Projektil oder über die elektronische Energiedeposition). Wenn nahezu alle Teilchen in dem angeregten Bereich eine ausreichende kinetische Energie besitzen, wird dieser Bereich als „Thermischer Spike“ oder auch „Elastischer Spike“ bezeichnet (siehe dazu Kap. 2.4.1) und kann durch eine Temperatur charakterisiert werden (siehe dazu Kap. 2.3). Zum thermischen Spike existieren zwei Modelle, die die Mechanismen

zur Emission von Sekundärteilchen beschreiben: das „**Thermisch aktivierte Desorptionsmodell**“ (Verdampfung der Oberfläche) und das **Volumendesorptionsmodell** [URBA87] [MOSH91] [REIM93] (siehe dazu Abb. 2.10). Die lokal deponierte Energie führt dabei zu einem abrupten Übergang von der Festkörper- in die Gasphase. Der Übergang in die Gasphase hat im Spurbereich einen starken Druckanstieg zur Folge und das verdampfte Material wird aus der Spur vom Festkörper in das Vakuum „geschossen“ bzw. emittiert. Diesen Übergang zeigen Ergebnisse in [NEUG01]. Die Sekundärionenausbeuten von LiF-Targets zeigen beim Beschuß mit isotachischen Projektilen (C, N, Ar, Kr und Sn mit 1.4 MeV/u) als Funktion des elektronischen Bremsvermögens einen für das Volumendesorptionsmodell charakteristischen linearen Zusammenhang. Eine Schwelle des Bremsvermögens von $1700\text{eV}/\text{\AA}$ ist an Sn-Projektilen für die Emission von D^+ -Sekundärionen aus dem Targetvolumen von deuterierten a-C:D-Targets zu beobachten.

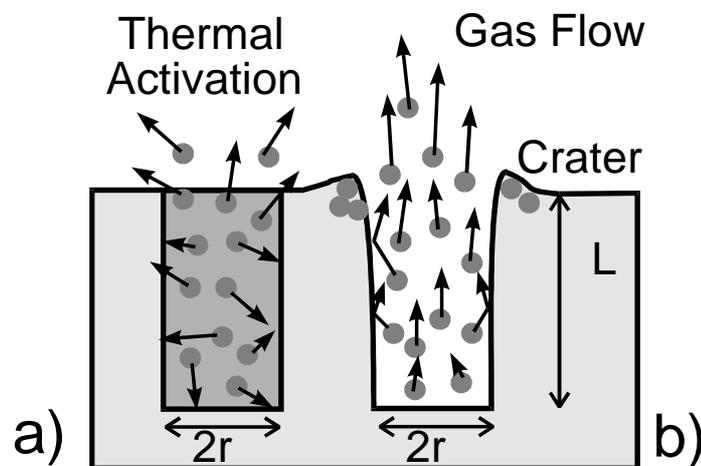


Abb. 2.10: Schematische Darstellung einer a) *thermisch aktivierten Desorption* und einer b) *Volumendesorption* nach einem irreversiblen Übergang der Festkörper- in eine Gasphase [REIM93] [WUEN99].

Den Abschluß bildet die Beschreibung von kollektiven Emissionsmodellen. In dem **Stoßwellenmodell** (engl.: „Shock Wave Modell“) (z.B. [BITE87] [REIM93]) besteht die Annahme, daß durch das einfallende Teilchen eine so hohe Energiedichte und ein so hoher Energiedichtegradient im Festkörper erzeugt wird, so daß die Ausbildung einer Stoßwelle (durch Coulombexplosionen oder Kollisionskaskaden hoher Dichte) angeregt werden kann, die sich von dem Bereich hoher Anregung in dem Festkörper mit einer die Schallgeschwindigkeit im Medium übersteigenden Geschwindigkeit ausbreitet. Diese Stoßwelle verursacht eine mechanische Störung in der sich die thermodynamischen Parameter wie Druck, Temperatur und Materialdichte verändern. Wird die Stoßwelle dabei an der Oberfläche des Festkörpers reflektiert, so kann das Oberflächenmaterial mechanisch abgetragen werden. Es kommt dabei in einem kegelförmigen Gebiet zur Emission ganzer Festkörpercluster mit dem Resultat einer Kraterbildung an der Festkörperoberfläche (siehe dazu Abb. 2.11). Der entscheidende Parameter zur Erzeugung einer Stoßwelle ist das Überschreiten einer kritischen Energiedichte. Eine weitere theoretische Beschreibung liefert das **Druckpulsmodell** (engl.: „Pressure Puls Modell“) (z.B. [JOHN89] [REIM93]). Hier wird

die Emission von Teilchen durch sphärische Druckpulse entlang der Teilchenspur induziert (siehe dazu Abb. 2.12). Die kinetische Energie kann dabei das Resultat einer direkten Kollision oder einer elektronischen Wechselwirkung mit einer teilweisen Konversion der elektronisch deponierten Energie in kinetische Energie sein. Die Kernspur wird dabei als Summe von Mini-Pulsen angesehen. Bei hohen Anregungsdichten überlappen die einzelnen Mini-Pulse und erzeugen eine kollektive sphärische Druckwelle. Überschreitet dabei der Druck einen kritischen Wert, so werden alle Targetteilchen aus einem halbkugelförmigen Bereich ausgestoßen und in das Vakuum emittiert.

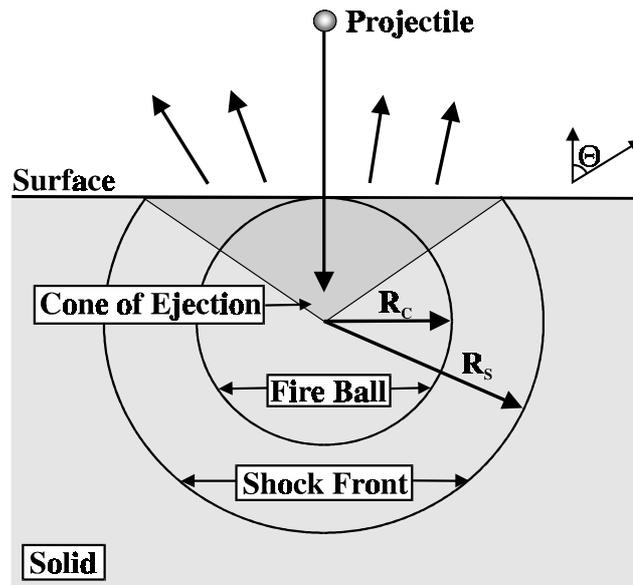


Abb. 2.11: Schematische Darstellung einer durch das Überschreiten einer kritischen Energiedichte induzierten sphärischen Stoßwelle. Die Emission der Sekundärteilchen erfolgt in einem kegelförmigen Bereich (schattierte Fläche) [REIM93].

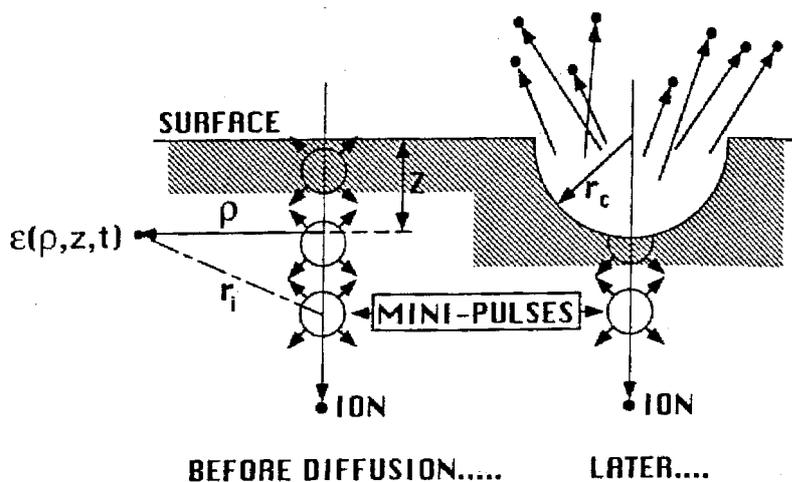


Abb. 2.12: Schematische Darstellung des **Druckpulses** in einer zylindrischen Teilchenspur. **Links:** Die zylindrische Spur wird als eine Komposition einer Serie von „Mini-Pulsen“ angesehen. **Rechts:** Unter Annahme einer hohen Energiedichte kommt es zur Bildung einer Impulswelle mit der Emission von Sekundärteilchen aus einer Hemisphäre [REIM93].

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3. Experimenteller Aufbau

Einleitung

Im Rahmen dieser experimentellen Arbeit werden geschwindigkeits- bzw. energie- und winkeldifferentielle Verteilungen, d.h. die Dynamik der in Ion-Festkörperstößen emittierten Sekundärionen gemessen. Dazu wird ein neuartiges Spektrometer entwickelt (siehe Kap. 3.7), dessen Prinzip auf dem Meßsystem COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) basiert (siehe Kap. 3.4). Mögliche Parameter dieser Untersuchungen sind die systematische Variation von Projektil- (Masse, Energie, Ladungszustand, Einfallswinkel) und Targeteigenschaften (Masse, Dichte, Leitfähigkeit, Struktur). Eine Übersicht der vermessenen Stoßsysteme befindet sich in Kap. 3.1.

Alle Versuche werden am 2.5MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main durchgeführt (siehe im folgenden dazu Abb. 3.1): Von dem Beschleuniger wird ein Projektilstrahl der gewünschten Energie bereitgestellt (Kap. 3.2.1). Die notwendige Modifikation des Primärstrahls durch den Einsatz von Gaszellen liefert den hier gewünschten neutralen Projektilladungszustand (Kap. 3.2.4). Ein Kollimatorsystem (Kap. 3.2.3) sorgt für einen fein gebündelten parallelen Strahl, der mit dem Target (Festkörper und/oder Gas) (Kap. 3.3) kollidiert. Die in den Projektil-Target-Stößen entstehenden Sekundärionen werden mit dem (COL)TRIMS-Spektrometer energie- und winkeldifferentiell analysiert (Kap. 3.4 und 3.7) und mit dem ortsempfindlichen Delay-Line-Detektor nachgewiesen (Kap. 3.5). Die Projektile werden zum einen direkt über den Projektildetektor und zum anderen indirekt über vom Festkörper emittierte Sekundärelektronen nachgewiesen (Kap. 3.6). Die wesentlichen Bestandteile des Datenaufnahmesystems sind in Kap. 3.8 ausführlich beschrieben.

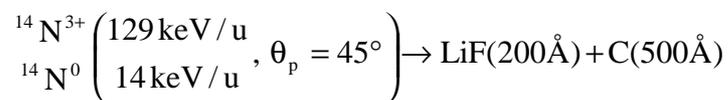
3.1 Die gemessenen Stoßsysteme

Die systematische Auswahl der Projektil- und Targeteigenschaften erlaubt ein gezieltes Studium der dynamischen Wechselwirkung zwischen schnellen Ionen und Festkörperoberflächen. Da jedoch auf dem Gebiet der energie- und winkeldifferentiellen Sekundärionen-Spektrometrie weltweit nur eine begrenzte Anzahl fundierter Daten existiert und die COLTRIMS-Technik auf diesem Gebiet in dieser Weise zum ersten Mal ihre Anwendung findet, wird ein Teil der Stoßsysteme so gewählt, daß auf bestehende Daten zum Vergleich zurückgegriffen werden können, um die Anwendbarkeit dieser Methode für vollständig innovative Experimente zu bestätigen. Im allgemeinen werden die von der Projektileintrittsseite (Reflexion) der Targetoberfläche emittierten positiven Sekundärionen vermessen. Stoßsysteme, bei denen neben den positiven auch noch die negativen Sekundärionen oder aber auch die Sekundärionen von der Projektilaustrittsseite (Transmission) vermessen werden, sind jeweils mit (pn) bzw. (RT) extra gekennzeichnet. Um

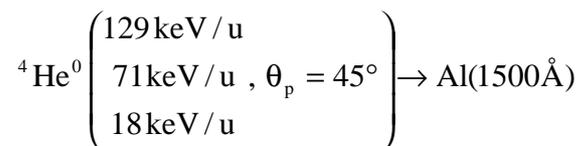
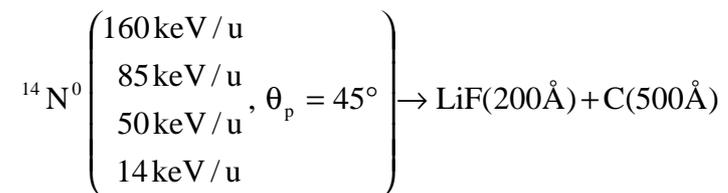
mögliche Korrelationen des Sekundärionenemissionsprozesses zu erfassen, werden alle Messungen im Doppel-HIT-Modus durchgeführt (siehe Kap. 3.8).

Neben den zu untersuchenden physikalischen Phänomenen spielen auch experimentell bedingte Beschränkungen eine entscheidende Rolle bei der Auswahl der untersuchten Stoßsysteme, die hier nur stichpunktartig vorgestellt, aber dann eingehend in den entsprechenden Kapiteln behandelt werden, wie z.B. Beschleunigereigenschaften (Ionenquelle, Beschleunigungsspannung, Ablenkmagnet), Projektilladungszustand, Sekundärionenausbeute (Meßzeit ~ Statistik), Targeteigenschaften (Leitfähigkeit, Dicke, Oberflächenbeschaffenheit), Startsignal-Erzeugung, Strahlintensität und -führung, Spektrometereigenschaften (Auflösung, Akzeptanz) usw.. Bei der Planung ist jedoch stets der mögliche Informationsgewinn gegen den technischen und zeitlichen Aufwand abzuwägen. Unter diesem Aspekt werden die folgenden Stoßsysteme ausgewählt.

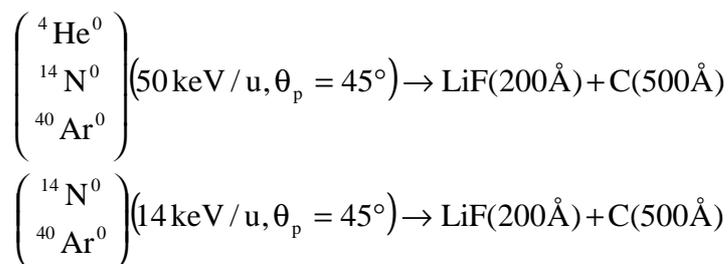
Variation der Projektilladung q :



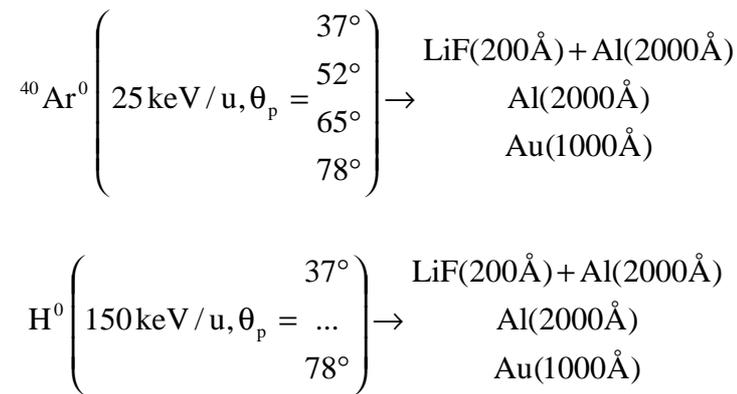
Variation der Projektilgeschwindigkeit v_p :



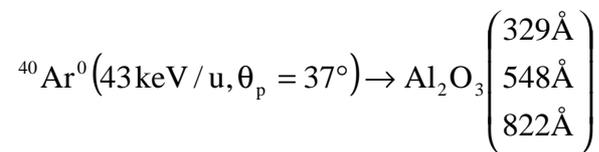
Variation der deponierten Energie pro Volumen dE/dV :



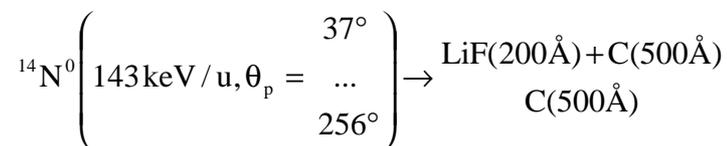
Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels θ_p und des Targetmaterials: ^(pn)



Variation der Targetdicke und der elektrischen Leitfähigkeit:



Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels θ_p (unter anderem noch zwischen Transmission und Reflexion) und des Targetmaterials bzgl. der elektrischen Leitfähigkeit: ^(RT)



3.2. Strahlführung und -präparation

Die Grundlage des Meßprinzips (Abbildung eines eng begrenzten Reaktionsvolumens, Flugzeitmessung, siehe dazu Kap. 3.4) und die maximale Zählrate der verwendeten Detektoren (siehe dazu Kap. 3.5 und 3.6) bestimmen die notwendigen Projekteileigenschaften, vor allem die Strahlstromintensität und den Strahlquerschnitt.

3.2.1 Der primäre Projektilstrahl

Die Hochfrequenz-Ionenquelle des 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleunigers (Abb. 3.1) liefert überwiegend einfachgeladene ($q = 1$) Projektilionen und –molekülionen. Nach der Extraktion aus der Ionenquelle werden die Ionen durch das positive Potential, auf dem die Quelle liegt, elektrostatisch beschleunigt. Die nutzbaren Beschleunigungsspannungen der Anlage liegen

zwischen 200 kV und 2.2 MV. Die Steuerung der räumlichen Ausdehnung und der Positionierung des Strahls erfolgt mit Hilfe magnetischer und elektrostatischer Linsen. Die Strahlachse kann durch elektrostatische Ablenkfelder verändert werden. Ein Ablenkmagnet separiert die beschleunigten Projektilionen nach der Beziehung:

$$\frac{q^2}{m_p E_p} = \text{const.} \quad (3.1)$$

(q = Projektilladungszustand / m_p = Projektillmasse / E_p = Projektillenergie)

Die kontinuierlichen Ströme des Primärstrahls betragen, abhängig vom verwendeten Projektil, nach der Extraktion aus der Quelle typischerweise einige μA (10^{-6}A). Die verwendeten Detektoren, die Durchführung von Koinzidenzexperimenten und vor allem die Gewährleistung von stabilen Targeteigenschaften (z.B. Vermeidung von Aufladungen, Erwärmung usw.; siehe dazu auch Kap. 3.3.4) machen eine deutliche Reduzierung der Strahlstromintensität in der Wechselwirkungszone notwendig. Die verwendete Rate liegt in der Größenordnung von 1-10 kHz (Größenordnung fA (10^{-15})). Dies wird zum einen durch eine feine Kollimation des Primärstrahls erreicht und zum anderen durch die Verwendung von neutralen Projektilen (siehe in den folgenden Unterkapiteln).

3.2.2 Das Vakuumsystem

Diffusions- und Turbomolekularpumpen sorgen im Strahlkanal für ein Grundvakuum von $p = 5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Dadurch wird die Stoßzahl der Projektilionen mit Restgasatomen und damit die Zahl der Umladungen und Dissoziationen, sowie ein Ansteigen der Strahldivergenz möglichst gering gehalten (mittlere freie Weglänge $l_p \approx 130\text{m}$ [LEYB80]). Die Distanz Ionenquelle-Meßkammer beträgt dagegen nur etwa 7m. Jedoch läßt sich ein permanenter Anteil neutraler Projektile, die durch Wechselwirkung der einfachgeladenen Ionen mit dem Restgas und den Blendenkanten entstehen, nicht vermeiden. Ohne großen experimentellen Aufwand sind diese Projektile nicht herauszufiltern.

Unter der Spektrometerkammer befindet sich eine Öldiffusionspumpe (Saugleistung 2000l/s), die ein Grundvakuum von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar erzeugt. Aufgrund einer kontrollierten kontinuierlichen Gasströmung werden die Experimente bei $9 \cdot 10^{-6}$ mbar durchgeführt (siehe dazu Kap. 4.2)

3.2.3 Die Kollimation

Die Reduzierung der Strahlstromintensität wird durch eine Änderung der Beschleunigerparameter (Rohrfokus, Extraktionsspannung) und durch die Verwendung von Blendensystemen erreicht. Die Definition des Strahlquerschnitts und dessen Winkeldivergenz erfolgt durch die Verwendung eines Schlitzblendensystems und eines Kreisblendensystems, die im Abstand von etwa 1.7 m positioniert sind. Im Anschluß an den Ablenkmagneten befindet sich in einem Abstand von etwa 1m im Strahlkanal ein Schlitzblendensystem. Die

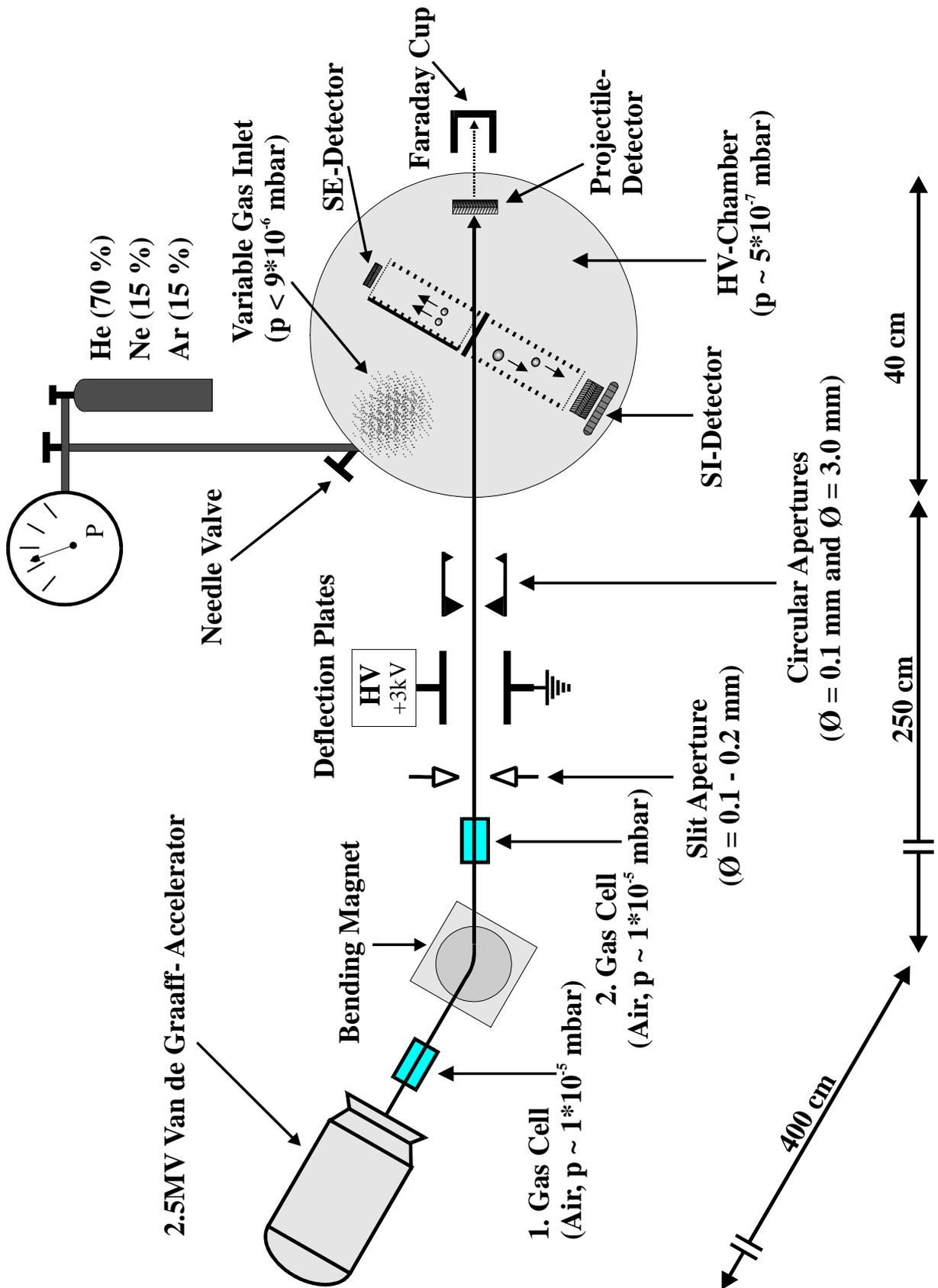


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus und der Strahlführung.

einzelnen Blendenkanten lassen sich separat voneinander mit Hilfe jeweils zweier Mikrometerschrauben sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung verschieben und erlauben dadurch eine Einstellung der Strahlstromintensität und eine Fixierung der Strahlstromachse. Daraus ergibt sich eine geometrische Strahldivergenz von $\theta_{\text{Blenden}} \approx 0.005^\circ$ und somit ein minimaler Targetspot von ca. 0.2 mm. Da der Projektilstrahl jedoch unter dem Winkel θ_p (relativ zur Oberflächennormalen) mit $80^\circ \leq \theta_p \leq 36^\circ$ (siehe dazu Kap. 3.7.1) auf das Target trifft, skaliert die Größe des Targetspots mit $1/\cos(\theta_p)$ und resultiert in einem minimalen Wert von 0.25 mm (für $\theta_p = 36^\circ$) und 1.15 mm (für $\theta_p = 80^\circ$).

Das Kreisblendensystem ist als Doppelblendensystem mit schneidenförmigen Kanten ausgebildet. Hinter der definierenden Kreisblende befindet sich eine Antistreublende mit einem im allgemeinen nur geringfügig größeren Durchmesser. Diese Konstruktion reduziert die Erzeugung von Streuelektronen an Blendenkanten und die Umladung der Projektile. Optional ist die Verwendung einer Blende am Kammereingang, die auf ein negatives Potential gesetzt werden kann ($U \leq -2\text{kV}$). Dadurch werden an der letzten strahldefinierenden Blende erzeugte Elektronen daran gehindert, in die Targetkammer und somit in die Wechselwirkungszone einzudringen.

3.2.4 Der (neutrale) sekundäre Projektilstrahl

Eine elegante Methode zur Reduzierung der Strahlstromintensität ist die Verwendung von neutralen Projektilen, da diese eben nur einen Bruchteil des gesamten Strahlstroms darstellen und die Intensität mit Hilfe eines Gaseinlasses kontrolliert werden kann. Neben dem Argument der Strahlstromreduzierung gibt es noch einige andere überzeugende Argumente in diesen Experimenten ein neutrales Projektil zu verwenden:

- Mit den an dieser Anlage bereitgestellten überwiegend einfachgeladenen primären Projektilen lassen sich mit den zur Verfügung stehenden Methoden (Gasstripper) keine hochgeladenen Ionen erzeugen.
- Experimente zur Untersuchung der Sekundärionenausbeuten Y_{SI} belegen [BITE92] [JERO93] [NEUG01], daß die Ausbeuten in diesem Geschwindigkeitsbereich und bei den niedrigen Ladungszuständen von $q = 0-3$ annähernd konstant sind.
- Die Untersuchung der ladungsabhängigen Dynamik der Sekundärionen am Beispiel von N^0/N^{3+} (129keV/u) \rightarrow LiF zeigt, ebenso wie die Ausbeuten, in diesen Bereichen keine starke Abhängigkeit vom Ladungszustand. Belegt wird dies durch die dargestellten Emissionsverteilungen von H^+ in Abb. 3.2, die nahezu identisch sind.
- Bei der Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels (siehe dazu Kap. 3.7) verändert sich auch die relative Lage des elektrischen Feldes von Spektrometer und Detektor bzgl. der Projektilstrahlachse. Dies kann (abhängig von Projektilgeschwindigkeit und -ladung) eine kleine Ablenkung der Projektiltrajektorie innerhalb der Größenordnung der Ortsauflösung des Detektors (siehe Kap. 3.5) und somit eine Änderung des Kreuzungspunktes von Projektil und Target verursachen. Neutrale Projektile dagegen werden durch elektrische Felder nicht beeinflusst.

Aufgrund dieser Erkenntnisse werden hier in der Regel nur neutrale Projektile verwendet. Da neutrale Projektile nicht elektrostatisch beschleunigt werden können, ist eine Modifikation des primären Strahls erforderlich. Dies geschieht durch die Verwendung eines Gasstrippers (Gaszelle 2) hinter dem Ablenkmagneten. Durch den Einlaß von Luft über ein Nadelventil wird das Vakuum in einem definierten Volumen des Strahlrohrs gezielt verschlechtert (Länge $l_{\text{Gas}} = 2\text{m}$ / Druck $p_{\text{Gas}} \approx 2 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$). Ein Teil der Projektionen wird durch Wechselwirkung mit den Gasatomen angeregt oder durch Ladungstransfer umgeladen. Der Umladungsprozeß $\text{He}^+/\text{N}^+/\text{Ar}^+ + e^- \rightarrow \text{He}^0/\text{N}^0/\text{Ar}^0$ liefert den gewünschten neutralen Projekttilstrahl. Durch ein senkrecht zur Strahlachse angelegtes elektrostatisches Feld ($E_{\text{defl}} = 1.5\text{ kV/cm}$) werden die geladenen Anteile aus dem Strahl entfernt, so daß ein neutraler Strahl übrig bleibt. Zur Erzeugung des H^0 -Strahls wird ein H_2^+ -Primärstrahl verwendet. Die durch das Restgas induzierte Fragmentation liefert das gewünschte neutrale Projektil: $\text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}^0 + \text{H}^+$, welches dann ebenso elektrostatisch separiert wird.

Ein Kriterium für den empirisch ermittelten optimalen Gasdruck ist die maximale Ausbeute an neutralen Projektilen, d.h. die Größe des erzielten Strahlstroms nach der Kollimation. Mit zunehmendem Gasdruck steigt nicht nur der Anteil an neutralen Projektilen, sondern gleichzeitig auch durch Vielfachstreuung die Winkeldivergenz des Strahls und der Anteil der Ionisation zuvor neutralisierter Projektile. Gaszelle 1 kommt bei der Erzeugung von mehrfach geladenen Projektil-Ionen zum Einsatz. Für weitere Details bzgl. der Strahlpräparation und seiner Beschaffenheit sei auf [JALO97] [JALO99] hingewiesen.

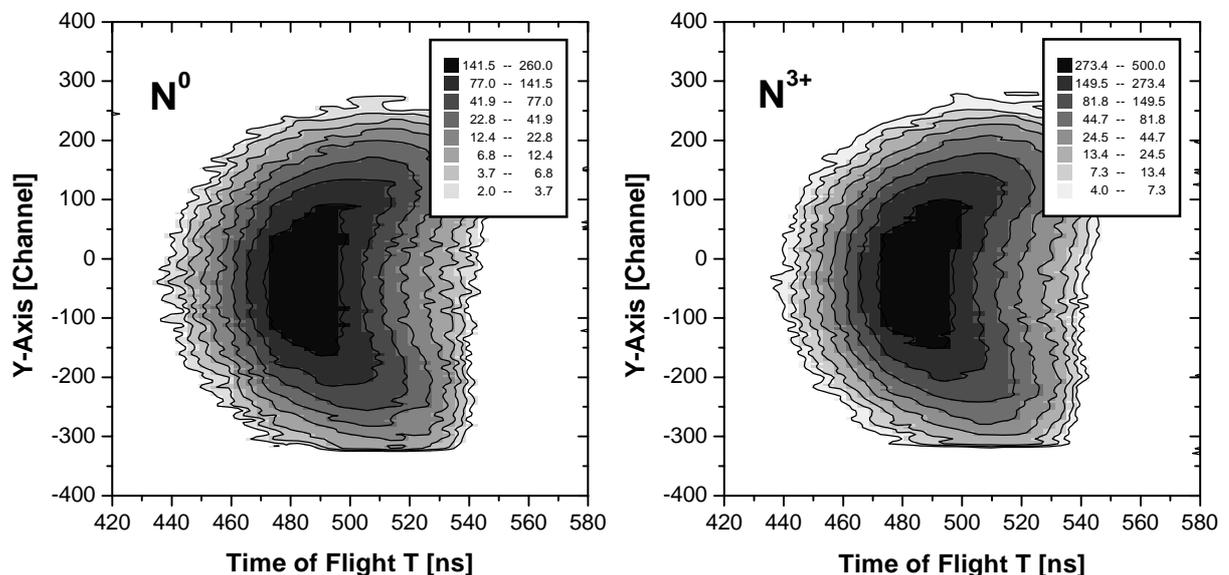


Abb. 3.2: Darstellung der Projektion der gemessenen Orte auf die Y-Achse in Abhängigkeit der Flugzeit T (Rohdaten, siehe dazu auch Abb. 3.15b) des von einem LiF-Target emittierten H^+ -Sekundärionen unter dem Beschuß mit (**links**) N^0 und (**rechts**) N^{3+} ($\theta_p = 80^\circ$, 129keV/u). Das nahezu identische Aussehen beider Y-T-Verteilung belegt die Unabhängigkeit der Emissionsdynamik von der Projektilladung in dem experimentell zugänglichen Bereich.

3.3 Das Target

Neben den Festkörpertargets kommen auch Gastargets als Hilfsmittel zur Eichung des Spektrometers (Kap. 4.2), zur Strahlprofilanalyse und weiterer Anwendungen (Kap. 6.1) zum Einsatz. Dazu sei jedoch auf die entsprechenden Kapitel verwiesen. Zentraler Gegenstand dieses Kapitels sind die Festkörpertargets und ihre Oberflächen. Bei der Untersuchung der Sekundärionenemissionsmechanismen spielt die Kenntnis der Oberflächenzusammensetzung und im allgemeinen auch die Kontrolle der Targeteigenschaften eine entscheidende Rolle. Zu einer detaillierteren Behandlung dieser Thematik sei aber schon bereits hier auf [BURK86] [LORE89] [ROTH90] [WUEN99] [NEUG01] hingewiesen.

3.3.1 Die Herstellung der LiF/Al/Au/C-Targets

Aufgrund der Erzeugung des Referenzsignals für die Flugzeitmessung (siehe Kap. 3.6) können in den durchgeführten Experimenten nur freitragende Festkörpertargets, mit einer Dicke bis etwa 2000 Å (abhängig vom verwendeten Targetmaterial und unter Beachtung der effektiven Targetdicke proportional zu $1/\cos(\theta_p)$) verwendet werden, deren Herstellungsprozeß im folgenden kurz skizziert wird. Die eingesetzten Targets werden am IKF in Frankfurt und am PUC in Rio de Janeiro jeweils in einem Standard-Evaporationsverfahren hergestellt [MUGG87]. Das Targetmaterial wird in einer evakuierten Kammer (Druck ca. 10^{-6} mbar) durch Erhitzen verdampft und schlägt sich dabei isotrop auf einem Schwingquarz und einem mit einer Betain-Saccharose-Lösung bestrichenen Glasträger nieder. Durch die Bedampfung und die damit verbundene Massenzunahme ändert sich die Eigenfrequenz des Schwingquarzes und in Verbindung mit der Kenntnis der Dichte des aufgedampften Materials liefert das die Dicke der aufgedampften Schicht. Da die Betain-Saccharose-Lösung wasserlöslich ist, bewirkt das Eintauchen des Glasträgers in destilliertem Wasser das Abtrennen der Targetfolie, die sich dann auf dem entsprechenden Targethalter aufziehen läßt (siehe Kap. 3.3.2). Das Resultat sind freitragende amorphe (C) Kohlenstoff-, (Al) Aluminium- und (Au) Goldtargets (mit $\rho_C = 2.25 \text{ g/cm}^3$, $\rho_{Al} = 2.7 \text{ g/cm}^3$, $\rho_{Au} = 19.31 \text{ g/cm}^3$ [SRIM00]).

Da Lithiumfluorid (LiF) selbst wasserlöslich ist, ist die eben genannte Methode kein geeignetes Mittel ein LiF-Target herzustellen. Das Prinzip bleibt jedoch bestehen, nur anstelle eines Glasträgers wird ein freitragendes Target als Trägersubstrat verwendet. Dieses wird dann direkt mit LiF ($\rho_{LiF} = 2.64 \text{ g/cm}^3$) bedampft bis die gewünschte Dicke des isotropen polykristallinen LiF erreicht ist. Die gewählte Dicke von 200Å gewährleistet dabei eine ausreichende Ausbeute, jedoch die Verhinderung von projektilinduzierten langzeitigen Aufladungen des elektrischen Isolators [SILV02].

Die ermittelte Dicke sagt jedoch nichts über die Homogenität des Targets aus. Voraussetzung für die Homogenität des Targets ist dabei unter anderem die Bedampfungsrate, die in der Größenordnung von 10 Å/s liegen sollte [WALD02]. Die Unsicherheit in der Targetdicke liegt dabei in der Größenordnung von 15-20% [WUEN99]. Für die Untersuchung der Emission von der Projektileintrittsseite spielt die Dicke des Targets nur eine sekundäre Rolle. Dagegen

ist die Kenntnis der Targetdicke bei den Untersuchungen von der Projektilaustrittsseite sehr entscheidend, da dort die targetdickenabhängige Winkelstreuung des Projektils (siehe dazu Kap. 6.1.3) zum Aufweiten des Strahlquerschnitts und somit bei der Eichung der energie- und winkeldifferentiellen Spektren einen Beitrag zum Meßfehler liefert (siehe Kap. 4.3).

3.3.2 Die Herstellung der Al_2O_3 -Targets

Aluminium besitzt trotz seiner großen Affinität gegenüber Sauerstoff als Oxid eine große Beständigkeit. Es oxidiert an Luft augenblicklich und die gebildete durchsichtige, luft- und wasserundurchlässige Al_2O_3 -Oxidschicht (anfänglich ca. 15 Å, nach mehreren Wochen ca. 30-45 Å) wirkt wie eine Schutzhaut und verhindert weitere Oxidation (z.B. in [GLÖC81]).

„Kontrollierte“ (Al_2O_3) Aluminiumoxid-Targets ($\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 3.98 \text{ g/cm}^3$ [SRIM00]) werden mittels Elektrolyse hergestellt [STRO51] [WALK48]. Die Oxidoberfläche wird dabei anodisch auf dem Aluminium erzeugt. Dieses Verfahren ermöglicht die Herstellung von Folien geringer aber gleichmäßiger Schichtdicke. Ausgangsmaterial ist hier 2000 Å (aufgedampft) freitragendes Aluminium. Die während der Elektrolyse (Dauer: 2-3 Minuten) auf dem Aluminium erzeugte Oxidhaut sperrt nach Erreichen einer bestimmten Dicke den Stromdurchgang. Somit ist die angelegte Spannung proportional zur Schichtdicke und ermöglicht somit eine einfache Kontrolle der erzeugten Dicke. Die verwendete 3-prozentige Aluminiumzitratlösung (Diammoniumhydrogencitrat $(\text{NH}_4)_2\text{C}_6\text{H}_6\text{O}_7$) ist angegeben mit einem Dickenzuwachs von 13.7 Å/Volt. Um einen guten elektrischen Kontakt zum Targethalter zu ermöglichen, wird das Aluminium hier nicht, wie sonst üblich, von der Oxidoberfläche getrennt. Es werden Schichtdicken zwischen 329 Å und 822 Å gewählt, bezüglich projektilinduzierter Aufladungen der Festkörperoberfläche sei z.B. auf [MOSH91] hingewiesen.

3.3.3 Die Targetbefestigung

Bei der Untersuchung der Dynamik der Sekundärteilchen mit der in Kap. 3.4 beschriebenen Methode ist einer der kritischen Parameter die Homogenität des elektrischen Feldes im Spektrometer und im speziellen in der Targetregion (siehe dazu Kap. 6.1.2). Dementsprechend erfolgt die Gestaltung der Targethalter wie in Kap. 3.7 beschrieben. Dabei soll das aufzuziehende freitragende Target mit dem Targethalter in einer Ebene liegen, um ein ideales homogenes elektrisches Feld zu gewährleisten (siehe dazu auch Kap. 6.1.2 und Abb. 6.9).

Daher werden größere Glasträger (ca. 28 cm^2) zum Aufdampfen des Targets verwendet und nach dem Ablösen in Wasser komplett auf den Targethalter aufgezogen. Selbst bei den größten verwendeten Targets zeigen diese beim Aufziehen auf den Halter immer die Tendenz in das Targetloch hinein zu sinken, was mit abnehmender Targetdicke immer stärker ausgeprägt ist. Im Extremfall bildet das Target sogar eine konkave Oberfläche. Der Grund für dieses Phänomen liegt wohl in der Oberflächenspannung des Wassers, welches nach dem Ablösen des Targets und dem Aufziehen auf den Halter eine anziehende Wirkung hat und

somit das Target verformt. Durch Anpassen der „Auffischtechnik“ (schräges Eintauchen des Halters) kann dieser Effekt reduziert werden. Eine sehr effektive Methode findet am PUC in Rio de Janeiro Verwendung [PONC02]: Das Target wird nach dem Aufziehen auf den Halter an dessen Enden und an den Kanten innerhalb der Öffnung mit einem flüssigen Kleber benetzt. Dieser zieht sich beim Trocknen zusammen, streckt somit das Target und gewährleistet eine makroskopisch ebene, (für Al) spiegelähnliche Targetoberfläche. Aber selbst unter diesen verbesserten Bedingungen zeigt sich noch ein Absatz (Tiefe ca. 0.05 mm) beim Übergang Target-Targethalter, welcher als Optimum akzeptiert und verwendet werden muß. Eine Verbesserung wäre die Verwendung von noch dickeren Targets ($> 2000\text{\AA}$) oder die Verwendung eines Kristalls. Da jedoch in diesem Aufbau die Erzeugung des Startsignals von der Targetrückseite zwingend ist, findet dies hier keine Verwendung, wäre aber als Option für weitergehende Messungen unter veränderten Bedingungen anwendbar (siehe dazu Kap. 3.6). Sowohl die mikroskopische als auch die makroskopische Rauigkeit ($\sim\mu\text{m}$) spielen bei der Flugzeitmessung keine Rolle, da diese Submikrostrukturen mit der erreichbaren Flugzeitauflösung ($\sim 1\text{-}2\text{ ns}$) nicht getrennt werden können. Die mikroskopische Rauigkeit läßt sich zudem erst mit dem Einsatz hochauflösender Analysemethoden feststellen, wie der hier verwendeten Rasterkraftmikroskopie. Die Ergebnisse sind dazu im Anhang A.1 dargestellt und diskutiert.

3.3.4 Die Zusammensetzung der Festkörperoberfläche

Die Existenz einer idealen (glatt; rein) und daher definierten Festkörperoberfläche liegt nur in den seltensten Fällen vor bzw. ist nur unter enormem experimentellen Aufwand zu erreichen (Ultrahochvakuum, Sputterreinigung, Glättung, ...; z.B. in [BURK86] [LORE89] [ROTH90]). Zum einen leidet die Topographie der Festkörperoberfläche unter mikroskopischer und makroskopischer Rauigkeit (siehe Anhang A.1), zum anderen ist der Festkörper und seine Oberfläche durch Verunreinigung bedeckt. Diese entstammen zum einen dem Targetproduktionsprozeß (wie z.B. Natrium, siehe dazu z.B. [WUEN99]) und zum anderen dem Restgas, da die Messungen unter Hochvakuumbedingungen stattfinden. In diesem Druckbereich ist die Oberfläche immer mit Adsorbaten aus dem Restgas bedeckt, welche die eigentliche Sicht auf das Target versperren. Kenntnis über die Zusammensetzung kann über die Sekundärionenmassenspektrometrie gewonnen werden: Die Restgaszusammensetzung (siehe Abb. 3.3) zeigt neben den üblichen Restgasanteilen (H_2 , H_2O , N_2) auch Kohlenwasserstoffe (C_xH_y), die dem Treibmittel der Öldiffusionspumpen (Santovac 5) und den Schmiermitteln der mechanischen Drehschieber- Vorpumpen entstammen.

Die Adsorbate können durch Diffusion in das Innere des Festkörpers gelangen und in Form von Okklusionen Zwischengitterplätze und Fehlstellen besetzen [WUTZ86] [BURK86] [ROTH90]. An der Festkörperoberfläche sind die Adsorbate durch Van der Waals-Kräfte oder Wasserstoff-Brückenbindungen/Dipolkräfte [WUTZ86] gebunden (sog. Physisorption mit einer Bindungsenergie von etwa 0.1 - 0.3 eV pro Teilchen). Durch Zufuhr einer Aktivierungsenergie (z.B. Strahlung) können diese Bindungen auch in kovalente Bindungen (sog. Chemisorption mit 5eV pro Teilchen) übergehen. Es können sich auch mehrere Adsorbatschichten übereinander anlagern, wobei die Bindungsenergien (Größenordnung:

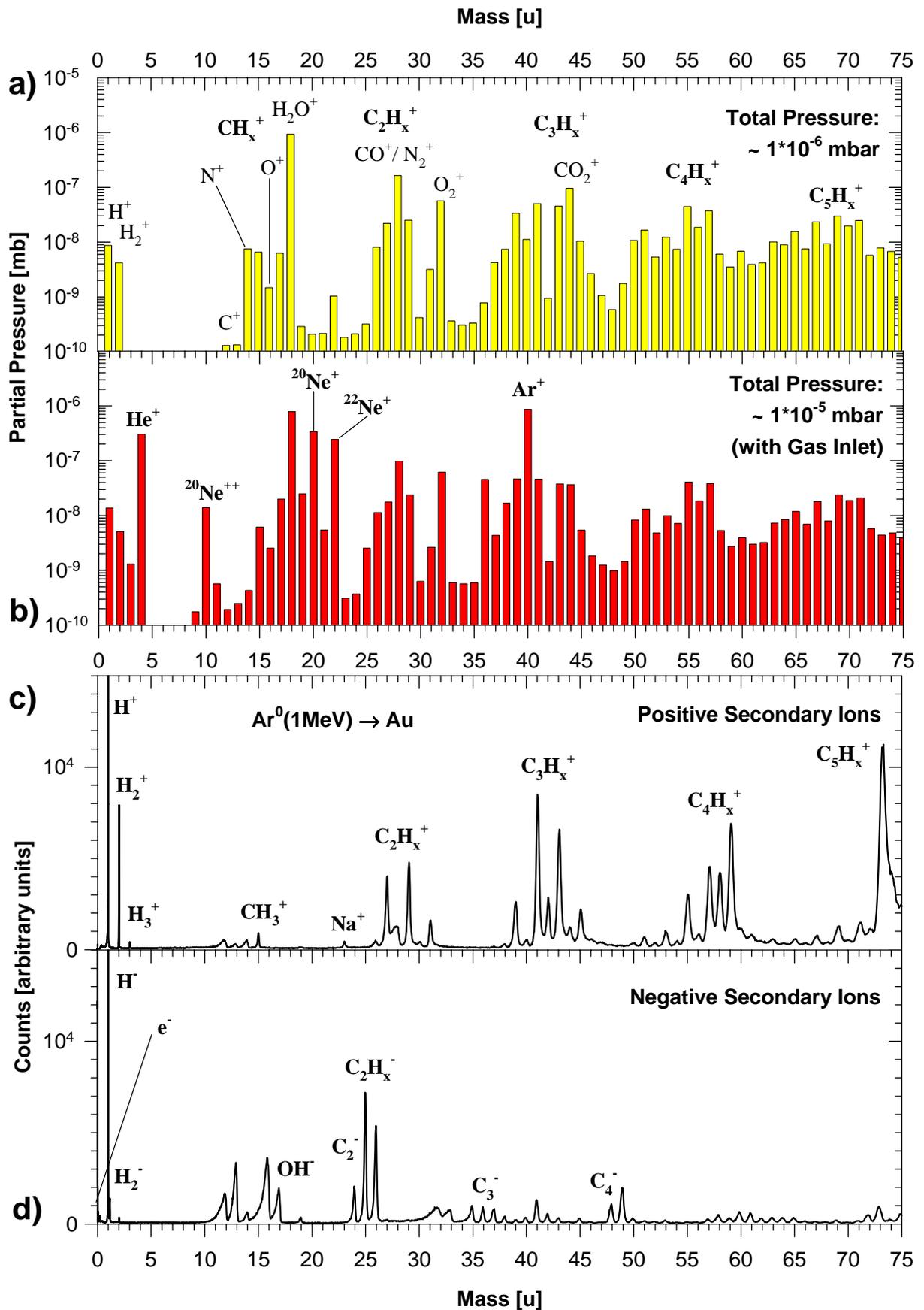


Abb. 3.3: (a) Ein mit einem Quadrupolmassenspektrometer aufgenommenes typisches Restgasspektrum, (b) mit kontinuierlichem He/Ne/Ar Gaseinlaß. (c) Ein mit dem entwickelten XY-TOF-Spektrometer (hier betrieben als Massenspektrometer, siehe Kap. 3.7.4) aufgenommenes typisches Massenspektrum positiver Sekundärionen, (d) negativer Sekundärionen.

einige Zehntel eV) der adsorbierten Teilchen der höheren Monolagen durch die entsprechende spezifische Verdampfungswärme (Enthalpie) des Adsorbats gegeben ist [WUTZ86]. Nach neuesten experimentellen Erkenntnissen besteht die Basisadsorbatschicht eines Festkörpers aus 2 Monolagen Kohlenwasserstoffe (siehe Abb. 3.4): Es ist eine targetunabhängige Kontamination der Festkörperoberfläche durch das Pumpenöl (Polyphenylether, $m = 454$ a.u.). Diese Adsorbatschicht ist selbst eine Quelle von Sekundärteilchen. Daher lassen sich bei Kenntnis dieser Schicht auch Rückschlüsse auf den Spurentstehungsmechanismus und die Emissionsmechanismen von Sekundärteilchen schließen. Um verlässliche Aussagen über die zugrundeliegenden Mechanismen zu treffen, sollte jedes Projektil die gleiche Oberfläche „sehen“. Bei einem Projektilfluß von 1-10kHz ist die Adsorptionsrate (Wiederbedeckungszeit) der Restgasteilchen größer als deren Desorptionsrate, d.h. die Targetoberfläche entspricht für jedes Projektil jeweils der einer unbestrahlten Oberfläche. In [WUEN99] wird dafür der Begriff der quasistabilen Oberfläche geprägt.

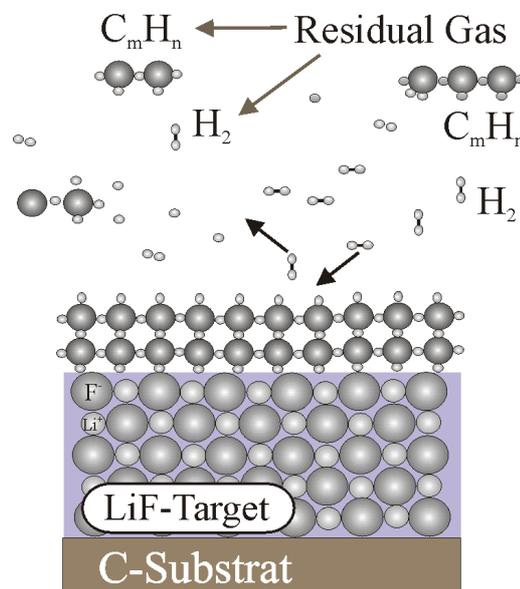


Abb. 3.4: Schematische (idealisierte) Oberfläche eines Festkörpers unter HV-Bedingungen ($\sim 10^{-6}$ mbar) mit der targetunabhängigen Bedeckung von zwei Monolagen Kohlenwasserstoff nach [NEUG01].

3.4 Das Meßprinzip der XY-TOF-Technik

Zur Untersuchung der Dynamik von in Ion-Festkörper-Stößen emittierten Sekundärionen wird ein neuartiges Spektrometer entwickelt, dessen Prinzip auf dem Meßsystem COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) basiert. Die Grundlage dieser innovativen Technik wurde im wesentlichen von H. Schmidt-Böcking und Mitarbeitern als experimenteller Zugang zur hochdifferentiellen Untersuchung von Wirkungsquerschnitten in Ion-Atom-Stößen entwickelt, bei dem der vollständige Raumwinkel von 4π aller Stoßfragmente erfaßt werden kann (z.B. [DÖRN94] [MERG95] [MOSH96] [WEBE00a]

[WEBE00b]). Dieses System wird weiterentwickelt und in einem Festkörper-Target-Experiment zur energie- und winkeldifferentiellen Spektrometrie von in Ion-Festkörper-Stößen emittierten Sekundärionen ((COL)TRIMS-Technik) angewendet [JALO02a].

Die Meßmethodik des Spektrometers ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt: Es ist die Verwendung eines kontrollierten Abbildungssystems von Ionen in Form eines homogenen elektrischen Feldes. Der Kreuzungspunkt von Projektilstrahl und Target befindet sich in einem wohl definierten senkrecht zur Targetoberfläche verlaufenden elektrostatischen Feld. Die in dem Stoß von Projektil und Target entstehenden geladenen Teilchen werden in diesem auf einen 2-dimensionalen (XY) ortsempfindlichen Multi-Hit-Detektor (siehe dazu Kap. 3.5) gelenkt und nachgewiesen. Durch die gemessenen Positionen und absoluten Flugzeiten (Time of Flight TOF, siehe dazu Kap. 3.6) können die 3-dimensionalen Impulskomponenten, d.h. die komplette Energie- und Winkelverteilung, rekonstruiert werden. Dies steht in Analogie zum freien Fall mit Anfangsbewegung eines Körpers im Schwerfeld der Erde, jedoch mit dem Unterschied, daß in dem elektrischen Feld noch eine Separation der einzelnen Teilchensorten nach der Masse m und ihrem Ladungszustand q mit $(m/q)^{1/2}$ geschieht (siehe Abb. 3.3c/d oder Abb. 4.1). Grundlage der Impulsmessung ist, daß das Absaugfeld in der Extraktion so niedrig gewählt wird, daß abhängig von ihrem Impuls eine meßbare Abweichung von den Meßgrößen des Ions mit dem Impuls Null entsteht, d.h. entsprechend eine Abweichung von der maximalen Flugzeit T_0 (Impuls_{axial} = 0) und des Nachweisortes (x_0/y_0) (Impuls_{radial} = 0). Möglich ist dies durch ein eng begrenztes Reaktionsvolumen (hier ein eng begrenzter Projektilstrahl). Der genaue Verlauf der Trajektorie ist eine Funktion des Startimpulses. Eine vollständige mathematische Beschreibung der Flugbahn befindet sich in Kap. 4.1. Im Rahmen dieser Experimente können von jeder Festkörperoberfläche die positiven oder die negativen Stoßfragmente, d.h. neben den positiven auch die negativen Sekundärionen oder sogar auch die Sekundärelektronen, getrennt nacheinander erfaßt werden. Durch die Verwendung von Multi-Hit-Detektoren besteht außerdem die Möglichkeit alle in der Wechselwirkung von Projektil und Target entstehenden geladenen Teilchen impuls aufgelöst zu spektrometrieren. Abhängig von dem verwendeten Absaugfeld und dem untersuchten Stoßsystem, kann in einem Festkörperexperiment eine vollständige Akzeptanz des Raumwinkels von 2π erreicht und somit alle Energien und Winkel gleichzeitig vermessen werden. Das ist ein entscheidender Vorteil gegenüber einem elektrostatischen Platten- oder Zylinderspiegelspektrometer (z.B. in [JALO97]) oder gegenüber dem in der Vergangenheit verwendeten Flugzeitspektrometer zylindrischer Symmetrie [MAIE96], da dort Energien und Winkel nur in einer Streuebene erfaßt werden können. Zudem müssen Energien und Winkel bzw. nur die Winkel für das Flugzeitspektrometer in diskreten Schritten einzeln abgetastet werden, was somit einen höheren Aufwand an Meßzeit erfordert.

Aus Gründen der Vollständigkeit sei noch erwähnt, daß, falls es das Experiment erfordert, neben der Verwendung eines einfachen elektrischen Feldes noch wesentlich aufwendigere Konfigurationen ergänzt werden können, wie z.B. eine Ortsfokussierung mit Hilfe elektrostatischer Linsen (z.B. in [SCHM00]), eine (für Gastargetexperimente notwendige) Zeitfokussierung durch eine entsprechende Dimensionierung einer der Extraktion folgenden Driftstrecke (z.B. in [SPIE96]) oder die Überlagerung eines elektrischen Feldes mit einem parallelen magnetischen Feld zur Abbildung von hohen radialen Energien in der Elektronenspektroskopie (z.B. in [SCHM98] [HATT02]).

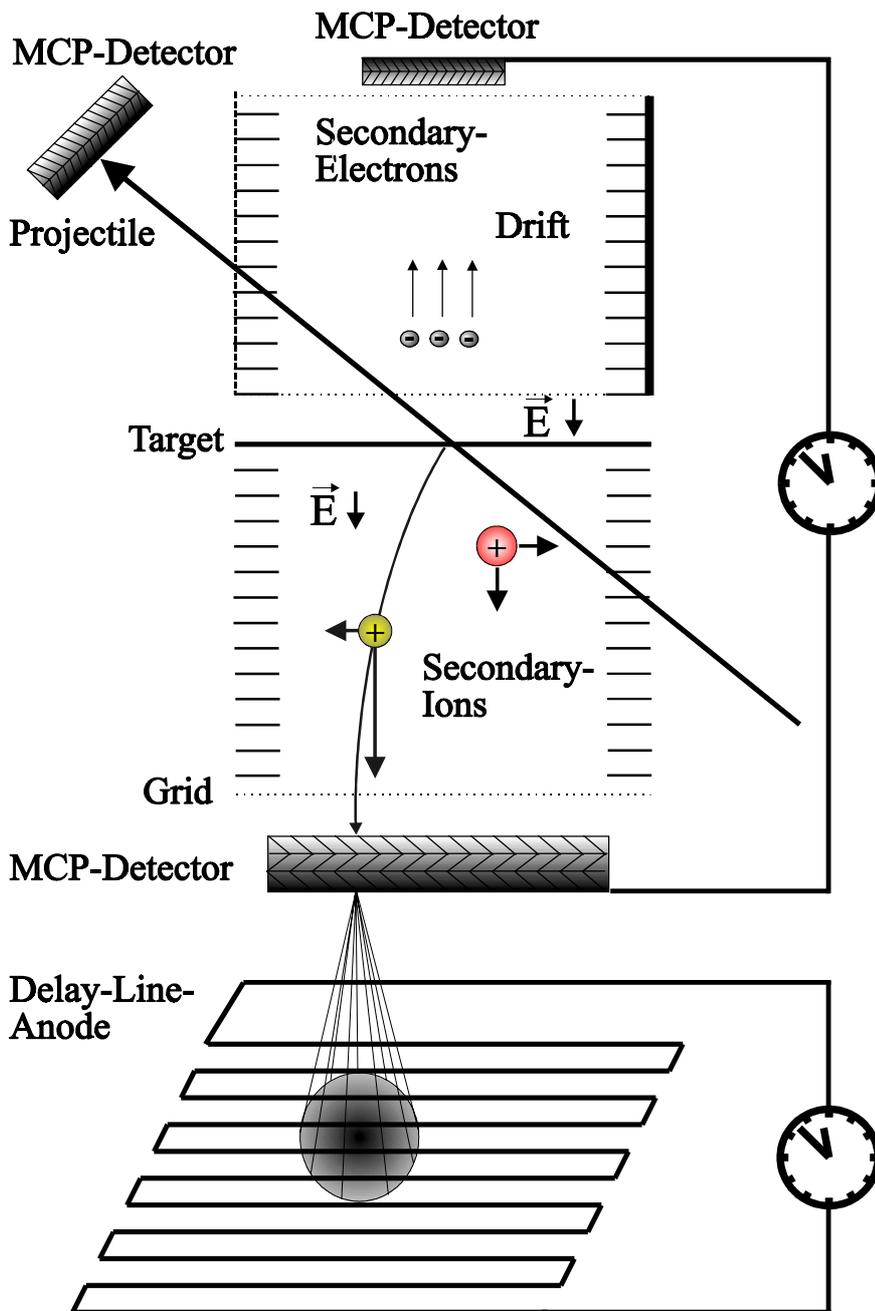


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Meßmethode: Bestimmung der energie- und winkeldifferentiellen Sekundärionenverteilung über die Bestimmung von Flugzeit und Auftreffort in einem homogenen elektrischen Feld.

3.5 Der ortsempfindliche Detektor

Die verwendeten Detektoren bestehen aus einer Kombination von Mikrokanalplatten (Micro-Channel-Plates) und einer ortsempfindlichen (Delay-Line-) Anode (z.B. [MERG98] [ROEN02]). Micro-Channel-Plate-Detektoren eignen sich zum schnellen Nachweis einzelner Teilchen wie Elektronen, Ionen oder Photonen (in der UV-Region oder der weichen Röntgenstrahlung) und gehören zu der Familie der Sekundärelektronenvervielfacher. Die

Delay-Line-Anode sammelt die entstehende Ladungslawine und kodiert den Auftreffort über eine Vergleichsmessung von Laufzeiten.

3.5.1 Die Micro-Channel-Plates

Die Micro-Channel-Plates (MCP) (Dicke ca. 1mm) bestehen aus einer Anordnung von Kanälen, deren Innenseiten aus einem hochohmigen Material mit kleiner Austrittsarbeit für Elektronen bestehen. Die Kanäle ($\varnothing \approx 25 \mu\text{m}$) sind 8° - 13° gegenüber der Oberfläche geneigt, um das Rückdriften von Ionen in entgegengesetzter Richtung zu verhindern. Die verwendeten MCPs haben einen Durchmesser von 50mm. Die aktive Fläche, d.h. der Anteil der Öffnungsfläche der Kanäle an der Gesamtoberfläche des MCPs, beträgt ca. 60% (Nachweiseffizienz). Die Oberfläche der MCPs sind mit einer niederohmigen Metallegierung versehen und können über einen Punktkontakt auf Spannung gelegt werden. Die angelegte Spannung beträgt dabei über ein MCP ca. 800V-1100V. Ein auf die Oberfläche der Kanalinnenseiten treffendes Teilchen (Ion, Elektron, Photon) löst ein oder mehrere Elektronen aus, die durch das anliegende elektrische Feld weiter ins Kanalinnere beschleunigt werden und beim Auftreffen auf der Kanalwand wiederum selbst weitere Elektronen und somit eine Elektronenlawine auslösen. Die Verstärkung liegt im allgemeinen bei 10^3 bis 10^4 pro Plate. Je nach verwendeter Anordnung (Chevron-Stack: 2 MCPs, (hier) Z-Stack: 3 MCPs) beträgt die Gesamtverstärkung 10^9 bis 10^{12} . Die Ausdehnung der Elektronenwolke liegt bei einigen Kanaldurchmessern. Dieser Prozeß passiert in weniger als einer halben Nanosekunde. Das Nachfließen der Elektronen aus der Spannungsversorgung zum Plate hin kann als schneller Puls mit Hilfe eines RC-Gliedes ausgekoppelt und als Referenzsignal für die Flugzeitmessung und die Ortsbestimmung verwendet werden.

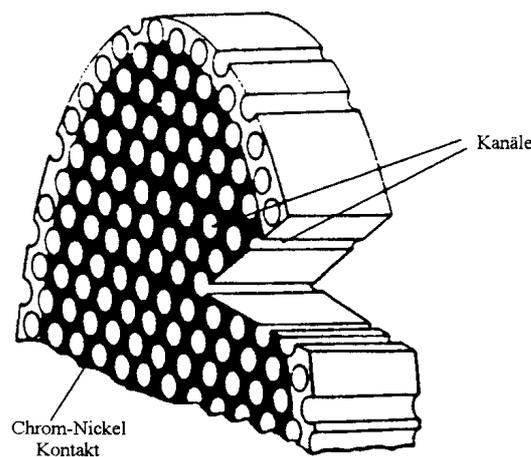


Abb. 3.6: Schematische Darstellung eines MCP-Detektors [WIZA79]

Die maximale Nachweiseffizienz eines Teilchens ist abhängig von der Quanteneffizienz, mit der die primären Sekundärelektronen ausgelöst werden und ist eine Funktion der Geschwindigkeit des auftreffenden, nachzuweisenden Teilchens. Der optimale Bereich der Beschleunigungsspannung für den Nachweis von Helium-Ionen liegt bei etwa 1500 eV bis

3000 eV, [ACHL99] (für Elektronen ca. 100 eV bis 300 eV). Daher ist im allgemeinen eine Vorbeschleunigung der Ionen notwendig (siehe dazu Kap 3.7).

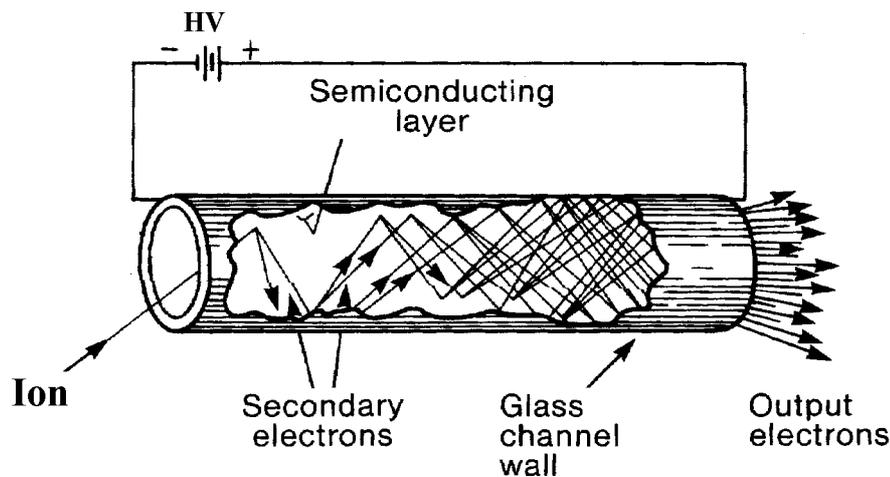


Abb. 3.7: Schematische Funktionsweise in einem Kanal eines Micro-Channelplate-Detektors: Sekundärelektronenvervielfachung an der Innenwand des Glaskanals und Beschleunigung zum Ausgang [GALI91].

3.5.2 Die Delay-Line-Anode

Das Prinzip der Delay-Line-Anode (DLA) ist die Messung von Laufzeiten (siehe Abb. 3.5 und 3.8) (z.B. in [JAGU96]). Auf der Rückseite der MCP-Anordnung tritt die Ladungswolke aus, wird über einige Millimeter beschleunigt und trifft auf die Anode. Die Anode besteht aus einer quadratischen Grundplatte aus Aluminium. An deren vier Außenseiten befindet sich jeweils eine aufgesteckte halbierte Gewindestange (Keramik) mit zwei unterschiedlichen Durchmessern. Die jeweils gegenüberliegenden Paare sind dabei identisch. Über dieses Gerüst sind jeweils zwei parallel zueinander verlaufende Drähte (Abstand zwischen den Windungen ca. 1mm) von dem einen Ende zum anderen gewickelt. Durch die unterschiedliche Stärke der Gewindestangen liegen die Ebenen übereinander und sind zueinander um 90° geneigt. Mit zwei Drähten pro Dimension und jeweils 2 Enden ergibt das insgesamt acht Anodensignale.

Zwischen den parallel zueinander gewickelten Drähten (Signaldraht und Referenzdraht) besteht eine Potentialdifferenz von 20V bis 50V. Daher trifft die von dem MCP emittierte Elektronenwolke in beiden Dimensionen durch das höhere Potential bevorzugt auf den Signaldraht. Dagegen werden Influenzsignale von beiden Drähten gleich empfangen. Die Signale laufen zu den Drahtenden und werden dort aus der Hochspannung mit Hilfe von RC-Gliedern ausgekoppelt (siehe Abb. 3.14). Die jeweils zusammengehörigen Enden von Signal- und Referenzdraht sind mit einem Differenzverstärker verbunden (siehe Abb. 3.14). Dieser verstärkt nur die Differenz der beiden Signale, d.h. die Untergrundsignale (sog. Rauschen) verschwinden und nur das Elektronensignal wird verstärkt. Diese analogen Verstärkersignale werden in einem Constant Fraction Discriminator (CFD) in ein logisches Signal umgewandelt (Standard NIM). Das ergibt vier Signale, die jeweils proportional zum Auftreffort auf dem

MCP sind. In Referenz zum MCP-Signal können aus den Differenzen der Laufzeiten auf dem Detektor X2-X1 und Y1-Y2 die Position in jeder Dimension des Detektors ermittelt werden (siehe dazu Kap. 3.8). Zur Überprüfung der richtigen Zuordnung werden jeweils die Summen ($X1+X2 = \text{const.}$, $Y1+Y2 = \text{const.}$) gebildet, die eine konstante Signallaufzeit (hier von 30ns) ergeben müssen (siehe Kap. 3.8, Abb. 3.15b).

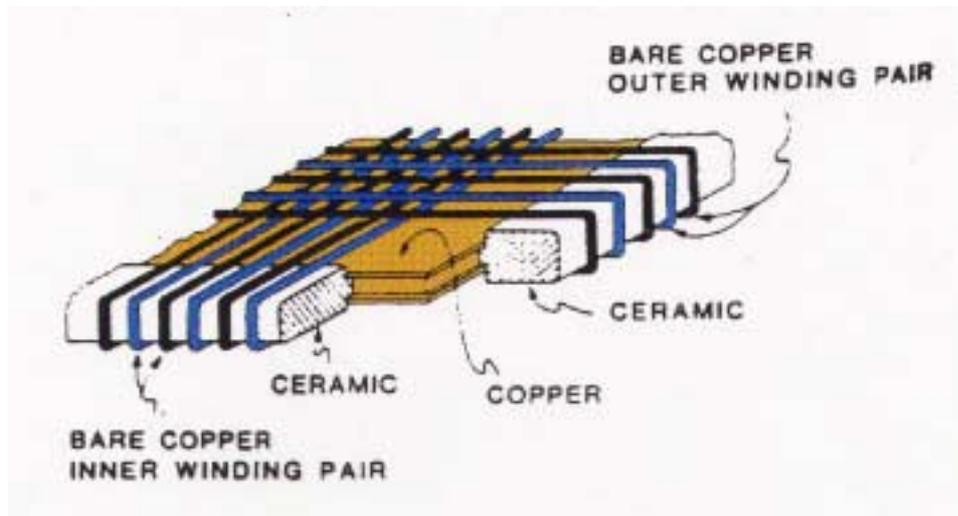


Abb. 3.8: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der Delay-Line-Anode [SOBO88].

In Realität ist die Ortsbestimmung keine Einzeldrahtauslese mit diskreter Verteilung, da die Elektronenwolke so groß ist, daß sie auf mehrere Wicklungen des Drahtes trifft. Die Ortsbestimmung erfolgt über die (Ladungs-) Schwerpunktbildung der Elektronenwolke gemittelt über mehrere Drähte. Somit ist die kleinste erreichbare Ortsauflösung von ca. 0.1mm (abhängig von der Zeitauflösung des zur Laufzeitmessung verwendeten TDCs, siehe dazu Kap. 3.8 und 4.3) deutlich besser als der Drahtabstand. Diese Methode ermöglicht eine hohe Zählrate (bis zu Mhz) und die Messung im Multi-Hit-Modus: Mehr als ein auf den Detektor eintreffendes Teilchen (pro Event) kann aufgenommen werden, unter speziellen Bedingungen können sogar gleichzeitige Teilchen unterschieden werden. Die Breite der Anodensignale (ca. 15ns) bzw. die minimale Breite der CFD-Ausgangssignale (ca. 10ns) (und die Totzeit des TDCs, siehe dazu Kap. 3.8) begrenzen die theoretische Multi-Hit-Fähigkeit der Anode. Das ist ein wichtiges Werkzeug beim Nachweis von korrelierten Teilchen. Die Multi-Hit-Fähigkeit ist eine bedeutende Verbesserung gegenüber der Ladungsverteilungsmessung wie z.B. in der Backgammon- („Wedge and Strip“-) Anode (z.B. [MERG96]). Die minimale Zeitdifferenz zwischen zwei nachzuweisenden Teilchen hängt von der Länge der Zeitsignale und der Differenz im Nachweisort ab, die sich in einer Zeitdifferenz äußert. Eine detaillierte Beschreibung ist zu finden in [JAGU98] [JAGU02]. Eine Verbesserung gegenüber der rechteckigen Anode ist die Entwicklung der hexagonalen Anode [ROEN02], bei der 3 Drahtpaare verwendet werden.

Die Angabe der Mhz-Zählrate ist integral über den gesamten Detektor zu sehen. Da jedoch der Schwerpunkt der Sekundärionenemission im Zentrum (x_0/y_0) des Detektors liegt, muß zum Schutz des Detektors vor Überlastung die maximale (Stop-) Zählrate auf einen Wert von 6-7 kHz beschränkt werden.

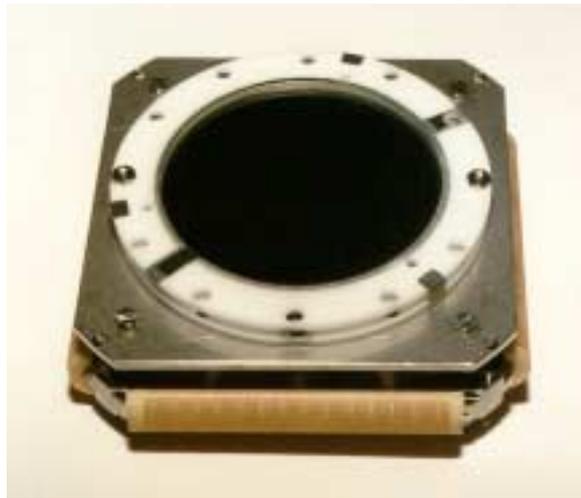


Abb. 3.9: Fotografie eines mit einer ortsempfindlichen Delay-Line-Anode ausgestatteten MCP-Detektors [ROEN02].

Da die Positionen in Laufzeiten auf den Anodendrähten gemessen werden, müssen diese zur Berechnung der radialen Geschwindigkeiten in eine Längeneinheit transformiert werden: Dies geschieht mit einer vor dem Detektor montierten Gittermaske (Lochdurchmesser = 1mm, -abstand = 3mm) und der Bestrahlung mit einer α -Quelle (siehe Abb. 3.10). Durch deren nicht vernachlässigbare Ausdehnung (ca. 1cm) und dem endlichen Abstand (ca. 20 cm) zwischen Quelle und Maske im Verhältnis zum Abstand Maske-Detektor (ca. 1cm) entsteht im Randbereich des Detektors eine scheinbare Verschiebung der Orte („Parallaxe“), die nicht berücksichtigt werden darf. Die ermittelten Werte betragen 0.341 mm/Kanal für die X- und 0.3638 mm/Kanal für die Y-Dimension. „Reale“, jedoch minimale und daher in der Datenauswertung vernachlässigbare Nichtlinearitäten im Randbereich des Detektors sind in den angegebenen Werten nicht berücksichtigt, aber z.B. sichtbar durch den Strahlprofilmonitor (siehe Kap. 6.1.2). Im Zentrum existiert eine durch Überbeanspruchung des Detektors bedingte verminderte Zählrate und in der oberen linken Ecke befindet sich eine Markierung zur Identifikation der Orientierung des Detektor.

3.6 Flugzeitmessung (Referenzsignal) und Projektilnachweis

Sowohl die Berechnung der axialen als auch der radialen Geschwindigkeits- bzw. Impulskomponenten der in den Stößen emittierten Teilchen erfordert die Kenntnis der absoluten Flugzeit jedes einzelnen Teilchens. Ein präzises Start- bzw. Referenzsignal für die Flugzeitmessung wird durch von der Rückseite des Targets emittierte Sekundärelektronen bereit gestellt (siehe Abb. 3.5). Diese werden in einem hohen elektrischen Feld (2kV/cm) auf einen MCP-Detektor gelenkt. Durch das angelegte hohe elektrische Feld spielt die Anfangsenergieverteilung ($E \leq 50\text{eV}$ [GROE91] [WUEN99]) der meisten Sekundärelektronen ($\geq 90\%$) eine untergeordnete Rolle in der absoluten Flugzeit, d.h. sie besitzen im wesentlichen nur die in dem elektrischen Feld gewonnene kinetische Energie und somit eine, im Vergleich zur TDC-Auflösung von 0.5ns (siehe Kap. 3.8), nahezu konstante Flugzeit ($\Delta_t < 0.2\text{ns}$).

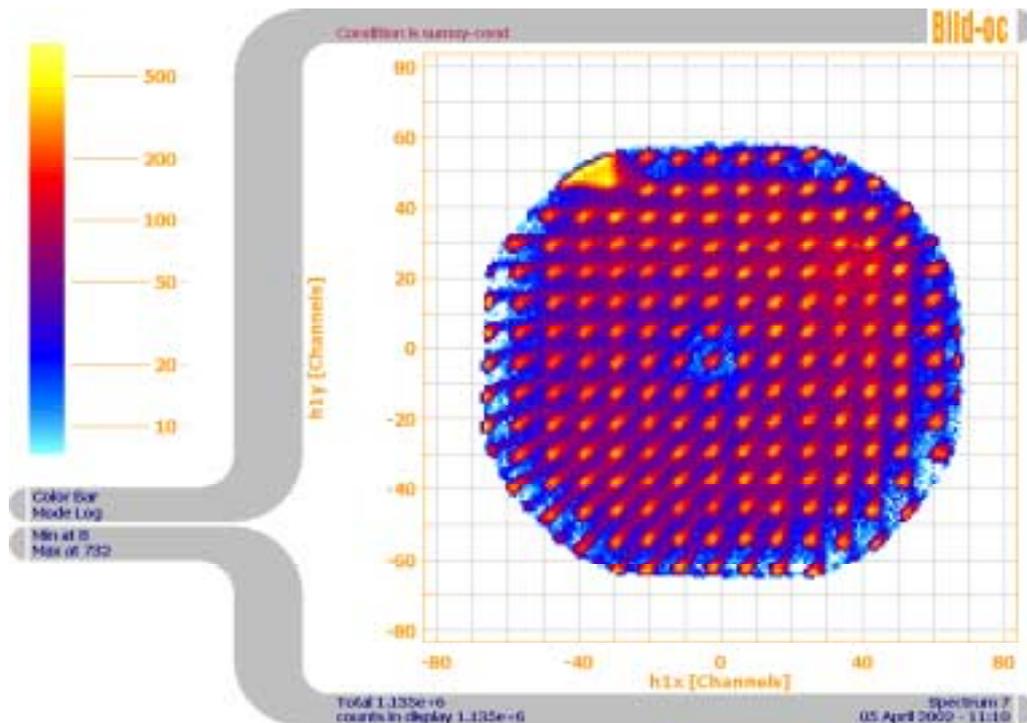


Abb. 3.10: Ein mit einer Gittermaske aufgenommenes XY-Ortsspektrum zur Transformation der Kanäle (Laufzeiten auf den Anodendrähten) in Abstände.

Als eine qualitative Kontrolle dieser Methode dient dazu als Referenz die Halbwertsbreite des Photonpeaks mit einer Halbwertsbreite von maximal 1.5ns. Ein entscheidender Nachteil dieser Methode ist die Beschränkung auf ausreichend dünne Targets: „Ausreichend dünn“ bedeutet in diesem Zusammenhang, daß das Projektil immer in der Lage sein muß, durch das Target hindurchzufliegen (siehe dazu Abb. 2.3), um das Start- bzw. Referenzsignal zu erzeugen. Weitere Methoden zur Erzeugung eines Referenzsignals sind im folgenden tabellarisch mit jeweiligen Vor- und Nachteilen skizziert:

Erzeugung des Referenzsignals über ...

- ... den direkten Projektilnachweis. Das ist eine experimentell einfache Methode (z.B. in [NEUG01]), birgt jedoch den Nachteil der Verwendung von ausreichend dünnen Targets und im allgemeinen eine Flugzeitunschärfe durch die statistische Energie- und Winkelstreuung innerhalb des Targets.
- ... den Sekundärelektronennachweis von einer dünnen Startfolie vor dem eigentlichen Target (z.B. in [NEUG01]). In dieser Konfiguration können Targets beliebiger Dicke verwendet werden. Sie birgt jedoch den Nachteil eines undefinierten Projektilladungszustands und im allgemeinen einer Flugzeitunschärfe durch die statistische Energie- und Winkelstreuung des Projektils innerhalb der Startfolie.
- ... den Nachweis von Sekundärelektronen und Sekundärionen auf dem gleichen Detektor. Hier ist nur die Verwendung eines Detektors erforderlich und es können Targets beliebiger Dicke verwendet werden. Jedoch besteht die Beschränkung im Nachweis der

negativ geladenen Sekundärionen. Zusätzlich ist die gesamte Flugzeitverteilung mit der Anfangsenergieverteilung der Sekundärelektronen gefaltet, da zum Erhalt einer vertretbaren (Sekundärionen-) Flugzeitauflösung (siehe dazu Kap. 4.3) die abbildenden Felder nicht beliebig hoch gewählt werden können.

- ... einen gepulsten Strahl (z.B. in [WEBE98] [SCHM00]) erlaubt eine beliebige Wahl des Targets, ergibt aber eine Beschränkung sowohl in der Wahl der Projektile als auch deren Geschwindigkeit.
- ... vom Festkörper emittierte Photonen. Dies ist eine elegante und zeitlich äußerst präzise Methode, birgt jedoch den Nachteil einer geringen Ausbeute der Photonen und vor allem bzgl. der MCP-Nachweiseffizienz in der Beschränkung auf UV-Photonen (siehe Kap. 3.5).

Zum Nachweis des Projektils befindet sich im Anschluß an das Spektrometer noch ein weiterer MCP-Detektor (siehe Abb. 3.1 und 3.5). Da das Projektil jedoch im Festkörper, wie eben schon erwähnt, neben der Energie- auch eine Winkelstreuung erfährt (siehe dazu Kap. 6.1.3) und der in einem endlichen Abstand (hier ca. 40 cm) platzierte Detektor nur eine endliche Größe (hier $\varnothing \approx 2$ cm) besitzt, können im allgemeinen nicht alle Projektile nachgewiesen werden. Die Kenntnis der absoluten Anzahl der Projektile ist jedoch zur Normierung der Daten erforderlich, was durch den Nachweis der „projektilinduzierten“ Sekundärelektronen gewährleistet ist.

3.7 Das Spektrometer

Dieses Kapitel beschreibt die Realisierung des Spektrometers. Im Gegensatz zu herkömmlichen Flugzeitspektrometern, bestehend aus einer Extraktions- und einer Driftregion, besteht das hier konstruierte Spektrometer in seiner Grundkonfiguration nur aus einer vergrößerten Extraktionsregion. Dies ist in der verbesserten Energieauflösung (siehe dazu Kap. 4.3) und der vollständig offenen Gestaltung des Spektrometers begründet. Die zwei verwendeten Extraktionsfelder ($600\text{V}/8.41\text{cm} \approx 71\text{V}/\text{cm}$ und $2.93\text{kV}/8.41\text{cm} \approx 348\text{V}/\text{cm}$) sind die hier als Konfiguration 1 und 2 bezeichneten Grundkonfigurationen. Im allgemeinen werden alle Messungen mit einer der beiden bzw. beiden Konfigurationen durchgeführt. Nur bei der Untersuchung der negativen Sekundärionen und bei dem Betrieb als „Massenspektrometer“ kommen weitere Konfigurationen, hier bezeichnet als Konfiguration 3 und 4, zum Einsatz.

3.7.1 Realisierung des Spektrometers

In Abb. 3.11 ist der schematische Aufbau des Spektrometers perspektivisch dargestellt. Um die Beschreibung der mehrdimensionalen Daten zu vereinfachen, wird ein Koordinatensystem (links oben eingebettet in Abb. 3.11) eingeführt: Die Z-Achse ist die Achse senkrecht zur Festkörperoberfläche, die X- und die Z-Achse definieren die einfallende Ebene des

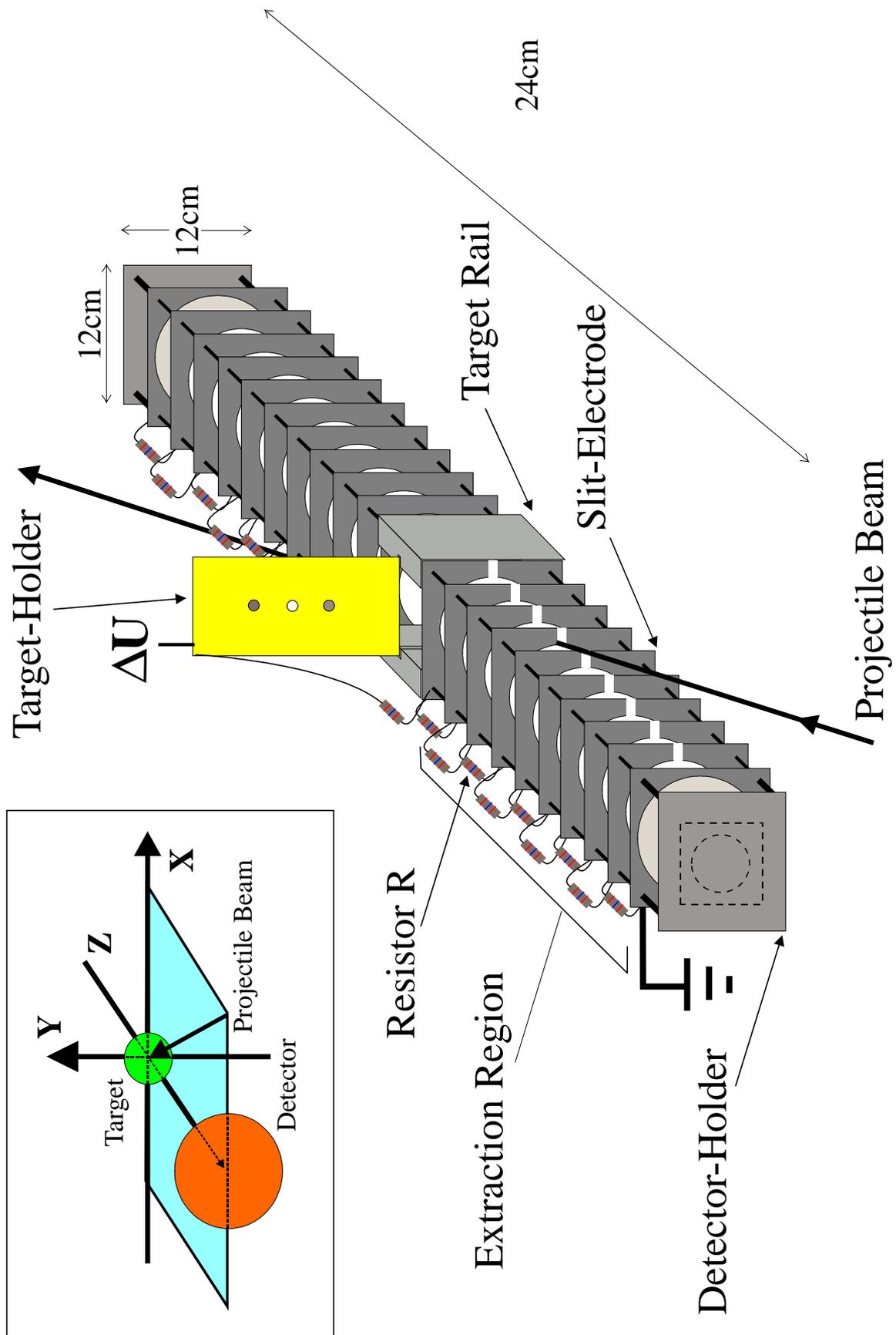


Abb. 3.11: Schematische perspektivische Darstellung des Spektrometers mit einem integrierten Koordinatensystem.

Projektilstrahls und die Y-Achse steht senkrecht auf der von X- und Z-Achse definierten Ebene.

Das parallel zur Oberflächennormale homogene elektrische Feld zwischen Target und Detektor wird durch eine Anordnung von äquidistanten Elektroden (aus Kupfer) erzeugt, die über identische Widerstände ($\Delta\Omega < 1\%$) miteinander verbunden sind und somit bei angelegter Spannung zwischen Target und Detektor eine konstante Feldstärke gewährleisten. Die Parallelität der Elektroden wird durch Abstandshülsen (Keramik, Länge = 5 mm) gewährleistet und erreicht eine Genauigkeit besser als 0.1 mm. Die verwendeten Potentiale sind in Tab. 3.1 nachzulesen. Um Felddurchgriffe des Detektors (vor allen Dingen von der auf Hochspannung liegenden Anode) in den Extraktionsbereich des Spektrometers zu vermeiden, muß das Spektrometer durch geeignete Gitter gegen derartige Feldverzerrungen abgeschirmt werden. Dazu befindet sich am Abschluß des Spektrometers ein Edelmetallgitter (Transmission 80%). Das gesamte Spektrometer ist elektrisch isoliert auf dem Drehteller montiert.

Der Projektilstrahl tritt (in der X-Z-Ebene) seitlich durch die Schlitze in das Spektrometer ein, trifft auf das Target und verläßt das Spektrometer wieder durch die auf der gegenüberliegenden Seite befindlichen Schlitze. Die in dem Stoß zwischen Target und Projektil erzeugten geladenen Sekundärteilchen (hier die positiven Sekundärionen) werden je nach Polarität des angelegten Feldes auf die ortsempfindlichen Detektoren gelenkt. Über die Messung von Flugzeit und Auftreffort kann auf die 3-dimensionalen Impulskomponenten der emittierten Sekundärionen geschlossen werden (siehe Kap. 3.5 und 4.1). Die offene Gestaltung des Spektrometers und der damit verbundenen Drehfreiheit erlaubt dem Projektilstrahl unter den zugänglichen Winkeln mit 100% Transmission in das Spektrometer einzutreten. Bei der Verwendung von Gittern (Konfiguration 3 und 4) ist eine Vergrößerung des Eintrittswinkels immer mit einer verringerten Transmission des Projektils und einer möglichen Streuung und somit Ortsunschärfe (schlechtere radiale Energieauflösung) verbunden.

Der Targethalter besteht aus einer mit drei vertikal positionierten Löchern ($\varnothing=1\text{cm}$) versehenen Aluminiumplatte (siehe Abb. 3.11). Auf die Löcher können nach der in Kapitel 3.3.3. erklärten Methode die freitragenden Targets aufgezogen werden. Zur Vermeidung von Aufladungen wird im allgemeinen der gesamte Targethalter vor dem Aufziehen der Targets mit einer dünnen Kohlenstoffschicht ($\sim 500\text{\AA}$) bedampft. Er ist in einer aus Teflon gefertigten Schiene definiert geführt und mit einem externen Manipulator verbunden. Das ermöglicht eine Höhenverstellung des Targets und das Studium mehrerer Targets (hier drei) ohne das Hochvakuum zu beeinträchtigen. Das gesamte Spektrometer ist auf einem Drehteller montiert und erlaubt eine Variation des einfallenden Projektilstrahlwinkels von etwa $80^\circ \leq \theta_p \leq 36^\circ$ (relativ zur Oberflächennormalen) unter Hochvakuumbedingungen. Die relative Position vom Target zum Detektor ist somit theoretisch konstant. Jedoch liegt der Quellpunkt des Spektrometers aufgrund mechanischer Unzulänglichkeiten nicht auf der Drehachse des Kammerdeckels. Dies führt bei der Rotation zu einer Verschiebung der Target-Wechselwirkungszone bezüglich des Projektilstrahls und muß dementsprechend in der Datenanalyse berücksichtigt und korrigiert werden. Die Kontrolle darüber ermöglicht das Eichverfahren des Spektrometers mit Hilfe des Strahlprofilmonitors (siehe Kap. 4.2).

Die Verwendung von zwei ortsempfindlichen Detektoren erlaubt das simultane Studium der Sekundärionenemission von der Projektileintritts- und -austrittsseite. Durch die spezielle Erzeugung des Flugzeitreferenzsignals (siehe Kap. 3.6) entfällt jedoch diese Möglichkeit und bedingt eine Modifikation des Spektrometers: Die (reversible) Einführung eines Gitters und einer nachfolgenden spektrometerbedingten Drift (siehe Abb. 3.5) ermöglicht das notwendige hohe elektrische Feld zum Abbilden der Elektronen von der Targetrückseite zur Erzeugung eines konstanten Referenzsignals. Das Spektrometer kann jedoch um 180° gedreht werden und die Sekundärionen von der Projektileintritts- und -austrittsseite lassen sich nacheinander spektrometrieren.

Das Spektrometer ist von den Dimensionen und der Elektrodengröße ($\varnothing_{\text{innen}} = 90\text{mm}$) für einen Detektor mit einem MCP-Durchmesser von 80 mm konzipiert. Aus Kostengründen kommt jedoch ein 50mm-MCP-Detektor zum Einsatz, der über einen Adapter in der gleichen Weise wie ein großer Detektor befestigt wird. Ein längeres Spektrometer bedingt eine breitere Flugzeitverteilung der einzelnen Ionen und verbessert bei vorgegebener Zeitauflösung die axiale Energieauflösung (siehe. Kap. 4.3). Somit ist die Länge des Spektrometers innerhalb der Kammer maximal gewählt. Mit einer größeren Elektrodenzahl kann das Spektrometer verlängert und in größeren Kammern betrieben werden. Die Dimensionen des Spektrometers sind in Abb. 3.11 und Tab. 3.2 dargestellt.

3.7.2 Das Elektrodendesign

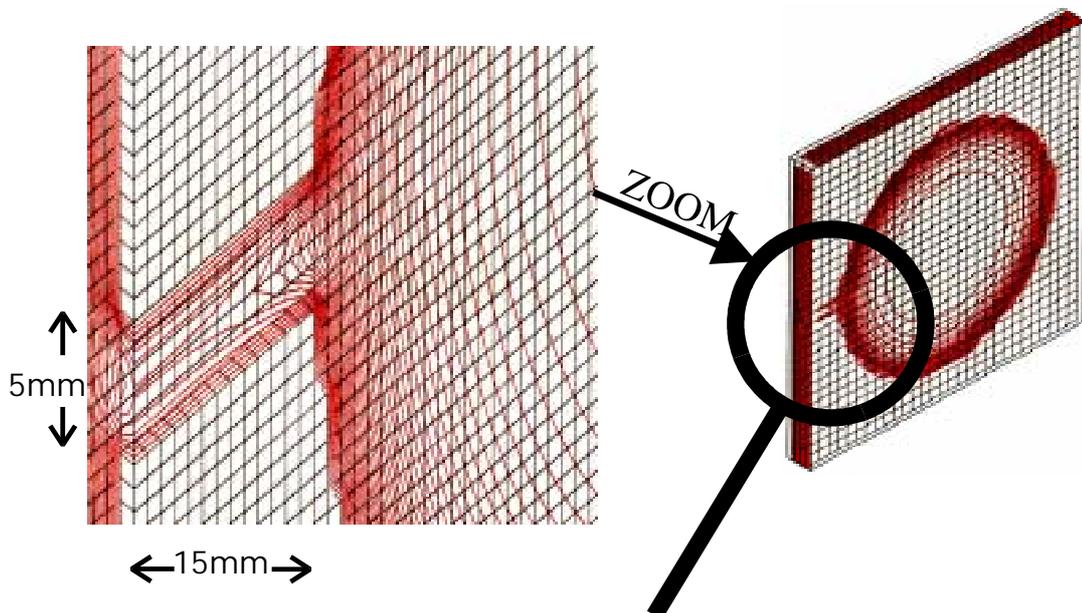


Abb. 3.12: Perspektivische Darstellung der (homogenen) elektrischen Feldverteilung im Zentrum der Elektrode und die durch die Schlitze am Rand (lokal) produzierten Feldverzerrungen.

Die Schlitz-Geometrie der einzelnen Elektroden ermöglicht es, den Einfallswinkel zwischen Projektilstrahl und Target in dem im vorigen Kapitel angegebenen Winkelintervall zu variieren. Dazu ist in Abb. 3.12 eine Simulation [SIMI95] der Schlitz-Elektrode mit den entsprechenden

Potentialverteilungen dargestellt. Die durch den Schlitz erzeugte Feldverzerrung ist nur auf den Rand begrenzt ist und greift nicht in das Spektrometer hinein. Die Homogenität des elektrischen Feldes im Innern des Spektrometers ist gewährleistet, solange das Verhältnis von Breite und Höhe des Schlitzes zwischen 2 und 3 beträgt. In diesem Aufbau beträgt die Höhe der Schlitz 5mm bzw. 8mm, bei einer Schlitzbreite von 15mm. Die gewählte Größe ist dabei so groß gewählt, um eine minimale Feldverzerrung aber auch gleichzeitig einfache Strahlführung zu ermöglichen.

3.7.3 Kenndaten des Spektrometers

In Abb. 3.13 ist das gesamte Spektrometer mit den einzelnen Parametern schematisch dargestellt. Die zugehörigen Kenndaten sind in Tab. 3.1 und 3.2 aufgeführt. Zur Extraktion werden zwei verschiedene Absaugspannungen verwendet. Um eine konstante Nachweiseffizienz des MCP-Detektors zu gewährleisten, müssen die Ionen immer mit der gleichen Energie auf den Detektor treffen. Daher müssen bei Verwendung des niedrigen elektrischen Feldes die Ionen noch einmal nach dem Gitter beschleunigt werden. Die schnelle Änderung des elektrischen Feldes wird durch einen variablen Widerstand an dem Abschlußgitter des Spektrometers ermöglicht. Eine permanente Potentialdifferenz zwischen Gitter und Detektor hindert an dem Gitter ausgelöste Elektronen Untergrundsignale zu erzeugen (siehe dazu Abb. 4.11).

(SE-)Detektor (Startseite)	(SI-) Detektor (Stopseite)
$d_{SE1} \approx 8 \text{ mm}$	$MCP_{\text{Front}} = 0 \text{ V}$
$d_{SE2} \approx 75 \text{ mm}$	$MCP_{\text{Back}} = 2.65 \text{ kV}$
$U_{SE} = 4.5 \text{ kV}$	Holder = 2.80 kV
$MCP_{\text{Front}} = 4.7 \text{ kV}$	Anode _{Referenz} = 2.95 kV
$MCP_{\text{Back}} = 6.7 \text{ kV}$	Anode _{Referenz} = 3.00 kV
Anode = 6.9 kV	

Tab. 3.1: *Verwendete Potentiale des (SE-) Sekundärelektronendetektors (Start) und des ortsempfindlichen (SI-) Sekundärionendetektors (Stop).*

Konfiguration 1	Konfiguration 2
$d_1 = 84.1 \pm 0.2 \text{ mm}$	$d_1 = 84.1 \pm 0.2 \text{ mm}$
$d_2 = 7.0 \pm 0.2 \text{ mm}$	$d_2 = 7.0 \pm 0.2 \text{ mm}$
$U_1 = 2970 \pm 5 \text{ V}$	$U_1 = 2970 \pm 5 \text{ V}$
$U_2 = 2370 \pm 5 \text{ V}$	$U_2 = 40 \pm 0.5 \text{ V}$

Tab. 3.2: *Nominelle Kenndaten des Spektrometers in der Konfiguration 1 und 2. Die Potentiale U_1 und U_2 wurden mit digitalen Voltmetern, die Abstände und Unsicherheiten für d_1 und d_2 mit Hilfe des Strahlprofilmonitors ermittelt (siehe Kap. 4.2)*

Durch das Anpassen der Potentiale im Spektrometer kann der Detektor, dessen Feineinstellung den aufwendigsten Teil der Messung darstellt, immer in der gleichen Konfiguration betrieben werden. Eine Vergrößerung von U_1 würde eine bessere Nachweiseffizienz der größeren Massen bewirken. Um die Präzision der Flugzeitmessung zu erhalten, müßten auch die Potentiale der (Elektronen-) Startseite erhöht werden, die sich jedoch schon hier in einem für die Koppel Elektronik kritischen Bereich befinden.

Für die Vermessung der positiv geladenen Sekundärionen hat sich die präsentierte Methode bewährt. Bei der Vermessung der negativ geladenen Ionen besteht allerdings die Schwierigkeit, daß zusätzlich noch eine große Anzahl von Elektronen von dem Festkörper emittiert werden. Die Anzahl von über hundert Elektronen bei dem verwendeten Ar-Projektile (siehe dazu [GROE91]) übersteigt bei weitem die Multi-Hit-Fähigkeit des Detektors und verdeckt aufgrund der Sättigung des MCP-Detektors trotz der größeren Ionenflugzeit (z.B. $t_{H^-} \sim \sqrt{1836 m_{e^-}}$) die Sicht auf die negativen Sekundärionen.

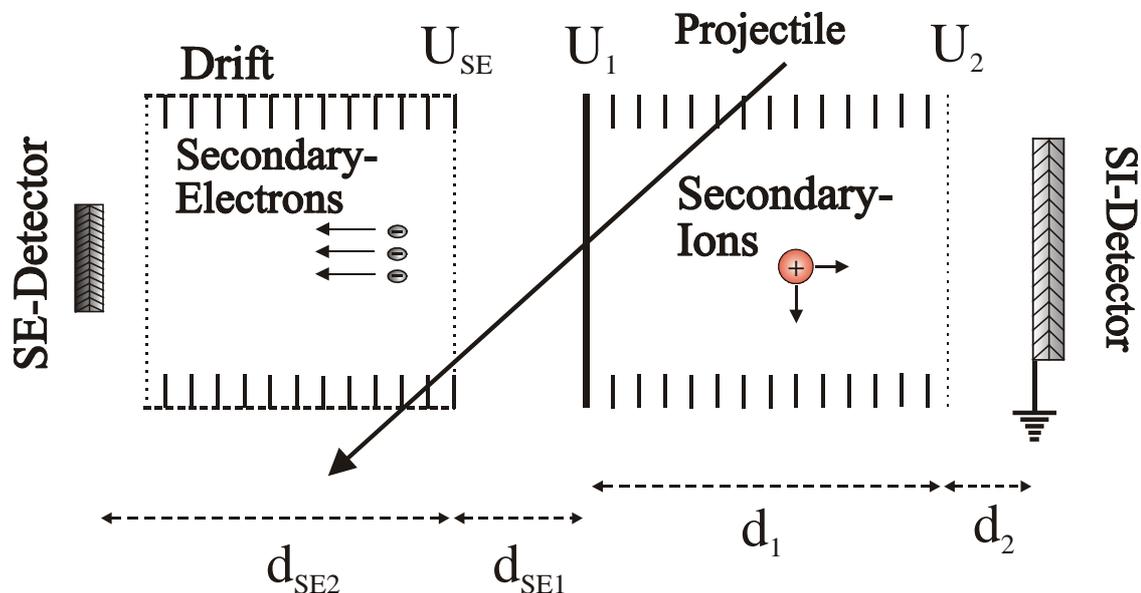


Abb. 3.13: Schematische Darstellung des Spektrometers und der verwendeten Potentiale.

3.7.4 Alternative Konfigurationen des Spektrometers

Eine übliche Methode zur Unterdrückung der Sekundärelektronen ist deren Ablenkung durch ein zum elektrischen Feld senkrecht magnetisches Feld (z.B. [NEUG01]): Elektronen werden aus ihrer Flugbahn zum Rand des Spektrometers gelenkt, während die Ionen aufgrund ihrer größeren Masse davon weitgehend unberührt bleiben und nur dem elektrischen Feld folgen. Das Problem der offenen Spektrometergestaltung ist das Auftreffen der abgelenkten Primärelektronen auf die Elektroden des Spektrometers, die dort ihrerseits Sekundärelektronen auslösen, auf den Detektor beschleunigt werden und den Prozeß der Primärelektronen wiederholen (Elektronenvervielfachung).

Durch die (reversible) Einführung zweier Gitter oder eines Gitters (Konstruktion ist analog zu dem Abschluß des Spektrometers) in die Zwischenräume der Elektroden und das

Kurzschließen der nachfolgenden Elektroden zur Erzeugung einer feldfreien Driftregion der Länge d wird das Spektrometer in zwei Extraktions- und eine Driftregion (Konfiguration 3) bzw. eine Extraktions- und eine Driftregion unterteilt (Konfiguration 4): In der Driftstrecke erzeugte Sekundärelektronen werden aufgrund des feldfreien Raumes nicht mehr beschleunigt. In diesen Experimenten kommt ein Stabmagnet zum Einsatz, dessen magnetisches Feld im Abstand von ca. 6 cm zur Wechselwirkungszone etwa 30 Gauss beträgt. Aber selbst unter diesen verbesserten Bedingungen ist es nicht möglich, den Nachweis der Sekundärelektronen vollständig zu unterbinden (siehe dazu Abb. 3.3d).

Konfiguration 4 entspricht einer Standardanordnung in der Sekundärionenmassenspektrometrie (vgl. z.B. [COTT89] [HÅKA99]) zum Nachweis positiver und negativer Sekundärionen. Konfiguration 3 kommt bei der energie- und winkeldifferentiellen Vermessung der H^- -Ionen zum Einsatz, die Verwendung von zwei Extraktions- und einer Driftregion ist am Ende von Kap. 4.3 ansatzweise diskutiert. Die zugehörigen Kenndaten sind in Tab. 3.2 aufgeführt: d_1 , d_2 und U_1 , U_2 bezeichnen hier die Längen der ersten und (wenn vorhanden) der zweiten Extraktionsregion mit den entsprechenden Potentialen gegenüber der sich anschließenden Driftregion der Länge d mit dem Potential 0 V. Ein Vergleich der Konfigurationen bzgl. Raumwinkelakzeptanz, Massen- und Energieauflösung befindet sich ebenfalls in Kap. 4.3.

Konfiguration 3	Konfiguration 4
$d_1 = 7 \text{ mm}$	$d_1 = 7 \text{ mm}$
$d_2 = 5.5 \text{ mm}$	$d = 84.1 \text{ mm}$
$d = 78.6 \text{ mm}$	$U_1 = \pm 2.970 \text{ kV}$
$U_1 = \pm 2.970 \text{ kV}$	
$U_2 = \pm 2.916 \text{ kV}$	

Tab. 3.3: Nominelle Kenndaten des Spektrometers in der Konfiguration 3 und 4.

3.8 Elektronik und Datenaufnahme

Die in den Stößen zwischen Projektil und Target entstehenden Sekundärionen werden in dem Spektrometer über ihre Flugzeit (in Koinzidenz mit den Sekundärelektronen) und dem Auftreffort auf der Anode des ortsempfindlichen Detektors (nach dem Delay-Line-Prinzip) energie- und winkeldifferentiell analysiert. Alle Informationen stehen in Form von Zeitmessungen zur Verfügung. Nach der elektronischen Aufbereitung der Signale werden sie dem Meßsystem zugeführt. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente kommt das computergestützte Meßsystem CoboldPC zum Einsatz.

3.8.1 Das Meßsystem CoboldPC

CoboldPC (Computer Based Online-offline Listmode Datanalyser [ROEN02]) ist ein Programm zur Datenaufnahme und zur Online-Offline-Datenanalyse. Kernstück des

CoboldPC-Meßsystems ist ein Personalcomputer (PC, hier Modell Intel P90). Die Meßelektronik (hier der Time to Digital Converter, TDC) wird über ein CAMAC-Meßsystem (Computer Aided Measuring And Control) gesteuert, das eine genormte Schnittstelle für die Computersteuerung kern- und atomphysikalischer Experimente darstellt. Es besteht aus Einschubmodulen, die mit einem CAMAC-Controller über den „Dataway“ des CAMAC-Überrahmens kommunizieren. Der Datenaustausch zwischen PC und CAMAC-Controller erfolgt über eine ISA-Bus-Schnittstelle. Die Steuerung der Messung, Darstellung und Verarbeitung der Meßdaten erfolgt durch das Programm im Computer, während das CAMAC-System die Anbindung an die Meßelektronik vornimmt.

Die von der Hardware aufgenommenen Daten (Events) werden im List-Mode-Format gespeichert, d.h. die Daten, in diesem Fall die gemessenen Zeiten, werden „Event by Event“ in einer Datenliste in einer zusammenhängenden Gruppe gespeichert. Diese Daten können dann in CoboldPC „online“ oder „offline“ dargestellt werden. Das Programm ermöglicht das Sortieren und Darstellen der Informationen. Um Informationen zu kombinieren, können mit den Daten komplexe mathematische Operationen durchgeführt und somit z.B. Geschwindigkeiten, Energien und Winkel berechnet werden. Somit kann die Analyse nach Beendigung der eigentlichen Messung beliebig wiederholt werden.

Die modulare Struktur des Programms ermöglicht es, sie an jede Datenanalyse und jede Hardware anzupassen. Aufgrund einer begrenzten Anzahl von CoboldPC-Standard-Controllern (IKF-Eigenbau) zur Anbindung des Computers an das CAMAC-Crate ist es erforderlich, Teile des Programms zur Anpassung anderer Hardware zu modifizieren:

Verwendet wird ein vorhandener kommerzieller CAMAC-Controller (Hytec PC CAMAC Interface Modell 1330 [HYTE94]), der über ein Kabel und eine Input/Output-Karte (I/O-Card 2) mit dem ISA-Bus des PCs verbunden ist (siehe Abb. 3.14). Die Veränderungen in der Software berücksichtigen dabei neben der reinen Anpassung der Hardware-Adressen auch die andere Funktionsweise dieses CAMAC-Controllers gegenüber dem herkömmlichen Gerät. Die spezielle Struktur von CoboldPC macht es zusätzlich erforderlich, noch eine weitere I/O-Karte (I/O-Card 1, Modell BMC PIO-II) zu verwenden, über die die Steuerung der Messung (Kommando zum Auslesen des TDCs, Initialisieren der Trigger-Box) geschieht, während die eigentlichen Daten und Befehle über die andere I/O-Karte (I/O-Card 2) gesendet und empfangen werden.

3.8.2 Elektronische Verarbeitung und Verknüpfung der Detektorsignale

Da die Detektorsignale im allgemeinen nicht direkt vom Meßsystem verarbeitet werden können, müssen diese einer Aufbereitung unterzogen werden. Sie erfolgt durch eine Umwandlung in logische Standardsignale (NIM, TTL, ECL). Zur Signalverarbeitung dienen neben wenigen Eigenentwicklungen standardisierte NIM- und CAMAC-Elektronikmodule. In Abb. 3.14 ist dazu der elektronische Aufbau schematisch dargestellt:

Die Signale der drei Detektoren, d.h. die beiden Zeitsignale (MCP_{SE} - und MCP_P -Signal) des Sekundärelektronen- und des Projektil-Detektors, sowie das Zeitsignal (MCP_{SI} -Signal) mit den acht Orts- bzw. Anodensignale (8 DLA-Signals) des Sekundärionen-Detektors werden kapazitiv aus der Hochspannung ausgekoppelt und mit schnellen Spannungsverstärkern (Fast

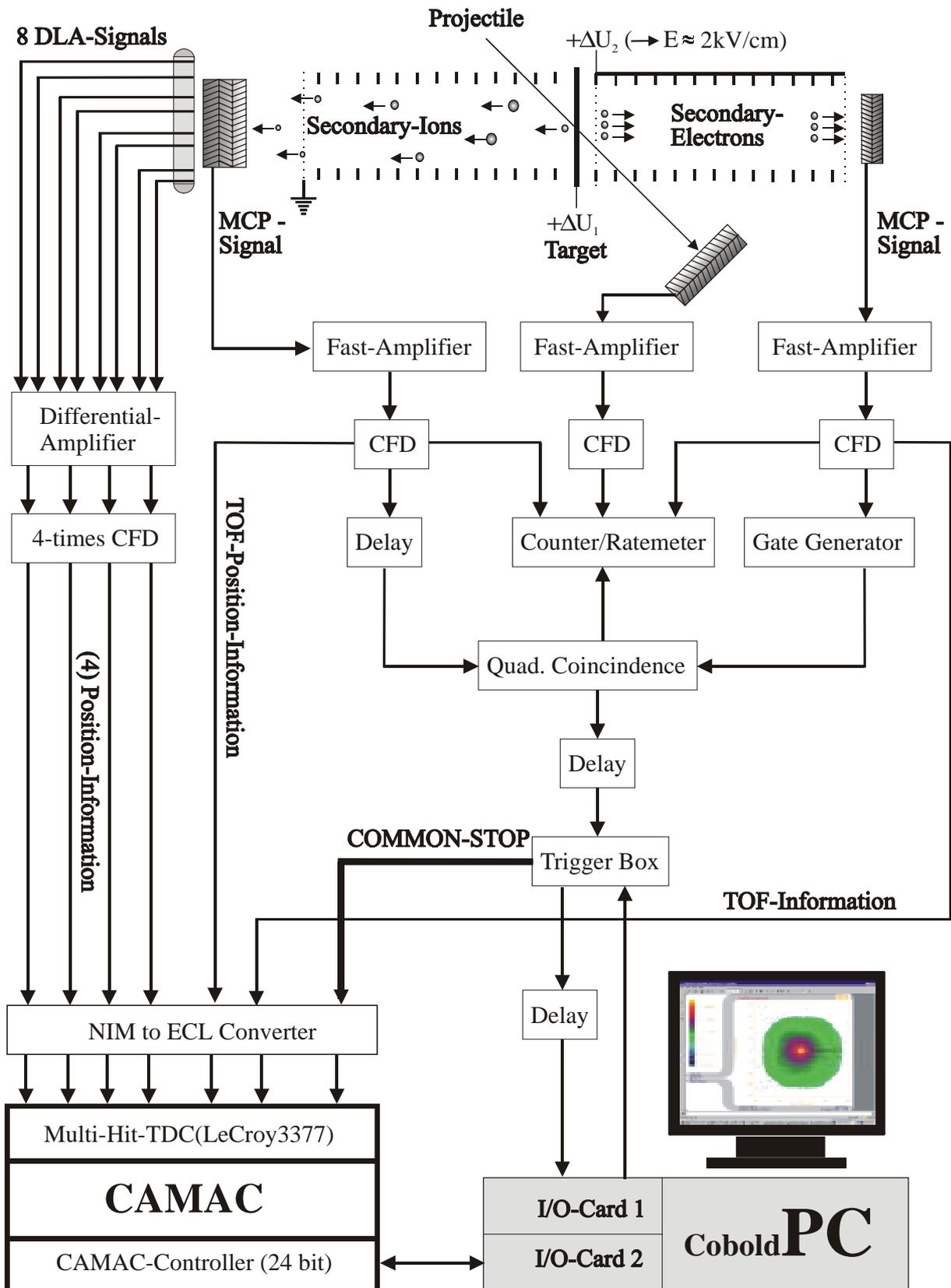


Abb. 3.14.: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik zur Messung der Sekundärionenemission mit dem (COL)TRIMS-Spektrometer.

Amplifier FTA 810L ESN Electronic) bzw. Differenzverstärkern (Differential-Amplifier DLA 120 NES) und nachfolgend mit „Constant-Fraction-Diskriminatoren“ (CFD 934 Ortec) zu Standard-NIM-Signalen verarbeitet und vervielfacht (hier dreifach). Diese werden zum Teil in einem NIM-ECL-Konverter (GSI EC8000) zu ECL-Signalen umgewandelt und sind somit akzeptabel für den zur Zeitmessung verwendeten programmierbaren „Time-To-Digital-Converter“ (TDC Lecroy 3377 [LECR97], eingestellte Flugzeitauflösung 0.5ns/Kanal). Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten TDCs ist in [WUEN99] zu finden.

Die Sekundärelektronen stellen das Referenz- bzw. Startsignal für die Flugzeitmessung der Sekundärionen dar. Da die Ausbeute der Sekundärionen Y_{SI} , d.h. die Anzahl der emittierten Sekundärionen pro Projektil, der gemessenen Stoßsysteme jedoch deutlich kleiner als eins ist (für das Ar^0 -Projektil $Y_{SI} \approx 0.05$ bis 0.08, siehe auch Kap. 2.4 oder [NEUG01]), soll die Datenaufnahme nur genau dann aktiviert werden, wenn sowohl ein Start-Signal der Sekundärelektronen als auch ein Stop-Signal der Sekundärionen vorliegt und somit die Bedingung einer gültigen Konizidenz erfüllt ist.

Dies geschieht in einer logischen UND-Verschaltung (LeCroy Quad Coincidence 622). Dabei wird das Start-Signal des Sekundärelektronen-Detektors mit einem Gate-Generator (GSI GG 8000) zeitlich auf die Dauer der Flugzeitmessung (hier z.B. 3000 ns) verbreitert und dem logischen UND zugeführt. Das Stop-Signal führt über eine Verzögerungsleitung (ca. 100 ns $Delay_{stop}$) auf das logische UND. Die Stop-Signale werden dadurch zeitlich soweit nach hinten geschoben, daß sich auch die schnellsten Teilchen (Photonen) mit der Koinzidenz erfassen lassen. Fällt ein Stop in das vom Start geöffnete Zeitfenster, so liegt ein gültiges Ereignis vor und das Modul erzeugt aus den beiden Signalen ein Trigger- bzw. Event-Signal als Ausgangspuls.

Die gesamte Datenaufnahme steuert ein Triggermodul (Trigger-Box, IKF-Eigenbau). Wird nur ein Single-Stop (1 Hit) erwartet, so kann dieser Ausgangspuls direkt der Box zugeführt werden. Da jedoch alle Messungen im Doppel-Hit-Modus ablaufen, ist der Trigger um das gesamte zu messende Flugzeitintervall zeitlich zu verzögern (hier 3000 ns). Damit ist sichergestellt, daß sogar im Extremfall (der erste Stop wird durch das erste mögliche im Flugzeitintervall liegende Teilchen (Photon) und der zweite Stop durch das letzte zu messende Teilchen (hier $C_xH_y^+$) erzeugt) die Zeit- und Ortsinformationen beider Teilchen registriert werden. Ein NIM-Signal der Trigger-Box wird über den NIM-ECL-Konverter dem COMMON-STOP des TDC zugeführt. Es ist somit sichergestellt, daß nur dann Signale digitalisiert werden, wenn eine gültige Konizidenz vorliegt: zu jedem Start existiert mindestens ein Stop.

Ein zweites zeitgleiches Trigger-Signal (TTL) wird über einen anderen Kanal der Trigger-Box über eine wählbare Verzögerung (Delay) und die I/O-Card 1 dem PC zugeführt. Die Verzögerung ist dabei so groß gewählt, daß das Programm die Autorisierung zum Auslesen der digitalisierten Zeitinformation erst dann erhält, nachdem der TDC bereits die gemessenen Zeiten digitalisiert hat (Konversionszeit: $1.8\mu s + 200ns/Signal$).

Um dem Doppel-Hit-Modus und den einzelnen Verzögerungsleitungen Rechnung zu tragen, muß die TDC-Range mindestens auf das zweifache der zu messenden Flugzeit eingestellt werden (hier 7000 ns). Erhält der TDC keinen COMMON-STOP in dem vorgegebenen Zeitfenster, so verwirft er die bis dahin erhaltenen Informationen. Mit dem Versand dieser beiden Signale ist die Trigger-Box solange inaktiv bis sie vom PC wieder in Bereitschaft

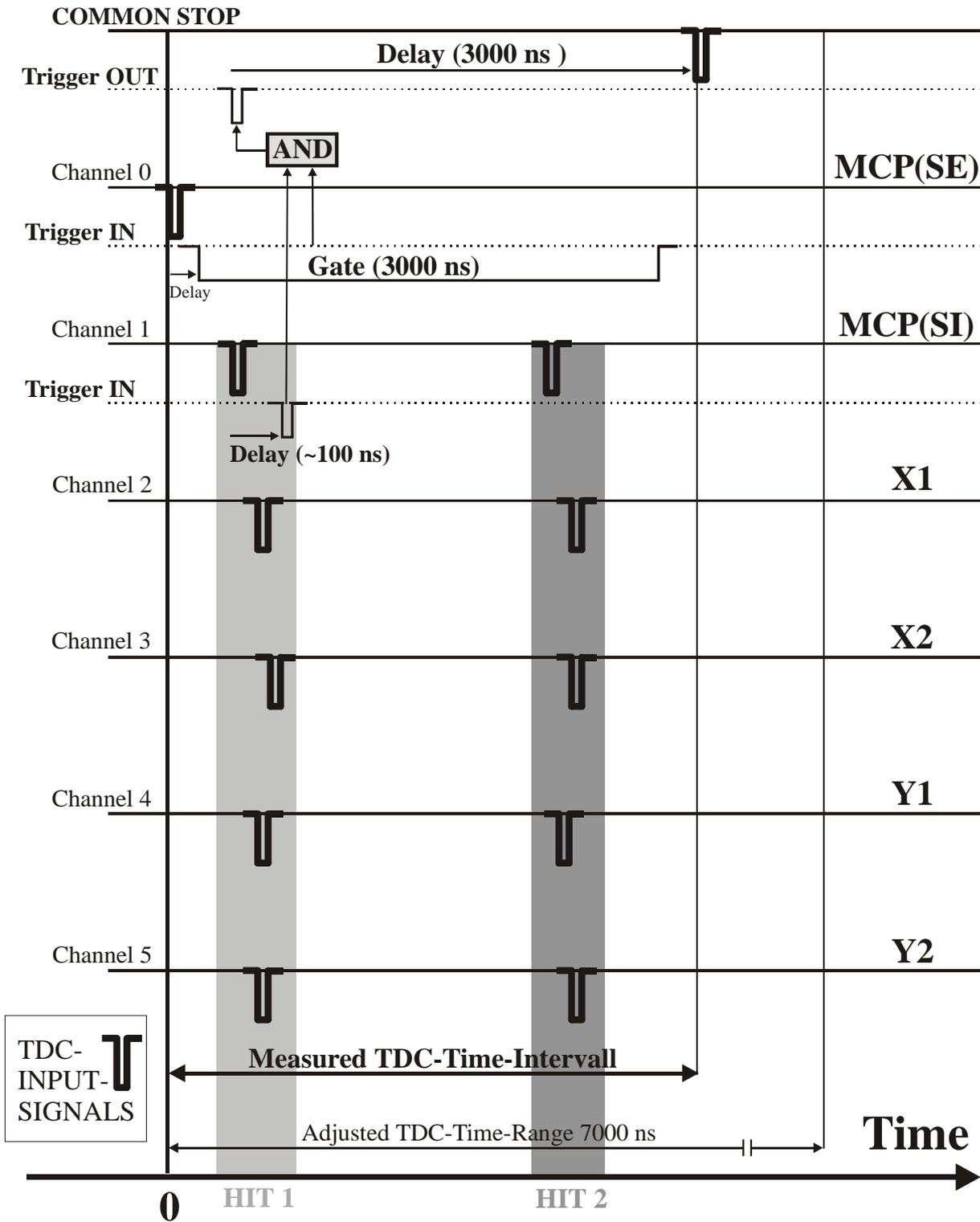


Abb. 3.15.a.: Schematische Darstellung der den einzelnen Kanälen des TDCs zugeführten Detektorsignale, 1 MCP-Signal des SE-Detektors (Channel 0), 1 MCP- und 4 Ortssignale des SI-Detektors (Channel 1-5) und des zugehörigen Triggers (COMMON STOP), resultierend aus dem logischen UND der beiden MCP-Signale von SE- und SI-Detektor.

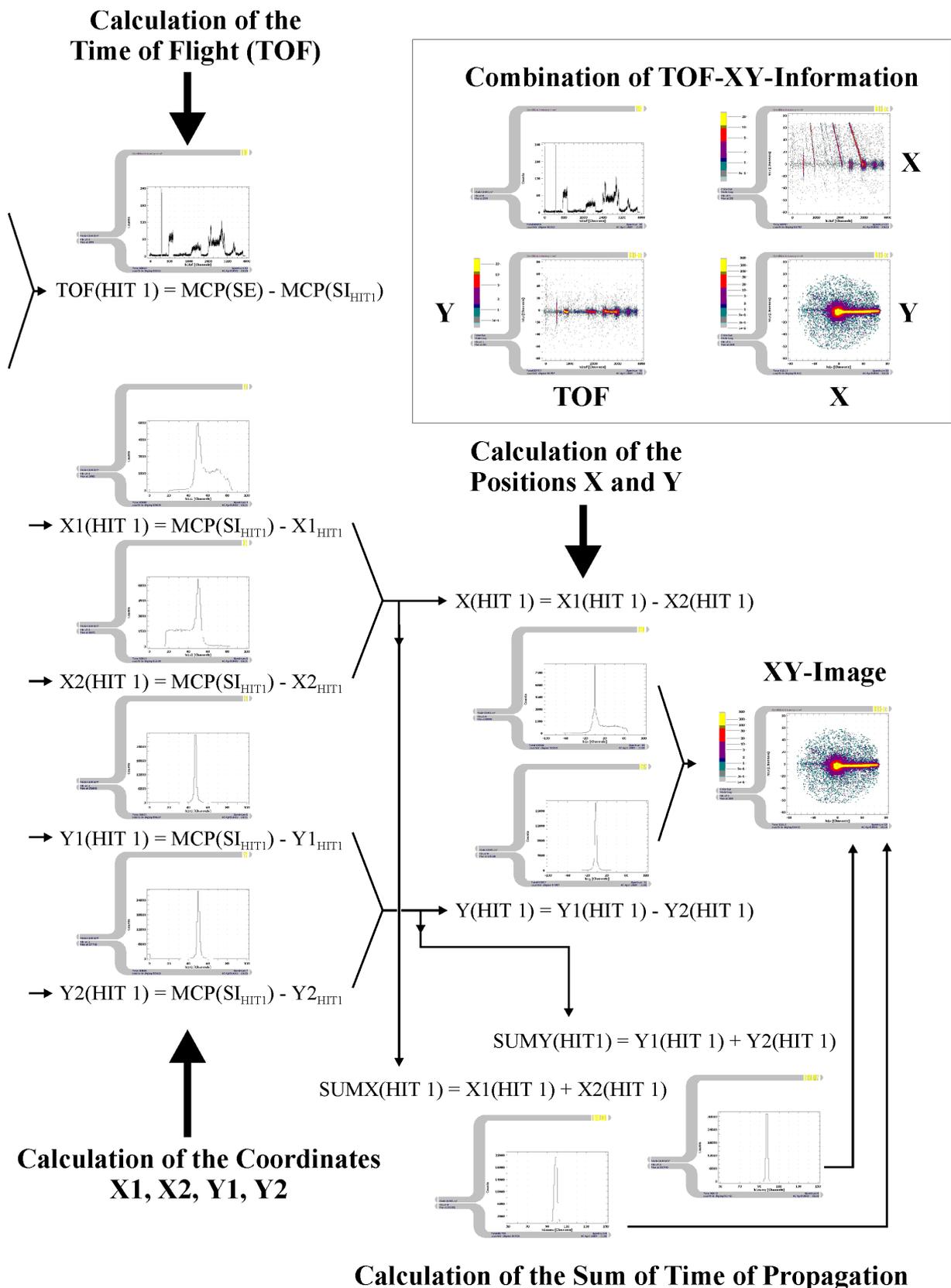


Abb. 3.15.b.: Schematische Darstellung der Flugzeit- und Ortsberechnung aus den gemessenen Signalen bzw. Zeiten (unter Berücksichtigung der Konstanz der Summenlaufzeit auf der Anode, siehe dazu auch Kap. 3.5.2) und verschiedene Darstellungsmöglichkeiten durch Projektionen der Ortsverteilungen auf die X- oder Y-Achse (oben rechts).

gesetzt worden ist. Dies ist dann der Fall nachdem der CoboldPC alle Daten vom TDC ausgelesen hat und diesen mit einem „Reset“ wieder in Bereitschaft gesetzt hat.

Beim Auslesen des TDCs über den CAMAC-Controller in Verbindung mit CoboldPC müssen deren (teilweise komplexen) Eigenschaften in der Datenanalyse Rechnung getragen werden: Kodierung der Kanäle durch den TDC, Wiederholung des gleichen Datenworts aus dem Speicher des Controllers, wenn der TDC schon komplett ausgelesen ist etc.. Um eine korrekte Zuordnung der einzelnen Signale (sehr wichtig im verwendeten Doppel-Hit-Modus) zu gewährleisten, kommt eine Sortierroutine [CZAC02] zum Einsatz, die die einzelnen Signale jeweils miteinander in Referenz zur Summenlaufzeit überprüft. Darüber hinaus ist die Routine in der Lage durch z.B. eine zu hohe Schwelle des CFD fehlende Signale des Datensatzes (MCP, X1, X2, Y1, Y2), in Referenz zur jeweiligen Summenlaufzeit zu rekonstruieren.

Zur Überprüfung der Zählraten und zwecks Normierung werden die MCP-Signale aller drei Detektoren und des logischen UND einem „Ratemeter“ und einem „Counter“ zugeführt, dessen Werte nach Beendigung der Messung ebenfalls notiert werden. Der Verlauf der einzelnen Signale mit der eigentlichen Bestimmung von Flugzeit und Auftreffort ist beispielhaft in den Abb.en 3.15.a und 3.15.b dargestellt.

Kapitel 4

Datenreduktion

4. Datenreduktion

Einleitung

Die Bestimmung der 3-dimensionalen Anfangsgeschwindigkeitsverteilung \bar{v}_0 (v_{0x} , v_{0y} , v_{0z}) bzw. (bei Kenntnis der Masse) der Energie- und Winkelverteilung (äquivalent der 3-dimensionalen Impulsverteilung) der von der Festkörperoberfläche emittierten Sekundärionen erfolgt in dem vorgestellten Spektrometer über die Vermessung von Flugzeit (T) und Auftreffort (X/Y) in einem homogenen elektrischen Feld. Eine gemessene Flugzeit- mit zugehöriger XY-Ortsverteilung ist dazu in Abb. 4.1 beispielhaft dargestellt. Die Transformation des gemessenen Datensatzes in die jeweiligen axialen und radialen Geschwindigkeiten ist in Kap. 4.1 detailliert behandelt. Eine korrekte Transformation bedingt eine möglichst exakte Eichung des Spektrometers durch Kenntnis der Spektrometerparameter (Abstände, Potentiale, ...). Dies wird erreicht durch die in diesem Zusammenhang neuartige Methode des Strahlprofilmonitors (Kap. 4.2). Die aus der Eichung resultierenden Unsicherheiten und die damit verbundene Spektrometerauflösung sind in Kap. 4.3 quantitativ und qualitativ diskutiert.

4.1 Bestimmung der Anfangsgeschwindigkeitsverteilungen

In Abb. 4.2 ist die Trajektorie eines von der Festkörperoberfläche mit der Geschwindigkeit \bar{v}_0 emittierten Sekundärions der Masse m und des Ladungszustands q (unter Vernachlässigung der Y-Dimension) schematisch dargestellt. Die 3-dimensionale Gesamtgeschwindigkeit \bar{v}_0 setzt sich aus der axialen (v_{0z} -) Komponente und den beiden radialen (v_{0x} - und v_{0y} -) Komponenten zusammen (siehe auch Abb. 4.3). Das Spektrometer besteht (in der Basis-Spektrometerkonfiguration 1 und 2) aus zwei uniformen Beschleunigungsfeldern, definiert durch die Targetoberfläche mit dem Potential U_1 , dem Gitter mit dem Potential U_2 und dem ortsempfindlichen XY-Detektor (Eintrittsoberfläche auf dem Potential $U = 0V$). Unter der Annahme von t_1 und t_2 als Flugzeiten in der ersten und der zweiten Beschleunigungsstrecke setzt sich die Gesamtflugzeit vom Target zum Detektor folgendermaßen zusammen:

$$T = t_1 + t_2 = \frac{d_1}{(v_{0z} + v_{1z})/2} + \frac{d_2}{(v_{1z} + v_{2z})/2} \quad (4.1)$$

v_{0z} ist die (gesuchte) axiale Anfangsgeschwindigkeit. v_{1z} und v_{2z} sind die axialen Geschwindigkeiten des vom Festkörper emittierten Sekundärions beim Gitterdurchgang und der Detektorankunftszeit. Sie sind gegeben durch:

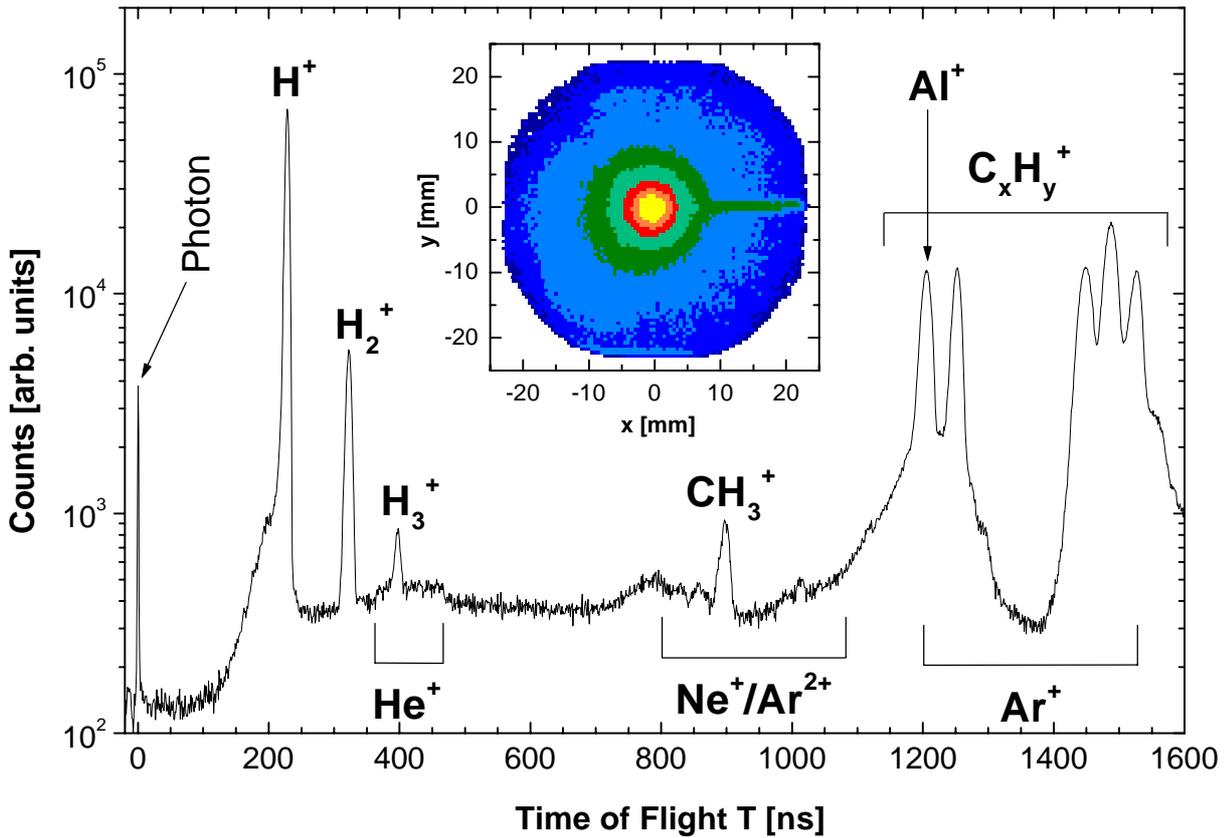


Abb. 4.1: Darstellung der gemessenen Flugzeitverteilung mit den einzelnen Massen des Stoßsystems $\text{Ar}^0(25 \text{ keV/u}, \theta_p = 37^\circ) \rightarrow \text{Al}(2000\text{\AA})$: Die schmalen Linien sind vom Target emittierte Sekundärionen, während die zur Eichung benötigten Gasionen die breiten Verteilungen generieren (Projektion der $x(T)$ -Daten von Abb. 4.5 auf die T -Achse). Eingefügt ist die zugehörige XY-Ortsverteilung: Die Linie bei $y \approx 0$ in der X -Richtung wird durch die Gasionen erzeugt und stellt die Projektion der Projektilstrahltrajektorie auf den Detektor dar. Der Projektilstrahl läuft von rechts nach links, trifft auf das Festkörpertarget ($x = y = 0$) und produziert dort Sekundärionen, die die zentrale Verteilung bilden.

$$v_{1z} = \sqrt{v_{0z}^2 + \frac{2q}{m}(U_1 - U_2)} \quad (4.2)$$

$$v_{2z} = \sqrt{v_{1z}^2 + \frac{2q}{m}U_2} \quad (4.3)$$

Da Gl. 4.1 nicht direkt nach der Geschwindigkeit aufgelöst werden kann, wird die zu der Gesamtflugzeit T gehörige Anfangsgeschwindigkeit v_{0z} durch einen numerischen Algorithmus iterativ bestimmt. Aus der kräftefreien Bewegung der Ionen in x - und y -

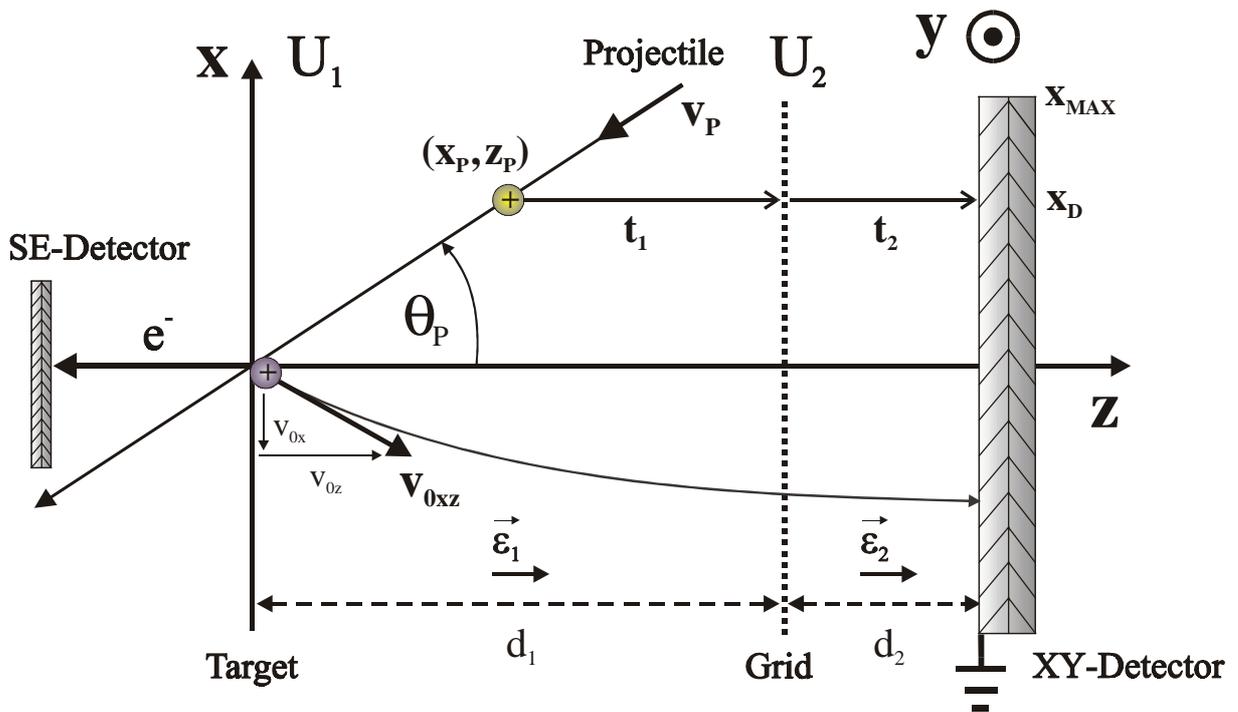


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des 2-stufigen Beschleunigungsspektrometers mit Zylindersymmetrie um die Z-Achse. Das Projektil tritt in der XZ-Ebene in das Spektrometer ein und passiert den Ursprung $x = y = z = 0$ zur Zeit $T = 0$. Ein Gitter trennt die erste von der zweiten Beschleunigungsstrecke. Die elektrischen Feldkomponenten ϵ_x und ϵ_y sind überall Null, ϵ_z konstant innerhalb jeder Subregion. Das am Punkt $x = y = 0$ zur Zeit $T = 0$ erzeugte Sekundärion wird mit der Gesamtgeschwindigkeit v_0 emittiert. x_{max} ist der Detektorradius und (x/y) der Auftreffpunkt des Ions auf dem Detektor. Das am Punkt $(x_p, y_p = 0, z_p)$ zur Zeit $-t_p$ erzeugte Gasion trifft am Ort (x_D/y_D) auf den Detektor: Dieses befindet sich im Vergleich zum vom Festkörper emittierten Sekundärionen nahezu in Ruhe und dient zur Eichung des Spektrometers (siehe Kap. 4.2).

Richtung gilt für die radialen Geschwindigkeiten (x und y jeweils in Relation zum Auftreffort (x_0/y_0) mit $v_{0x} = v_{0y} = 0$):

$$\begin{aligned} v_{0x} &= \frac{x}{T} \\ v_{0y} &= \frac{y}{T} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Die Ablenkung der Sekundärionen im Magnetfeld der Erde ist in den Gleichungen nicht berücksichtigt, da sie kleiner als die Meßauflösung und somit vernachlässigbar ist. Die Berechnung der Gesamtgeschwindigkeit v_0 aus den einzelnen Komponenten v_{0x} , v_{0y} und v_{0z} erfolgt durch:

$$v_0 = \left| \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2 + v_{0z}^2} \right| \quad (4.5)$$

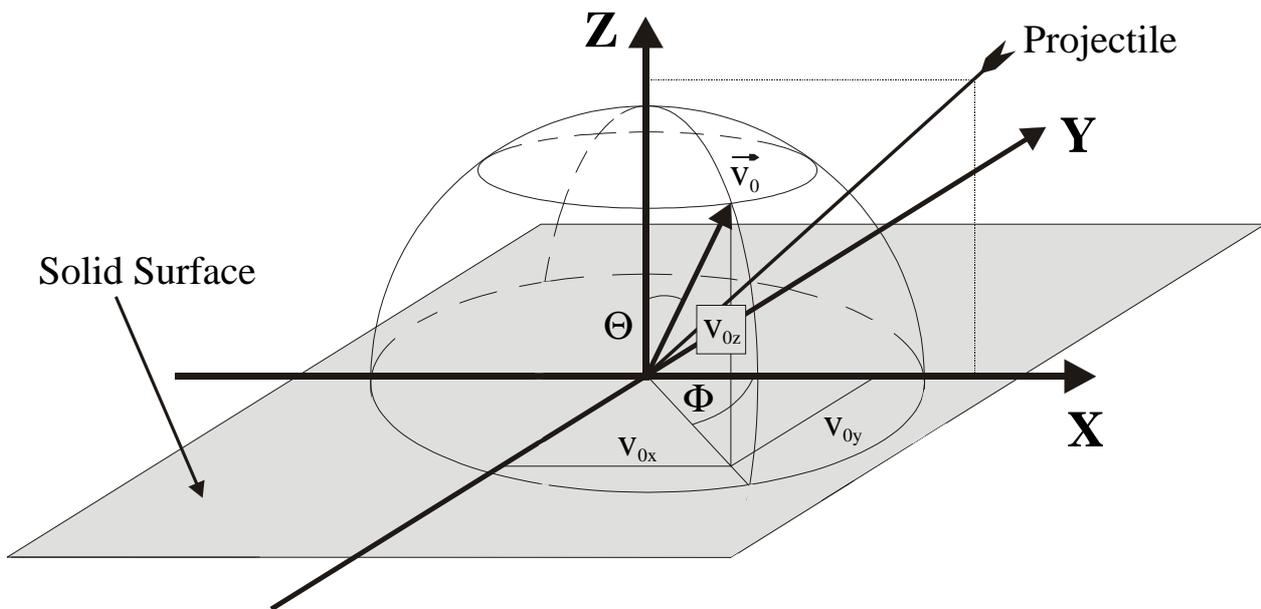


Abb. 4.3: Perspektivische Darstellung der Emission eines Teilchens der Geschwindigkeit $\vec{v}_0 (v_{0x}, v_{0y}, v_{0z})$ von der Festkörperoberfläche. Der Polarwinkel Θ und sein Azimut Φ definieren die Emissionsrichtung. Der eintretende Projekttilstrahl liegt in der XZ-Ebene.

Mit Kenntnis aller drei Geschwindigkeitskomponenten und der jeweiligen Masse können für jedes einzelne Sekundärion auch die in der Sekundärionenmassenspektroskopie üblichen geschwindigkeits- bzw. energie- und winkeldifferentiellen Verteilungen berechnet werden. In Abb. 4.3 ist dazu die Emission eines Teilchens der Geschwindigkeit v_0 von der Oberfläche eines Festkörpers mit dem zugehörigen Koordinatensystem perspektivisch dargestellt. Die eingeschlossenen azimutalen und polaren Winkel Φ und Θ werden berechnet durch:

$$\Phi = \arctan(v_{0y} / v_{0x}) \text{ und } \Theta = \arccos(v_{0z} / v_0) \quad (4.6)$$

Um einen detaillierten Blick auf die die Emissionsrichtung des Sekundärteilchens definierenden Winkel Φ und Θ zu erhalten, werden die berechneten Geschwindigkeiten v_0 einer, in der Photoelektronen-Spektroskopie häufig verwendeten (z.B. [HÜFN96]), orthographischen Projektion unterzogen. Dazu wird das Gradnetz der Geschwindigkeitsverteilung orthogonal auf eine Tangentialebene projiziert. Dies ermöglicht eine Aufsicht auf die Oberfläche des Festkörpers, von dem die Sekundärteilchen emittiert werden. Dies ist in Abb. 4.4 beispielhaft dargestellt. Aus der ermittelten Darstellung können direkt die beiden Emissionswinkel Θ , über den Abstand zum Ursprung, und Φ , über den mit der x-Achse eingeschlossenen Winkel, abgelesen werden.

Somit kann bei Kenntnis der Dimensionen des Spektrometers (Abstände d_1 und d_2 , Potentiale U_1 und U_2), der Masse und der gemessenen absoluten Flugzeiten und Auftrefforte für jedes einzelne Teilchen seine 3-dimensionale Anfangsgeschwindigkeitsverteilung rekonstruiert werden. Die Vermessung der Potentiale ist durch die Verwendung von präzisen Digital-Voltmetern direkt zugänglich (siehe Tab. 3.1). Aufwendiger gestaltet sich die Vermessung der

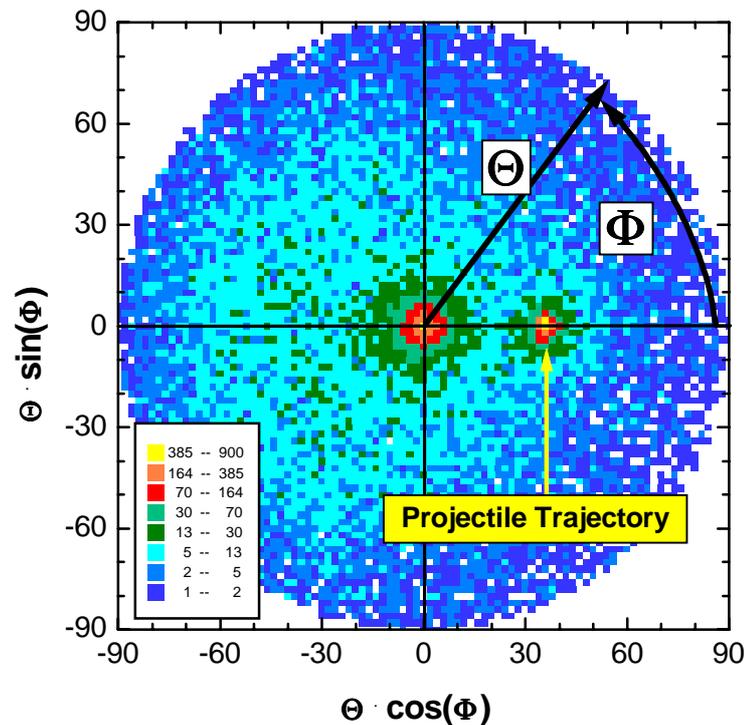


Abb. 4.4: Orthographische Projektion der zu Abb. 4.10a gehörigen Winkelverteilung des Sekundärions H_2^+ mit dem Beitrag der He^{++} -Gaslinie ($m/q = 2$, $T = 250-330$ ns, integral über $v_0 \approx 0-50$ km/s). Aus der ermittelten Darstellung können direkt die beiden Emissionswinkel Θ , über dem Abstand zum Ursprung, und Φ , über den Winkel zur x-Achse, abgelesen werden. Als Punkt deutlich zu erkennen ist die Spur des Projektils, das in der XZ-Ebene ($\Phi = 0^\circ$) unter einem Einfallswinkel von ($\Theta =$) $\theta_p \approx 36^\circ$ auf den Festkörper trifft.

Abstände mit einem optischen Mikroskop. Zur korrekten Transformation der gemessenen Flugzeiten und Orte in eine absolute dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung ist jedoch noch zusätzlich eine möglichst genaue Kenntnis der Flugzeiten (T_0) und Orte (x_0/y_0) für Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_{0z} = v_{0x} = v_{0y} = 0$ notwendig. Die Kenntnis dieser Parameter hat sich bei der Analyse der gemessenen Daten teilweise als sehr kritisch erwiesen. Die zentrale Schwierigkeit ist die Bestimmung des Kanals der einzelnen Massen mit der Flugzeit $T_0(v_{0z} = 0)$.

In einem typischen (COLTRIMS-) Gastargetexperiment (transversales Design, siehe Kap. 3.4) erlaubt die Symmetrie (jeweils in Relation zum Projektilstrahl) in den zwei Dimensionen des Ortes und der Dimension der Flugzeit (bei einer Raumwinkelakzeptanz von 4π) eine einfache Bestimmung der Orte und Zeiten mit den Geschwindigkeiten gleich Null in dem Schwerpunkt der gemessenen Verteilungen. Dies ist beispielhaft für die Flugzeitdimension in Abb. 4.5 dargestellt. Demgegenüber ist die Situation bei einem Festkörper verschieden. Teilchen mit einer negativen z-Geschwindigkeitskomponente verschwinden im einfachsten Fall im Festkörper. Das Ergebnis ist somit eine asymmetrische Verteilung. Festkörpereffekte (wie z.B. verzögerte Emission [BETZ94] [SILV02]) oder eine Aufladung der Festkörperoberfläche, siehe dazu Kap. 5.2) oder Molekülfragmentation während des Fluges (siehe z.B. [PONC01]) können die Verteilung noch weiter verschmieren (schematisch

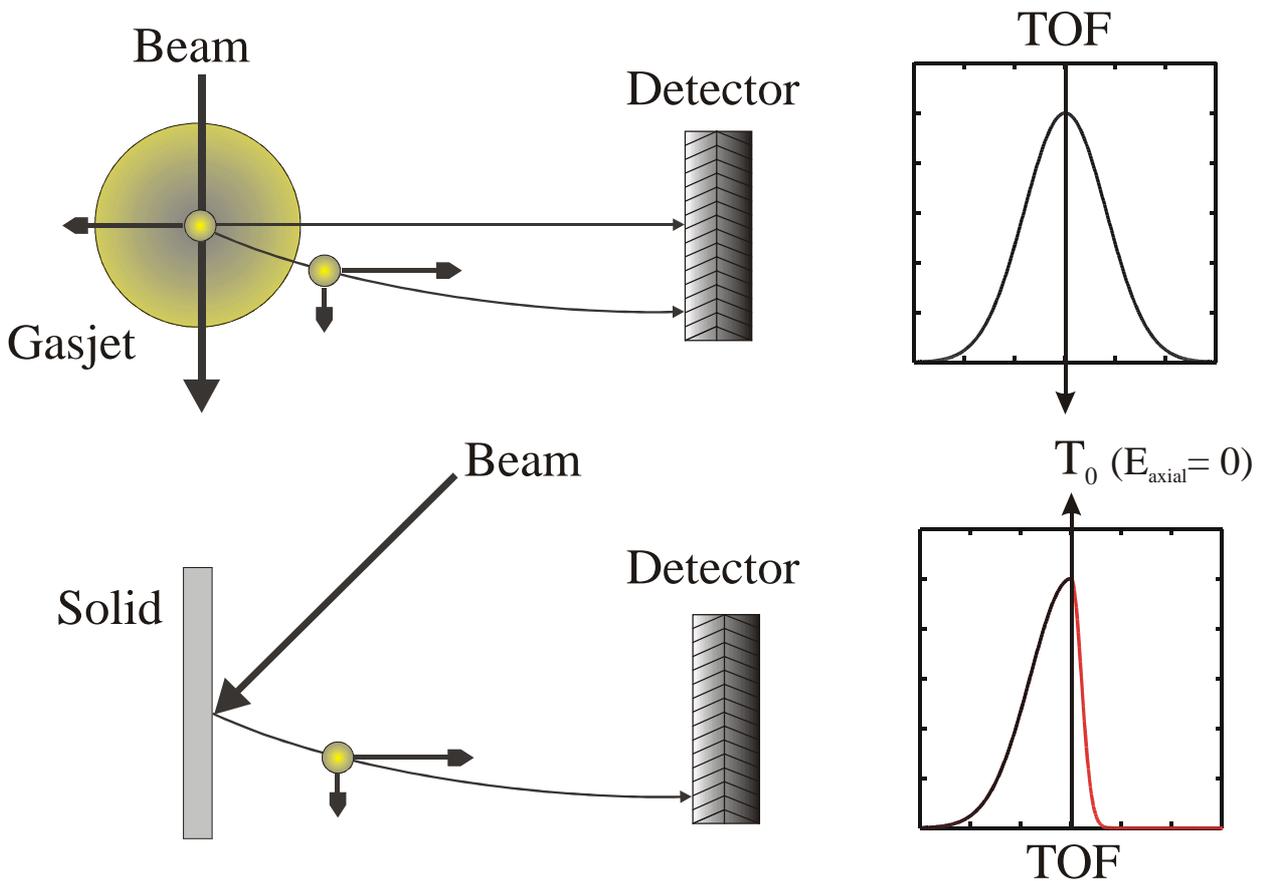


Abb. 4.5: Die Situation in der Dimension der Flugzeit ist bei einem Festkörper gegenüber einem Gastarget völlig verschieden: Teilchen mit einer negativen z-Geschwindigkeitskomponente verschwinden im einfachsten Fall im Festkörper. Das Ergebnis ist somit im allgemeinen eine asymmetrische Flugzeitverteilung.

dargestellt in Abb. 4.5 rechts unten). Außerdem können in COLTRIMS über Normierungsmessungen einer bekannten Struktur (i.a. über den diskreten Elektroneneinfang von einem (He-)Target ins Projektilkontinuum) die in Kanälen gemessenen Flug- und (Orts)Laufzeiten direkt in Impulse transformiert werden (siehe z.B. in [WEBE98][SCHM00]), ohne eine exakte Kenntnis der Spektrometerparameter zu erfordern.

Die Verwendung von Spektrometerkonfiguration 3 und 4 (siehe Kap. 3.7) bedingt eine Erweiterung von Gl. 4.1 durch die Flugzeit in einer sich anschließenden Driftzone. Dies ist hier jedoch nicht im Detail behandelt. Ein nützlicher allgemeiner Zusammenhang für eine beliebige Zahl von Beschleunigungsstrecken mit anschließender Driftzone ist gegeben in [WIEN95a] mit:

$$T = \sqrt{m} \left[\sum_{i=1}^n \frac{\sqrt{2}d_i}{\sqrt{E_\alpha + eU_i} + \sqrt{E_\alpha + eU_{i-1}}} + \frac{d}{\sqrt{2(E_\alpha + eU_n)}} \right] \quad (4.7)$$

d_i sind die Beschleunigungsabstände und U_i die entsprechenden Potentiale (mit $U_0=0$) zwischen dem Target und den Gittern. E_α ist die gesuchte axiale Energie.

4.2 Spektrometereichung mit dem Strahlprofilmonitor

Ein sehr wichtiger Teil dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Verfahrens zur Eichung des Spektrometers. Dieses neue Verfahren stellt die Verbindung des Festkörper-Experiments mit einem Gastarget-Experiment dar und ermöglicht zur Eichung notwendige, aber nicht direkt zugängliche, Parameter direkt im Experiment zu bestimmen.

Zur Erzeugung eines nicht lokalisierten Gastargets wird das Grundvakuum ($\approx 5.0 \cdot 10^{-7}$ mbar) in der Kammer gezielt durch den Einlaß eines Edelgasgemischs (70%He/15%Ne/15%Ar) um bis zu zwei Größenordnungen verschlechtert. Durch die Wechselwirkung des Projektils mit dem Restgas (Ionisation) erzeugt es auf seinem Weg durch das Spektrometer vor der eigentlichen Kollision mit dem Festkörper eine Spur aus Ionen, die durch das anliegende elektrische Feld ebenfalls auf den Detektor gelenkt werden und dadurch den Weg des Projektils im Spektrometer nachzeichnen (sog. „Strahlprofilmonitor“ [UNVE92]). Dies ist schematisch in Abb. 4.6 dargestellt. Die Spur endet direkt vor dem Target. In Abb. 4.7 ist in der $x(T)$ -Darstellung der Verlauf des Projektils im Spektrometer für die einzelnen Ladungs/Massen-Verhältnisse deutlich zu erkennen.

Grundlage dieser Methode ist die gerechtfertigte Annahme, daß der Impulstransfer vom Projektil zum (Gas-)Target vernachlässigbar und die Bewegung des ionisierten Gasatoms nur durch seine thermische Geschwindigkeit bestimmt ist (meV, siehe Kap. 6.1.1 und 6.1.2). Die Gasionen befinden sich im Verhältnis zu den von dem Festkörper emittierten Sekundärionen (eV, siehe z.B. Abb. 5.2) nahezu in Ruhe und bieten daher die Möglichkeit der Bestimmung des Kanals mit der Geschwindigkeit Null der einzelnen Gasmassen. Durch Kenntnis des entsprechenden Ladungs/Masse-Verhältnisses können dann schließlich die Kanäle mit den Geschwindigkeiten Null ($x_0/y_0/T_0(m)$) direkt oder durch Extrapolation genau für die Massen der desorbierten Sekundärionen bestimmt werden.

Die Vernachlässigung der Bewegung der Gasatome ist durch die Verwendung von monoatomaren Gasen (Vermeidung von projektilinduzierten Coulombexplosionen, z.B. [GROE80b]) gewährleistet.

Weitere Anwendungen des Strahlprofilmonitors über die Eichung hinaus sind in Kap. 6.1 detailliert beschrieben. Dort befindet sich auch der komplette zugehörige Formelsatz, der hier nur soweit notwendig skizziert ist (siehe dazu Abb. 4.2):

Die XZ-Ebene wird durch den Projektilstrahl (Einfallswinkel θ_p) und die Spektrometersymmetrieachse festgelegt. Die Ionisation erfolgt an der Projektilkoordinate (x_p , $y_p = 0$, $z_p = x_p \cotg \theta_p$) und zur Zeit $t_p = x_p / (v_p \sin \theta_p)$ bevor das Projektil mit der Geschwindigkeit v_p das Target passiert. Die Nachweiszeit T ist definiert als das Zeitintervall zwischen dem Durchgang durch $x = y = z = 0$ und dem Nachweis des erzeugten Gasion. Daher beträgt die Flugzeit des Ions $T + t_p$. Unter Vernachlässigung der thermischen Geschwindigkeit erreicht das Gasmolekül den Detektor (D) mit den Koordinaten $x_D (= x_p)$ und $y_D (= y_p = 0)$.

Unter der Annahme von t_1 und t_2 als die Flugzeiten in der ersten und der zweiten Beschleunigungsstrecke setzt sich die Nachweiszeit der Ionen unter Berücksichtigung der Projektilgeschwindigkeit wie folgt zusammen:

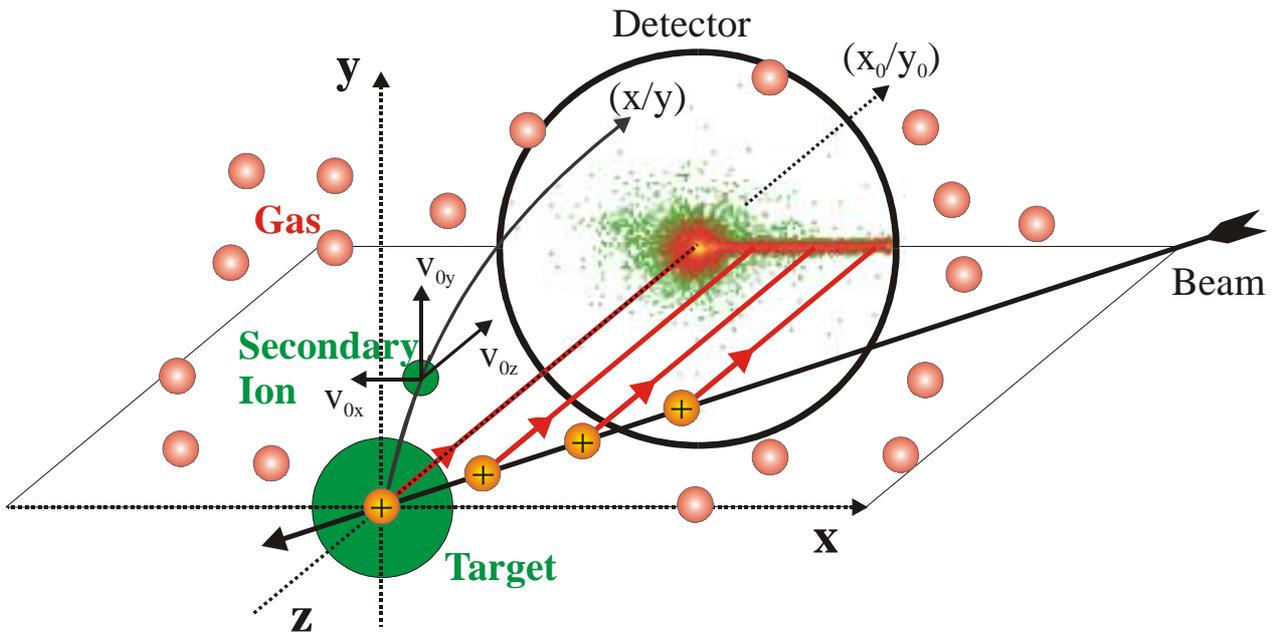


Abb. 4.6: Perspektivische Darstellung der Ionisation des Restgases durch das Projektil im Spektrometer vor der Kollision mit dem Festkörper.

$$T = t_1 + t_2 - t_p = \frac{d_1 - x_p \cot g(\theta_p)}{(v_{1z})/2} + \frac{d_2}{(v_{1z} + v_{2z})/2} - \frac{x_p}{v_p \sin \theta_p} - \frac{d_1 + d_2}{c} + t_{\text{photon}} \quad (4.8)$$

v_{1z} und v_{2z} sind die axialen Geschwindigkeiten des ionisierten Gasmoleküls beim Gitterdurchgang und der Detektorankunft. Diese Geschwindigkeiten sind gegeben durch:

$$v_{1z} = \sqrt{\frac{2q}{m}(U_1 - U_2) \left(1 - \frac{x_p}{\tan \theta_p d_1}\right)} \quad \text{und} \quad v_{2z} = \sqrt{v_{1z}^2 + \frac{2q}{m} U_2} \quad (4.9)$$

Die letzten zwei Terme von Gl. 4.8 berücksichtigen den physikalischen Nullpunkt im Flugzeitspektrum, d.h. den tatsächlichen Zeitpunkt der Projektilankunft am Festkörper, der durch die Position des Photonpeaks t_{photon} im Flugzeitspektrum und die Flugzeit der Photonen vom Festkörper zum Detektor mit der Lichtgeschwindigkeit c bestimmt ist. Gl. 4.8 entspricht unter Vernachlässigung von v_0 (gegenüber den elektrostatischen Energien), der Substitution von $z_p = x_p \cot g(\theta_p)$ und der Berücksichtigung des physikalischen Nullpunkts im Flugzeitspektrum direkt Gl. 6.2 in Kap. 6. Somit können mit Kenntnis der Potentiale (U_1, U_2) und der Projektilgeschwindigkeit v_p durch einen Fit der experimentellen Daten mit Gl. 4.8 die Unbekannten d_1, d_2 und/oder der Einfallswinkel θ_p (siehe Kap. 4.2.3) bestimmt werden. Um den Fit der einzelnen Gassorten in einer einfachen Weise zu ermöglichen, bedarf es der Projektion der 3-dimensionalen Verteilung auf zwei Dimensionen. Dies geschieht durch die Projektion einzelner Schnitte (Breite ca. 0.6mm) der X-Dimension mit anschließendem Fit einer Gaussverteilung. Die Schwerpunkte der Verteilungen sind in Abb. 4.8 für Helium, Neon

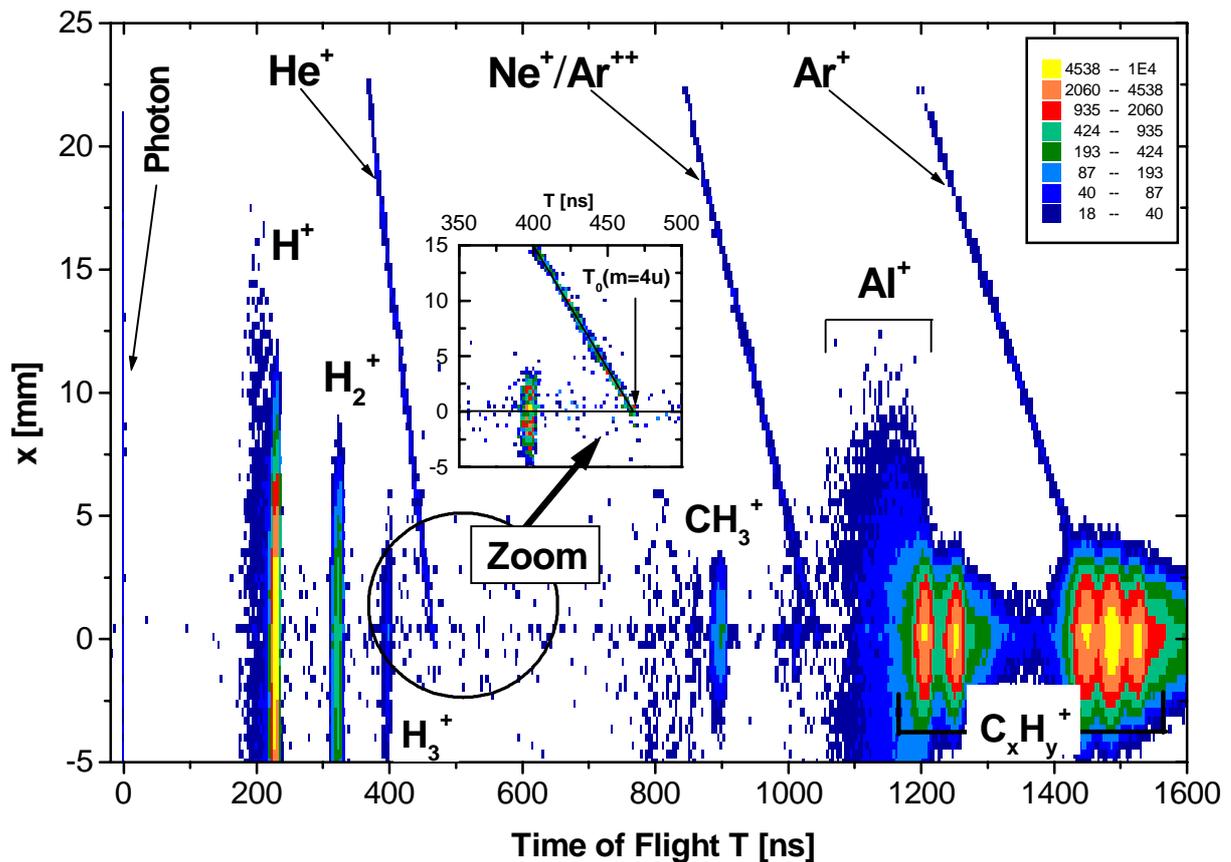


Abb. 4.7: Gemessenes $x(T)$ -Spektrum eines He- Ne- und Ar-Gasgemisches und eines Al-Targets (2000 \AA) unter Ar^0 -Beschuß (25 keV/u , $\theta_p = 37^\circ$). Ereignisse von der Projektil-Gas-Kollision erzeugen die schrägen Linien für $x > 0$. Die „breiten“ Verteilungen um die T -Achse ($x = 0$) werden durch vom Target emittierte Sekundärionen erzeugt. Eine Vergrößerung der He^+ -Gaslinie ist eingefügt.

und Argon nach der Konstruktion der reduzierten Flugzeit (siehe dazu auch Kap. 6.1.2) dargestellt. Die einzelnen Ionensorten resultieren in einer einzelnen Kurve und demonstrieren, daß alle Ionen in dem gleichen elektrischen Feld geführt werden. Somit ist es ausreichend, an einer Masse diesen Fit auszuführen. Die durch den Fit der experimentellen Daten ermittelten Werte sind in Abb. 4.8 und in Tab. 3.1 aufgeführt. Durch Anwendung der ermittelten Dimensionen (d_1 , d_2) und der bekannten Potentiale (U_1 , U_2) können die resultierenden Geschwindigkeiten der vom Festkörper emittierten Sekundärionen nach Gl. 4.1 berechnet werden. Dazu ist in Abb. 4.9 die aus den gemessenen Flugzeiten und Orten unter Verwendung der Spektrometerkonfiguration 1 und 2 (siehe dazu Kap 3.7.3) ermittelte Gesamtgeschwindigkeit v_0 des von einem LiF-Target emittierten H^+ -Sekundärion aufgetragen. Beide Verteilungen resultieren in identischen Kurven und bestätigen die Funktion des Strahlprofilomitors.

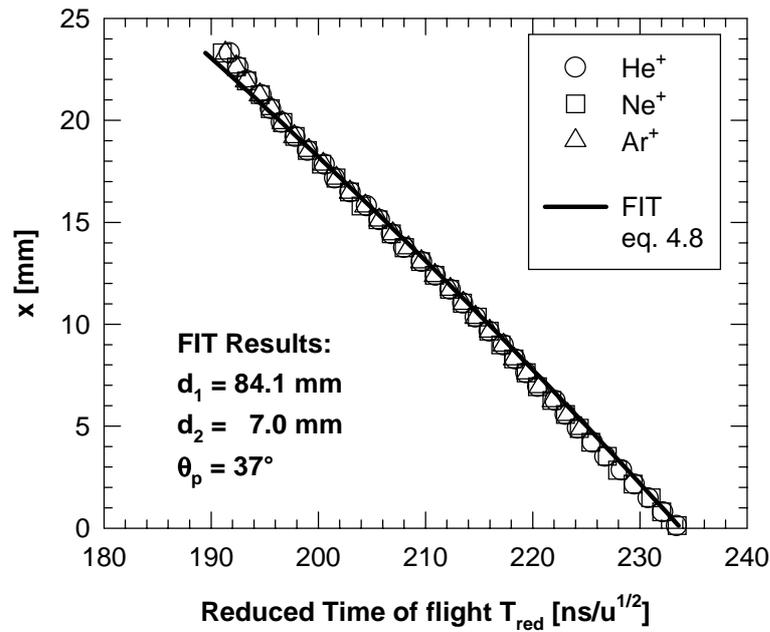


Abb. 4.8: Darstellung der gemessenen (aus Abb. 4.7) und der nach Gl. 4.8 durch den Fit der experimentellen Daten ermittelten $x(T_{red})$ -Werte (siehe dazu auch Gl. 6.15): Die x -Koordinate ist aufgetragen in Abhängigkeit von der reduzierten Flugzeit T_{red} . Bemerkenswert ist hier, daß alle $x(T)$ -Daten auf einer universellen Kurve liegen. Abweichungen des Fits für große x -Werte sind auf eine Feldverzerrung im Randbereich des Detektors zurückzuführen (siehe dazu Kap. 6.1.2).

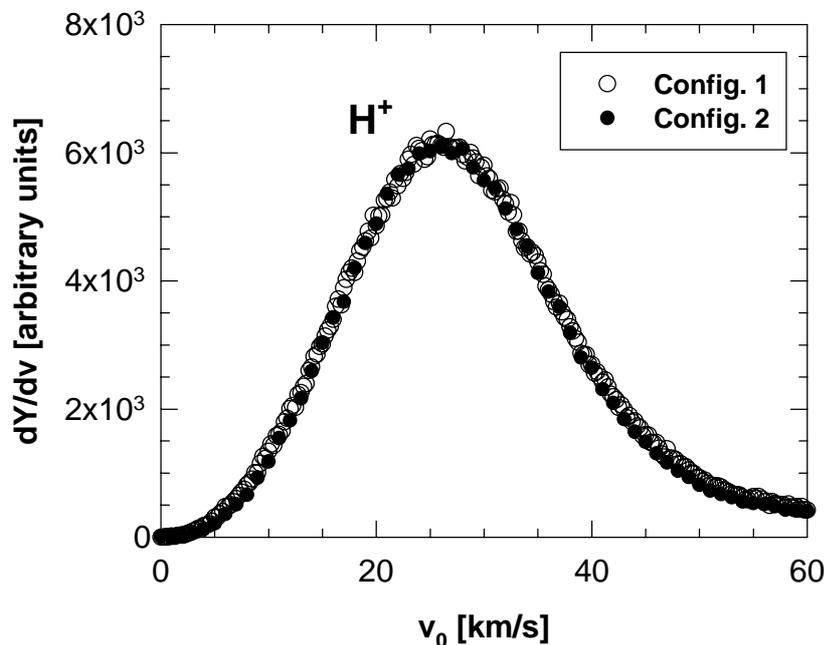


Abb. 4.9: Darstellung der gemessenen Gesamtgeschwindigkeit v_0 des H^+ -Sekundärions (normalisiert auf die gleiche Höhe) von einem LiF (200 \AA) + Al (2000 \AA) Target unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u , $\theta_p = 37^\circ$) unter Verwendung der Spektrometerkonfiguration 1 (71 V/cm) und 2 (348 V/cm). Die in der Transformation der Orte und Flugzeiten nach Geschwindigkeiten verwendeten Dimensionen (d_1 , d_2) wurden mit Hilfe des Strahlprofilmonitors ermittelt. Beide Verteilungen liegen auf einer universellen Kurve und belegen die Funktion des Strahlprofilmonitors.

4.2.1 Bestimmung der Flugzeit $T_0(m)$

Da die kinetische Energie der ionisierten Gasteilchen im wesentlichen nur durch ihre thermische Energie bestimmt ist, befinden sie sich im Verhältnis zu den von dem Festkörper emittierten Sekundärionen nahezu in Ruhe (siehe dazu Kap. 6.1.1 und 6.1.2). Der Mittelpunkt jeder einzelnen Gasionenspur (z.B. in Abb. 4.7 von Helium) entspricht trotz der Asymmetrie in der Flugzeit in sehr guter Näherung Teilchen mit der axialen Geschwindigkeit $v_{0z} = 0$. Der Schnittpunkt des Spurschwerpunkts mit der x-Achse (d.h. mit x_0 , siehe dazu im nächsten Kapitel) liefert den zu den einzelnen Gasionen gehörigen Kanal T_0 mit $v_{0z} = 0$. Da diese Verteilung jedoch mit dem Massen- zu Ladungsverhältnis $(m/q)^{1/2}$ skaliert, ist die resultierende Kurve identisch für alle Gasionen. Und da natürlich auch der Nullpunkt der Spur, d.h. der Ort der Wechselwirkung von Projektil und Target mit der Masse skaliert, gilt dies auch für die Flugzeit $T_0(m)$ der von der Festkörperoberfläche emittierten Sekundärionen. Dies ist noch einmal am Beispiel einer gemessenen He^{++} -Gaslinie und H_2^+ -Verteilung in Abb. 4.10 dargestellt. Die Bestimmung von T_0 in Abb. 4.8 kann neben dem Fit der experimentellen Daten mit Gl. 4.8 auch durch eine einfache lineare Regression erfolgen und ist mit einem Fehler von etwa 0.5 ns behaftet.

In Abb. 4.11 ist dazu die über das Massen- zu Ladungsverhältnis skalierte Flugzeitverteilung von H^+ und ${}^7\text{Li}^+$ und das über das Restgas ermittelte T_0 aufgetragen. Durch Kenntnis von T_0 können zwischen Gitter und Detektor ausgelöste Elektronen als Untergrundsignale identifiziert (siehe Abb. 4.11a) und durch eine permanente Potentialdifferenz (siehe Abb. 4.2) zwischen Gitter und Detektor unterdrückt werden (vergleiche Abb. 4.11a mit 4.11b). Deutlich ist zu erkennen, daß die H^+ -Verteilung nur kleinere Flugzeiten als T_0 besitzt und somit spontan emittiert wird. Dagegen zeigt die Verteilung von ${}^7\text{Li}^+$ den Beitrag einer verzögerten Emission (siehe dazu auch Kap. 4.1), der durch Kenntnis von T_0 präzise von der spontanen Emission getrennt werden kann.

4.2.2 Bestimmung der Orte x_0/y_0

Die beiden Koordinaten (x_0/y_0) entsprechen dem Ort auf dem Detektor, an dem die Teilchen mit den radialen Geschwindigkeiten $v_{0x} = v_{0y} = 0$ auftreffen. Die Bestimmung von y_0 ist mit Hilfe der Gasionen in der $y(T)$ -Darstellung direkt zugänglich. Die Projektion der einzelnen Gasionen auf die Y-Achse ergibt direkt das gesuchte y_0 , welches identisch mit dem y_0 der vom Festkörper emittierten Sekundärionen ist (siehe z.B. Abb. 6.5). Dies ist möglich, solange der Beitrag der Gasionen am Gesamtspektrum deutlich erhöht gegenüber der Sekundärionenemission vom Festkörper und somit klar trennbar ist, wie z.B. bei dem H^0 -Projektil in Kap. 6.1.1 und 6.1.2. Da in der Y-Dimension relativ zum Projektilstrahl zusätzlich Symmetrie besteht, kann, analog zu einem COLTRIMS-Experiment, die Bestimmung von y_0 auch durch Schwerpunktsermittlung der gemessenen Y-Verteilungen jeder einzelnen Masse durch den Fit einer Gaußfunktion und anschließende Mittelwertbildung bestimmt werden.

Die Bestimmung von x_0 ist gegenüber der von y_0 aufwendiger und sehr kritisch, da x_0 zur Ermittlung von T_0 benötigt wird. Die X-Dimension ist durch den Projektil-Target-

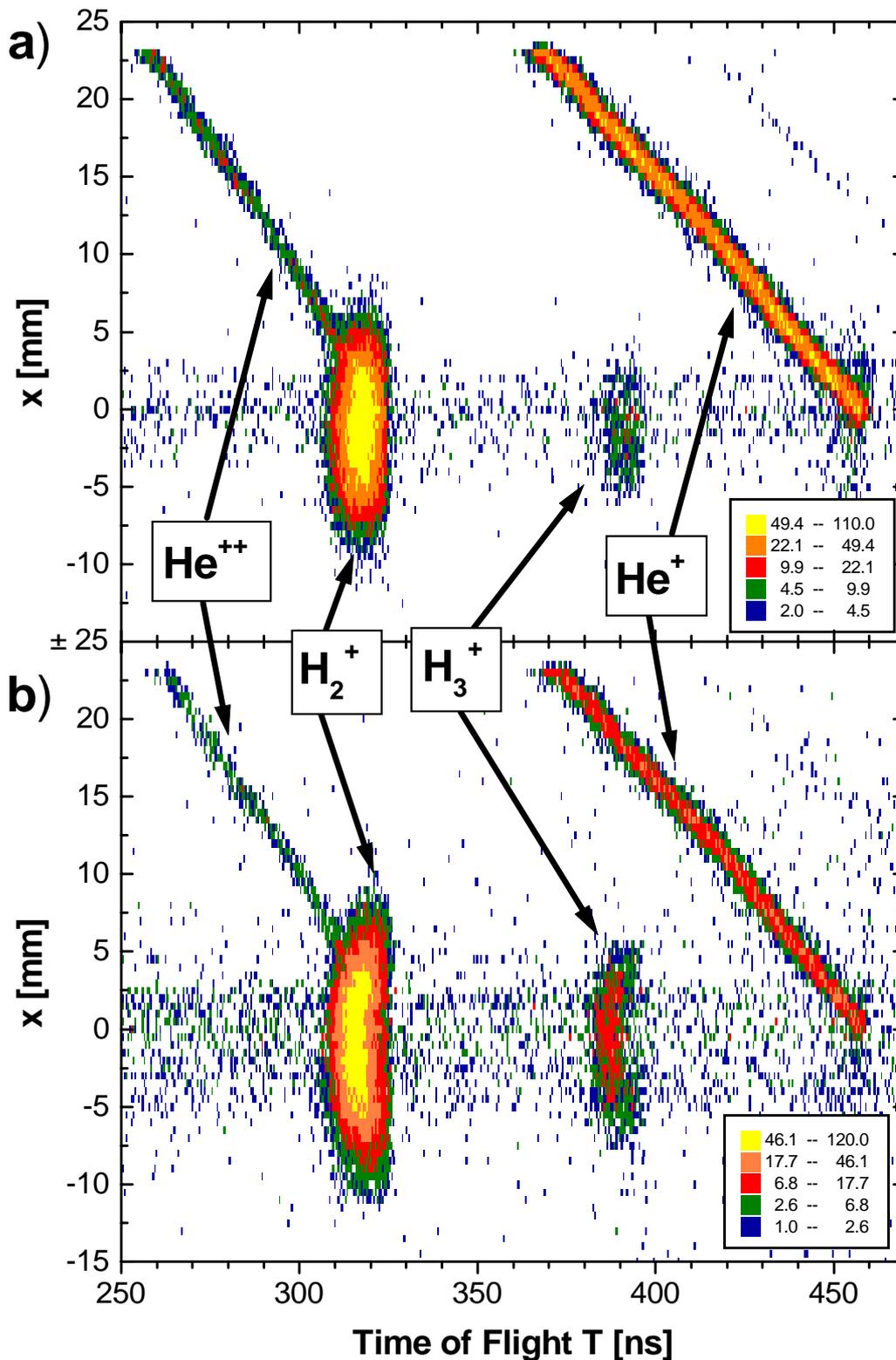


Abb. 4.10: Ausschnitt eines gemessenen $x(T)$ -Spektrums ($U_1 = 3$ kV) des Stoßsystems N^0 (143 keV/u, $\theta_p \approx 36^\circ$) $\rightarrow C$ (500 Å) (a) und $\rightarrow \text{LiF}$ (200 Å)+ C (500 Å) (b). Die durch eine ausreichend lange Meßzeit sichtbare He^{++} -Gaslinie endet direkt in der rechten Flanke der H_2^+ -Verteilung und visualisiert die Flugzeit $T_0(m/q=2)$. Die sichtbare Krümmung der Gaslinien liegt in einer mangelhaften Targetbefestigung und der damit resultierenden Verzerrung des elektrischen Feldes begründet (siehe dazu auch Kap. 6.1.2). Die Breite und Krümmung der H_2^+ - (sowie auch der H_3^+ -) Verteilung vom LiF-Target ist bedingt durch eine temporäre Aufladung der Festkörperoberfläche (siehe dazu Kap. 5.2).

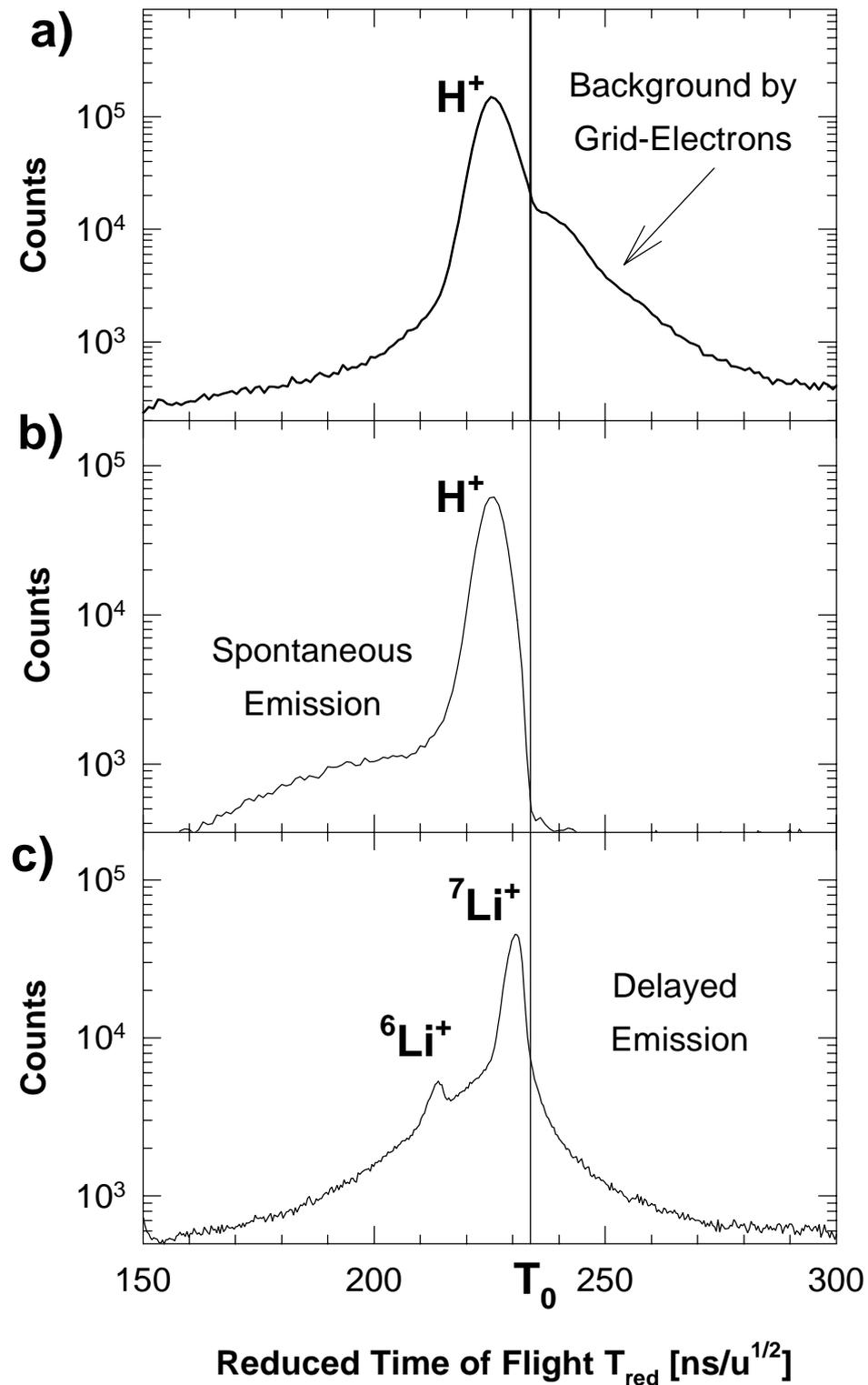


Abb. 4.11: Ausschnitt der gemessenen Flugzeitverteilung von einem LiF-Target. (a) Identifizierung von Untergrundelektronen und (b,c) Trennung von spontaner und verzögerter Emission bei Kenntnis von $T_0(m)$ am Beispiel der H^+ - und Li^+ - Sekundärionenemission, nach der Flugzeitreduzierung.

Einfallswinkel $\theta_p \neq 0^\circ$ relativ zur Oberflächennormalen gebrochen. Daher kann in dieser Dimension prinzipiell keine Symmetrie in den Verteilungen erwartet werden. Jedoch ist diese Art der Ermittlung die einzige Möglichkeit, x_0 zu bestimmen. Das H^+ -Sekundärion ist durch den Beitrag des nuklearen Energieverlusts dE/dx_n (siehe dazu z.B. Abb. 5.3) und der daraus resultierenden asymmetrischen Verteilung denkbar ungeeignet. Daher dienen nur die Kohlenwasserstoffgruppen zur Schwerpunktbildung, da deren Emissionsmechanismen durch den elektronischen Energieverlust bestimmt werden (siehe z.B. [WIEN89] [FERR95] [NEUG01]) und somit eine geringere Anfangsgeschwindigkeit und Sensitivität für die mögliche Asymmetrie besitzen. Experimente mit verschiedenen Absaugfeldern sind ein weiteres Hilfsmittel. Mit steigendem Absaugfeld kann die durch die Anfangsgeschwindigkeitsverteilung bedingte kinetische Energie gegenüber der in dem elektrischen Feld gewonnen Energie vernachlässigt werden. Der Schwerpunkt y_0 ist konstant für alle Absaugfelder, während x_0 in einem Sättigungswert resultiert. Visuelle Abschätzungen der Spuren der einzelnen Gasionen, z.B. in Abb. 4.7, ergeben ein dazu identisches x_0 . Die Unsicherheit in der Bestimmung von (x_0/y_0) liegt in der Größenordnung der Ortsauflösung des Detektors (siehe dazu Kap. 4.3).

4.2.3 Bestimmung weiterer Parameter

Die Verwendung des Strahlprofilmonitors erlaubt die präzise Bestimmung der Parameter (d_1, d_2) und des Quellpunkts $(x_0, y_0, T_0(m))$ des Spektrometers „online“ im Experiment. Die Parameter $(d_1, d_2, T_0(m))$ sind innerhalb einer Spektrometerkonfiguration konstant für alle Experimente. Da jedoch der Quellpunkt des Spektrometers aufgrund mechanischer Unzulänglichkeiten nicht genau auf der Drehachse des Kammerdeckels liegt, führt dies bei der Variation des Einfallswinkels θ_p vom Projektil zur Oberflächennormalen des Festkörpers zu einer Verschiebung der Wechselwirkungszone (x_0, y_0) . Dies kann mit Hilfe des Strahlprofilmonitors jedoch einfach erfaßt und in der Datenanalyse berücksichtigt werden. Durch den Fit von Gl. 4.8 an die experimentellen Daten kann zudem der Einfallswinkel θ_p ($\pm 0.5^\circ$) direkt bestimmt werden. In Abb. 4.12 sind dazu die Schwerpunkte der gemessenen He-Linien in der $x(T)$ -Darstellung für verschiedene Projektilwinkel θ_p aufgetragen. Alle Verteilungen enden erwartungsgemäß im selben T_0 .

Weiterhin kann über die Spur auf dem Detektor (siehe Abb. 4.6) auf die relative Lage der Projektilstrahlachse zum Spektrometer geschlossen und somit bei der Variation von θ_p zur Ausrichtung des Spektrometers in der horizontalen Ebene verwendet werden. Zudem kann das elektrische Feld im Spektrometer und im speziellen in der direkten Umgebung der Projektil-Target-Wechselwirkung visualisiert und somit auf die notwendige Homogenität hin getestet werden (siehe dazu Kap. 6.1.2).

Das Rasternetz der ionisierten Gasatome ist eine von den Festkörpereigenschaften unabhängige Methode und bietet die Möglichkeit einer parallel zu der eigentlichen Messung durchgeführten Normierungsmessung. Grundvoraussetzung ist, daß das eingelassene Gas die Beschaffenheit der Festkörperoberfläche nicht verändert, was die verwendeten Edelgase gewährleisten, da deren abgeschlossene Elektronenschalen chemisch inaktiv sind. Die

Adhäsionskräfte sind dementsprechend klein (van der Waals-Kräfte), die Edelgase nur physisorbiert. Schon bei mäßigen Temperaturen desorbieren sie fast vollständig und werden durch andere Gase mit größerer Desorptionsenergie aus der Adphase verdrängt [WUTZ86]. Bei Fixierung der Projektil-Target-Achse mit Hilfe von Blenden kann natürlich auch eine Normierungsmessung mit Protonen als Projektil vor oder nach dem eigentlichen Experiment durchgeführt werden, da durch die geringe Energiedeposition des H-Projektiles im Festkörper die Sekundärionenemission reduziert und die Spur des Projektiles im ionisierten Restgas deutlich(er) sichtbar ist. Darüber hinaus bietet die hier nur für die Eichung verwendete Methode noch einige interessante Anwendungen. Dazu sei auf Kap. 6.1 hingewiesen.

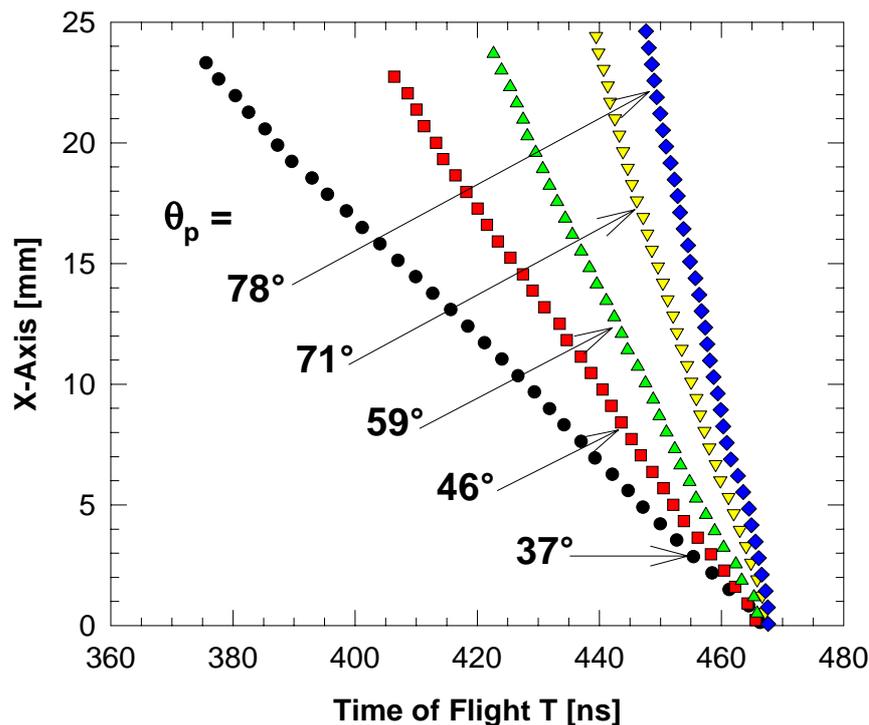


Abb. 4.12: Gemessenes $x(T)$ -Spektrum des Heliumgases unter H^0 -Beschuß (150 keV) bei unterschiedlichen in der Datenanalyse bestimmten Projekteinfallswinkeln θ_p . Die für große θ_p sichtbare Krümmung der Kurven ist in Kap. 3.3.3 und Kap. 6.1.2 erklärt.

4.3 Experimentelle Auflösung des Spektrometers

Die Flugzeit der einzelnen Ionen in einem elektrischen Feld ist von dem Massen- zu Ladungsverhältnis und der axialen Energie bzw. Geschwindigkeit abhängig: Bei der Flugzeitmassenspektrometrie (Time-Of-Flight-Secondary-Ion-Mass-Spectrometry, TOF-SIMS) wird versucht, den Einfluß der Axialenergie möglichst gering zu halten: Die Ionen werden nach ihrer Entstehung innerhalb kürzester Zeit auf ein Vielfaches ihrer Energie beschleunigt, sind annähernd monoenergetisch und separieren sich in einer Driftregion nach ihren durch ihre unterschiedlichen Massen bedingten Geschwindigkeiten. Liegt dagegen kein Feld an, so ist die Axialenergie der entscheidende Parameter: Teilchen mit der größten Geschwindigkeit besitzen unabhängig von ihrer Masse die geringste Flugzeit. Aufgrund der

radialen Energie der Teilchen und einer begrenzten Größe des Detektors ist jedoch die Raumwinkelakzeptanz gering. Um eine vertretbare Axialenergie- und Massenauflösung zu erreichen, ist somit eine Kombination erforderlich. Grundlage der Energie- bzw. Geschwindigkeitsmessung ist die Wahl eines entsprechend kleinen Beschleunigungsfeldes, so daß, abhängig von der 3-dimensionalen Teilchengeschwindigkeit, eine meßbare Abweichung von den Größen mit $v_{0x} = v_{0y} = v_{0z} = 0$ entsteht, d.h. eine Abweichung von dem Nachweisort (x_0/y_0) und der maximalen Flugzeit T_0 .

Im Gegensatz zu herkömmlichen Flugzeitspektrometern mit einer Extraktions- und einer Driftregion (z.B. in [NEUG01]) findet hier nur eine Extraktion Verwendung. In der Extraktion werden zwei verschiedene Absaugfelder ($600\text{V}/8.41\text{cm} \approx 71\text{V}/\text{cm}$ und $2.93\text{kV}/8.41\text{cm} \approx 348\text{V}/\text{cm}$) verwendet. Die Veränderung des angelegten elektrischen Feldes ermöglicht, den Schauer der Sekundärionen auf dem ganzen Detektor zu verteilen oder auf einen Fleck zu konzentrieren. Die Anwendung des größeren Absaugfeldes erlaubt den Nachweis von Ionen mit hohen radialen Energien bei gleichzeitiger Verschlechterung der axialen Energieauflösung, bedingt durch die kürzeren Flugzeiten. Dagegen verbessert das niedrigere Absaugfeld sowohl die axiale als auch die radiale Energieauflösung bei gleichzeitiger Verschlechterung der Massenauflösung, besitzt jedoch gegenüber dem hohen Feld eine kleinere Raumwinkelakzeptanz, da viele Teilchen aufgrund ihrer radialen Energie am Detektor vorbei fliegen. Massen-, Energieauflösung und Raumwinkelakzeptanz können somit nicht getrennt voneinander behandelt werden.

Durch die universelle Konstruktion des Spektrometers kann es sowohl als „Geschwindigkeits-“ (Kap. 3.7.3 und 3.7.4) als auch als „Massenspektrometer“ (Kap. 3.7.4) betrieben werden. In den Abbildungen zur Auflösung des Spektrometers sind daher neben den beiden Hauptkonfigurationen des Spektrometers 1 und 2 auch noch die Konfigurationen 3 (zur Vermessung der negativen Sekundärionen) und 4 (als Massenspektrometer) aufgetragen, um die Vorteile von 1 und 2 bzgl. der Energieauflösung in diesem experimentellen Aufbau zu belegen (neben dem Vorteil des „offenen Spektrometers“, siehe dazu Kap. 3.7). Auflösung und Akzeptanz des Spektrometers sind am Beispiel der Masse $m = 1\text{u}$ exemplarisch berechnet. Die Änderung mit der Ionenmasse ist in den jeweiligen Unterkapiteln angegeben.

4.3.1 Massenauflösung und Spektrometerakzeptanz

Die Vermessung der Dynamik geht somit immer auf Kosten der Massenauflösung, da das Ziel eine breite Flugzeitverteilung der einzelnen Sekundärionenmassen ist. In Abb. 4.13 ist dazu ein Ausschnitt der aus den Flugzeiten gewonnen Massenverteilungen der vier verschiedenen Spektrometerkonfigurationen aufgetragen. Wie zu erwarten, ist Konfiguration 4 den anderen Methoden überlegen. Einen deutlichen Hinweis auf die Massenauflösung liefert die Trennung der einzelnen Massen der jeweiligen Kohlenwasserstoffgruppen. Konfiguration 2 liefert noch eine moderate Massenseparation, während bei der Konfiguration 1 und 3 gerade noch die ersten drei bzw. zwei Massen getrennt sind.

Die Massenauflösung ist neben den experimentellen Gegebenheiten aber auch abhängig von der physikalischen Fragestellung, da z.B. die Untersuchung des nuklearen Energieverlustes naturgemäß zu höheren Impulsüberträgen führt (siehe Kap. 5.1) und in breiten Flugzeit- und

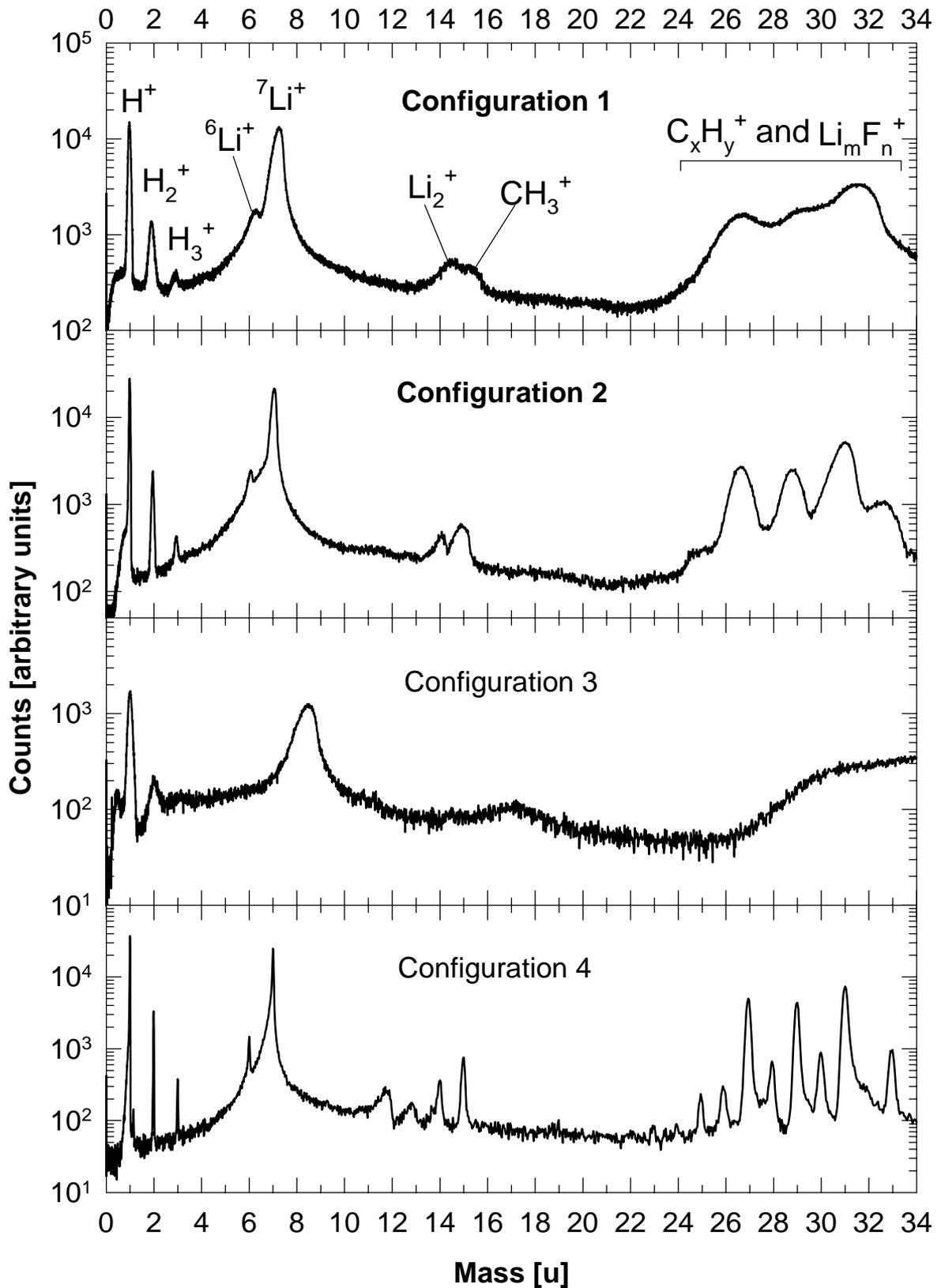


Abb. 4.13: Darstellung der gemessenen Flugzeitverteilung des Stoßsystems Ar^0 (25 keV/u, $\theta_p = 37^\circ$) $\rightarrow LiF$ für die vier unterschiedlichen Spektrometerkonfigurationen (siehe dazu Kap. 3.7) mit jeweils resultierender unterschiedlicher Massenauflösung.

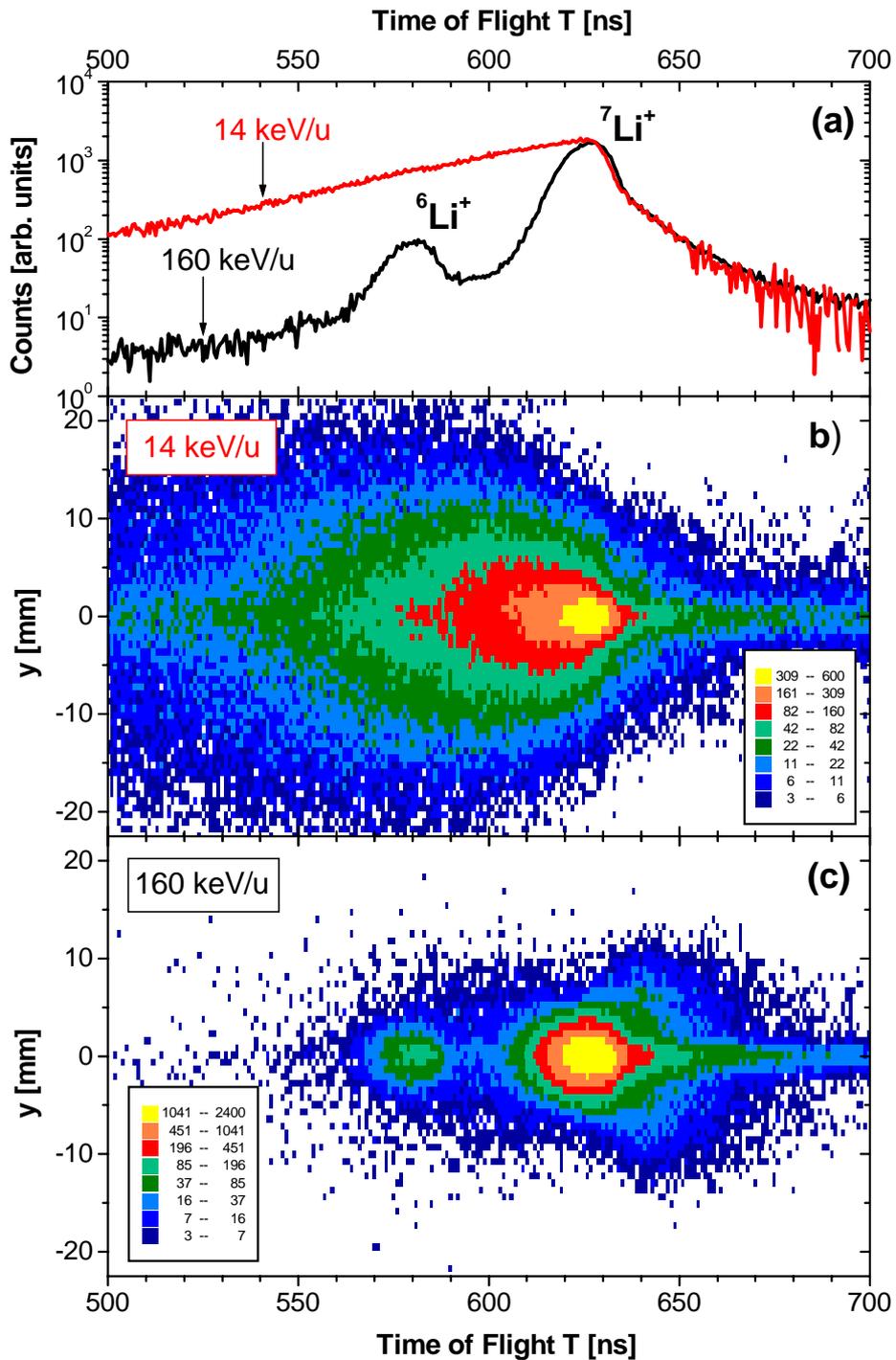


Abb. 4.14: a) Darstellung der gemessenen ${}^6\text{Li}^+ / {}^7\text{Li}^+$ -Flugzeit- und b,c) der zugehörigen $y(T)$ -Verteilung von einem LiF-Target unter dem Beschuss mit N^0 (14 keV/u und 160 keV/u, $\theta_p = 45^\circ$).

Ortsverteilungen resultiert. In Abb. 4.14 ist zum Vergleich die Flugzeit- und die zugehörige $y(T)$ -Verteilung der beiden Isotope ${}^6\text{Li}^+$ und ${}^7\text{Li}^+$ aufgetragen: Während bei der hohen Projektilgeschwindigkeit verbunden mit einem geringeren nuklearen Energieverlust (siehe dazu Abb. 2.2) die beiden Isotope noch deutlich getrennt sind, ist ${}^6\text{Li}^+$ aufgrund der nuklearen Zerstäubung bei der niedrigen Projektilgeschwindigkeit vollständig vom ${}^7\text{Li}^+$ überlagert.

Unter besonderen Bedingungen kann jedoch die Ortsinformation zur Verbesserung der Massenauflösung bzw. zur Identifikation einzelner Massen verwendet werden (siehe dazu Kap. 6.2.1).

Die experimentell ermittelten und in Tab. 4.1 aufgetragenen Massenauflösungen sind somit keine festen Größen, sondern variieren entsprechend der physikalischen Fragestellung. Die kleinen Werte entsprechen im allgemeinen den in dieser Arbeit verwendeten niedrigen (ca. 14-25 keV/u) und die großen den hohen (ca. 160 keV/u) Projektilgeschwindigkeiten. Konfiguration 3 und 4 kommen nur einmal zum Einsatz, daher sind dort feste Größen angegeben. Die Massenauflösung kann zudem für den Massenmodus nach [COTT89] berechnet werden;

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{t}{2 \Delta t} \quad (4.10)$$

wobei t die Flugzeit und Δt die Zeitauflösung des Sekundärions ist, $m/\Delta m$ gibt dann die Kenngröße der Massentrennung wieder.

Konfiguration	$m/\Delta m$
1 (1 Extraktion: 600V)	~ 3-7
2 (1 Extraktion 3kV)	~15-29
3 (2 Extraktionen / 1 Drift)	~ 2
4 (1 Extraktion / 1 Drift)	~ 60

Tab. 4.1: Experimentell ermittelte Massenauflösung der einzelnen Spektrometerkonfigurationen.

In Abb. 4.15 ist der „Sichtbereich“ des Spektrometers, d.h. die Raumwinkelakzeptanz, aufgetragen. Abhängig von dem angelegten elektrischen Feld und der Axialenergie der Sekundärionen (hier der Masse $m=1u$) können unterschiedlich hohe Radialenergien in dem Spektrometer auf dem Detektor abgebildet werden. Auch in diesem Bereich ist Konfiguration 4 den anderen überlegen, allein das anliegende elektrische Feld bewirkt den Nachweis von H^+ -Ionen mit einer Radialenergie von etwa 170 eV. Die Akzeptanz skaliert für verschiedene Massen m mit $1/m$.

4.3.2 Energie- und Winkelauflösung

In den Abb.en 4.16 und 4.17 ist die Unschärfe $\Delta E/E$ bzgl. der Axial- und der Radialenergie, berechnet nach den Ableitungen der jeweiligen funktionalen Zusammenhängen (Gl. 4.1 bzw. 4.7), für das Ion mit $m = 1u$ dargestellt. Strukturen im Spektrum, die kleiner als $\Delta E/E$ sind, können nicht aufgelöst werden. Sowohl bei der axialen als auch der radialen Energieauflösung kommen die für die Massenauflösung nachteilig wirkenden breiten Flugzeitverteilungen zur Geltung. Konfiguration 1 und 3 zeigen ihre Überlegenheit gegenüber der Konfiguration 4. Systematische Fehler aus den Unsicherheiten der Potentiale (U_1, U_2) und den damit resultierenden Fehlern in den Abständen (d_1, d_2) (siehe Kap. 4.2 und Tab. 3.1) liegen in der

Größenordnung von etwa 2-3 % und sind in Abb. 4.16 und 4.17 nicht berücksichtigt. Der statistische Fehler in der Axialenergie setzt sich im wesentlichen aus der Qualität des Startsignals (hier gegeben durch die Halbwertsbreite des Photonpeaks von maximal 1.5ns, siehe Kap. 3.6), der Zeitauflösung des TDCs (0.5ns) und der Unschärfe in der Bestimmung von $T_0(m)$ mit Hilfe des Strahlprofilmonitors (ca. 0.5ns) zusammen und resultiert in einer Gesamtunschärfe von etwa 1.7ns, skaliert über die Masse m mit $1/\sqrt{m}$. Die Unschärfe in der Radialenergie setzt sich zusammen aus der Ortsauflösung des Detektors ($\sim 0.4\text{mm}$, bedingt durch die TDC-Zeitaufklärung), der Ausdehnung des Projektilstrahls ($\sim 0.25\text{mm}$) und dem Fehler in der Kalibrierung mit der Gittermaske ($\sim 0.1\text{mm}$) zu einer mittleren Gesamtunschärfe von etwa 0.5mm. Eventuelle Nichtlinearitäten im Randbereich des Detektors sind nicht berücksichtigt, werden aber sichtbar durch den Strahlprofilmonitor (siehe dazu Kap. 6.1.2). Die veränderte Ausdehnung des Projektilstrahls auf dem Target durch die Variation des Winkels θ_p ist hier nicht berücksichtigt (siehe dazu Kap. 3.2.3). Die Bestimmung der radialen Auflösung erfolgt unter Vernachlässigung der Flugzeit und ist unabhängig von der Masse m . Um den Fehler in der Winkelmessung abzuschätzen, wird eine gewählte Gesamtenergie auf unterschiedliche Beiträge der Axial- und Radialenergie mit den entsprechenden Unschärfen verteilt (Abb. 4.18).

Aus der zusammenfassenden Betrachtung bzgl. Massen- und Energieauflösung läßt sich folgern, daß die komplementäre Verwendung der Konfigurationen 1 und 2 die beste Option in diesem Experiment darstellt, da das Interesse den Verteilungen im unteren Massenbereich ($m \leq 30u$) gilt. Konfiguration 2 stellt den Kompromiß einer vertretbaren Spektrometerakzeptanz, Massen- und Energieauflösung dar. Konfiguration 1 wird zur hochauflösenden Untersuchung der H^+ - und H_2^+ -Emission verwendet. Sie stellt eine Vergrößerung dieser beiden Verteilungen dar. Ein weiterer entscheidender Vorteil ist die vollständig offene Gestaltung des Spektrometers, die dem Projektilstrahl unter den zugänglichen Winkeln 100% Transmission ermöglicht (siehe Kap. 3.7), während bei der Verwendung von Konfiguration 3 und 4 eine Vergrößerung des Eintrittswinkels immer mit einer verringerten Transmission des Projektils und einer möglichen Streuung und somit Ortsunschärfe (schlechtere radiale Energieauflösung) verbunden ist.

Ergänzend sei noch bemerkt, daß bei ausreichender Länge des Spektrometers Konfiguration 3 das am besten geeignete Verfahren zur Vermessung der Dynamik bei Verwendung von 2 Extraktionsfeldern in Verbindung mit einer Driftstrecke ist (z.B in [MOSH91]). Das erste Beschleunigungsfeld ist dabei so niedrig gewählt, daß die Teilchen aufgrund ihrer axialen und radialen Energiekomponenten zeitlich und räumlich auseinander laufen. Durch das sich anschließende zweite starke elektrische Feld und die Drift werden die Teilchen auf den Detektor gelenkt und gleichzeitig die Massenaufklärung verbessert. Da das Spektrometer hier nicht ausreichend lang ist, findet diese Konfiguration nur ihre Anwendung bei der Vermessung der negativen Sekundärionen (siehe Kap. 3.7). Es wird nur ein Bruchteil der gesamten Detektorfläche verwendet und es geht auf Kosten der Massenaufklärung. Bei einem höheren 1. Feld wird wieder eine vertretbare Massenaufklärung erreicht, jedoch ist die Abbildung auf dem Detektor noch kleiner.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß das Ziel dieser Arbeit nicht die Konstruktion eines hochauflösenden Massenspektrometers sondern die Untersuchung der energie- und

winkeldifferentiellen Sekundärionenemission ist. Bezüglich hochauflösender Flugzeitmassenspektrometer sei z.B. auf die Prinzipien des elektrostatischen Spiegels, der gepulsten verzögerten Beschleunigungsspannung etc. hingewiesen. Eine Übersicht befindet sich z.B. in [COTT89] [DÜST99] [HÅKA99].

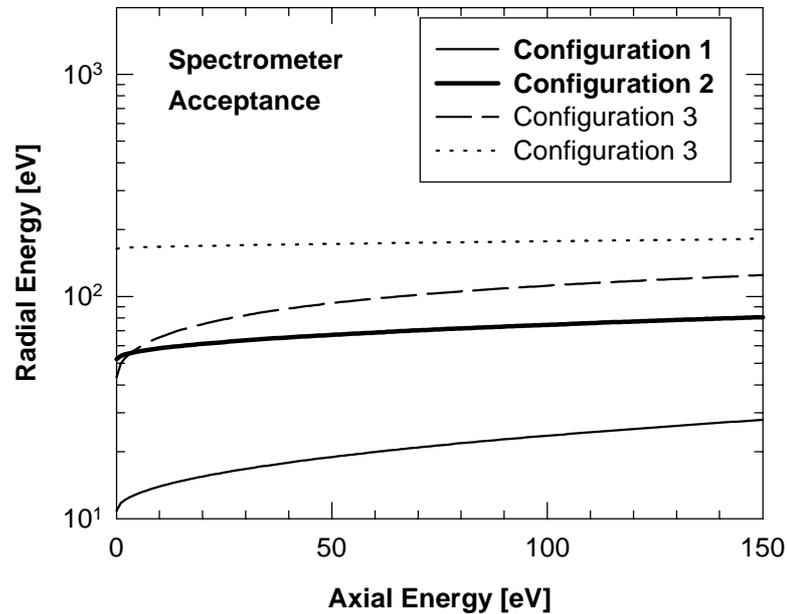


Abb. 4.15: Das Blickfeld bzw. die Akzeptanz des Spektrometers. Abhängig von dem angelegten elektrischen Feld und der Axialenergie der Sekundärionen können unterschiedlich hohe Radialenergien in dem Spektrometer auf dem Detektor abgebildet werden (hier berechnet für $m=1u$).

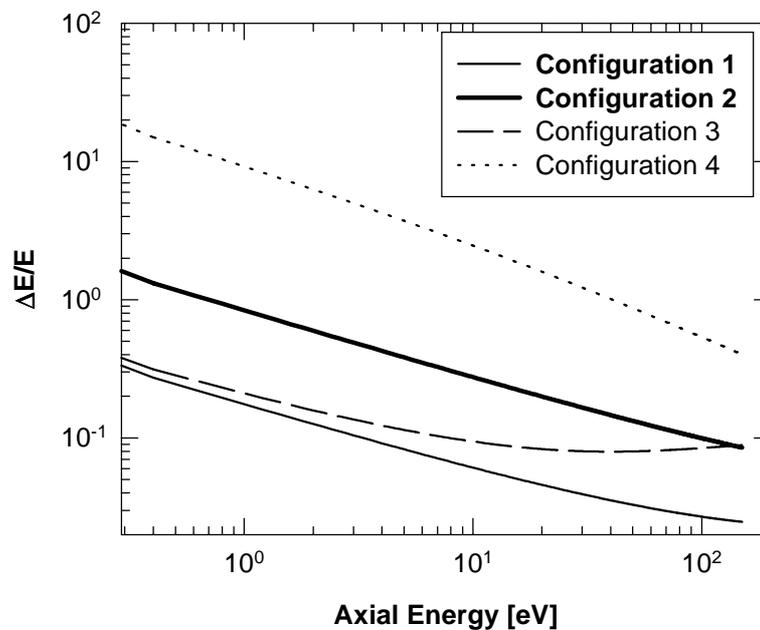


Abb. 4.16: Darstellung der mit der Masse $m=1u$ berechneten axialen Energieauflösung des Spektrometers.

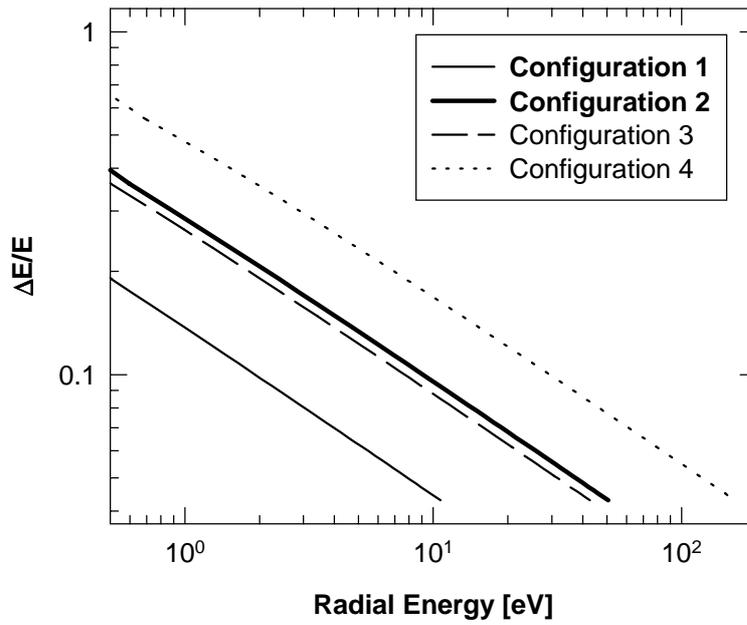


Abb. 4.17: Darstellung der mit der Masse $m=1u$ berechneten radialen Energieauflösung des Spektrometers.

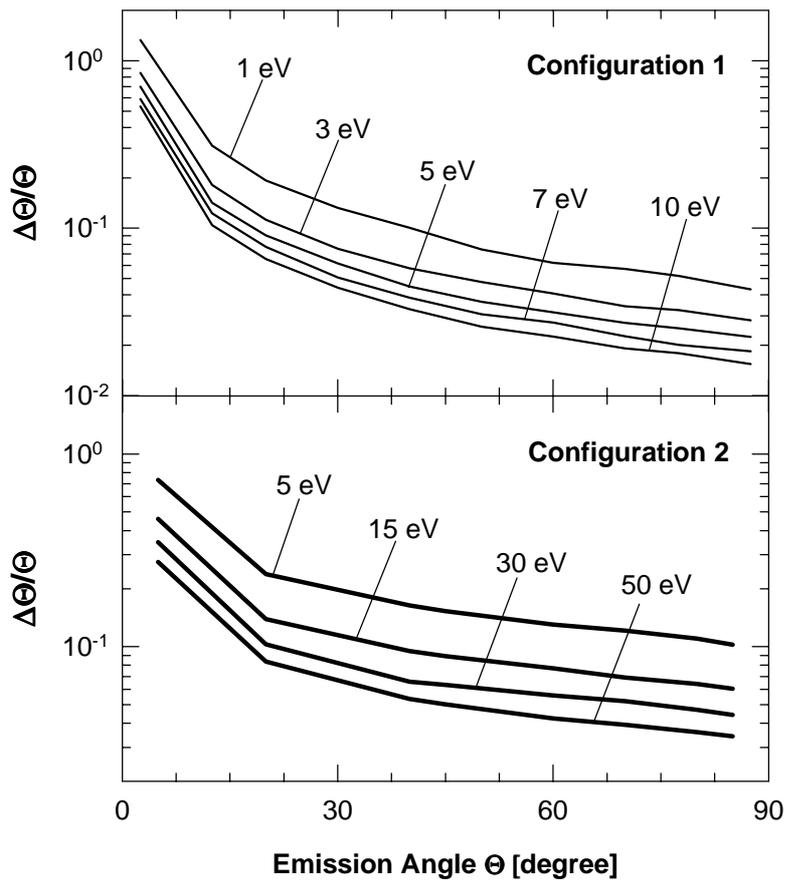


Abb. 4.18: Darstellung der mit der Masse $m=1u$ berechneten Winkelauflösung des Spektrometers für verschiedene Gesamtenergien und deren Unschärfen, aufgeteilt auf unterschiedliche axiale und radiale Beiträge.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5. Ergebnisse und Diskussion

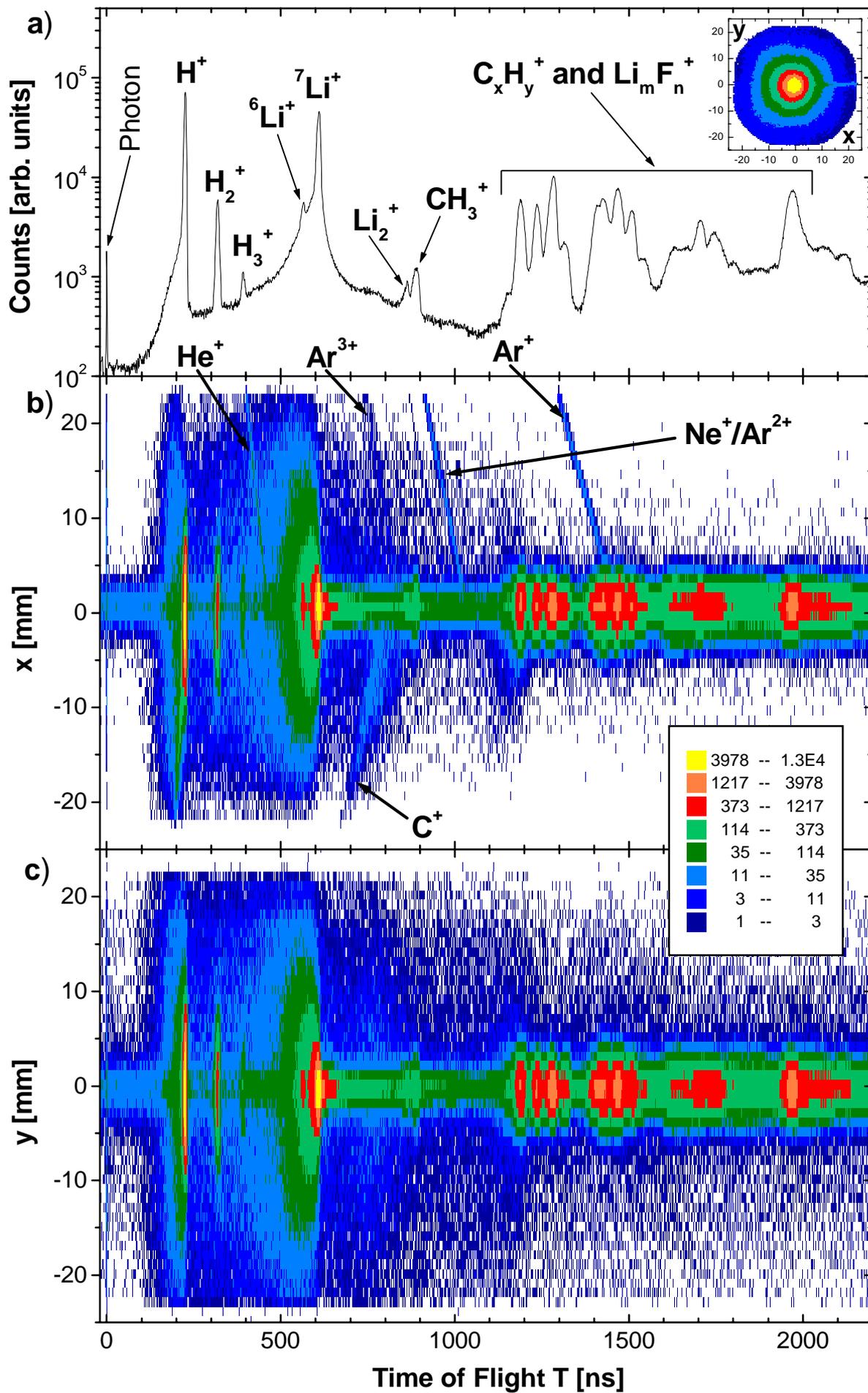
Einleitung

In dieser Arbeit wird die Dynamik und Evolution von Sekundärionen, die aus der Wechselwirkung von schnellen atomaren Projektilen mit Festkörpern und deren Oberflächen resultieren, untersucht. Von zentralem Interesse ist das Verständnis der zugrundeliegenden dynamischen Wechselwirkungsmechanismen. Der Zugang zur Dynamik erfolgt hier über die Vermessung der 3-dimensionalen Anfangs- bzw. Emissionsgeschwindigkeiten $\vec{v}_0 (v_{0x}, v_{0y}, v_{0z})$ der einzelnen Sekundärionen. Bei bekannter Masse ist diese Information äquivalent der kompletten Energie- und Winkelverteilung.

Die Erfassung dieser Größen erfolgt mit dem für Festkörpertargets modifizierten (COL)TRIMS-Spektrometer (siehe Kap. 3.4 und 3.7). Dessen Eichung leistet der speziell dafür entwickelte Strahlprofilmonitor (siehe Kap. 4.2). Die daraus resultierende präzise Transformation der gemessenen Daten in eine 3-dimensionale Anfangsgeschwindigkeitsverteilung ist in Kap. 4.1 detailliert beschrieben.

Da der Ladungszustand des Projektils in den experimentell zugänglichen Bereichen keinen meßbaren Einfluß auf die Verteilungen hat, werden ausschließlich neutrale Projektile verwendet (siehe dazu Kap. 3.2.4). Die systematische Variation von Projektil- (Teilchensorten: He⁰/N⁰/Ar⁰, Energien $E_p = 0.2\text{-}2.2$ MeV, Projektil-Target-Einfallswinkel $\theta_p = 37^\circ\text{-}78^\circ$ relativ zur Oberflächennormalen) und Targeteigenschaften (Au/C/LiF/Al) erlaubt ein gezieltes Studium der dynamischen Wechselwirkung zwischen atomaren Projektilen und Festkörperoberflächen. Um definierte Bedingungen bzgl. Projektilgeschwindigkeit und -richtung zu gewährleisten (siehe dazu Kap. 6.1.3) und aus Gründen der Targetherstellung (siehe dazu Kap. 3.3.3), erfolgt das Studium der Emissionsdynamik fast ausschließlich an den von der Projektileintrittsseite (Reflexion) emittierten positiv geladenen Sekundärionen. Ausnahmen bilden der Vergleich von positiv und negativ geladenen Ionen in Kap. 5.2.2 und der Vergleich der Projektileintritts- und -austrittsseite (Transmission) in Kap. 5.2.3.

Unter HV-Bedingungen sind die Festkörperoberflächen bei diesen Experimenten mit einer quasistabilen Kontaminationsschicht bedeckt, die sich im wesentlichen aus den Adsorbaten Wasserstoff (H₂), Wasser (H₂O) und Kohlenwasserstoffen (C_xH_y) zusammensetzt und der Luft und/oder dem Restgas entstammt (siehe dazu Kap. 3.3.4). In Abb. 5.1 sind dazu exemplarisch ein typisches Flugzeitspektrum (TOF) und die zwei Projektionen der Ortsverteilung mit der Flugzeitverteilung dargestellt. Die Farbcodierung gibt die Intensität an. Die X-Achse liegt dabei in der Ebene, die von der Projektiltrajektorie mit der Oberflächennormalen aufgespannt wird; die Y-Achse verläuft senkrecht dazu (siehe dazu Abb. 3.11 und 4.3). Zu erkennen sind in beiden Spektren die einzelnen Massenverteilungen. Die Y/TOF-Verteilung ist symmetrisch, die X/TOF-Verteilung aber asymmetrisch, da durch einen Projektil-Target-Einfallswinkel $\theta_p \neq 0^\circ$ (relativ zur Oberflächennormalen) die Symmetrie gebrochen ist. Zusätzlich ist in der X/TOF-Verteilung der Verlauf des Projektils im Spektrometer für die einzelnen Ladungs/Massen-Verhältnisse deutlich zu sehen (siehe dazu Kap. 4.2).



← **Abb. 5.1:** (a) Darstellung einer gemessenen (typischen) Flugzeitverteilung mit den einzelnen Massen des Stoßsystems Ar^0 (25 keV/u , $\theta_p = 52^\circ$) $\rightarrow \text{LiF}$ (200 \AA) + Al (2000 \AA) unter kontinuierlichem He/Ne/Ar Gaseinlaß. Die zugehörige XY-Ortsverteilung ist rechts oben eingefügt. (b) Zugehörige X-Projektion (Die schmalen Linien werden von den zur Eichung benötigten Gasionen generiert) und (c) Y-Projektion der gemessenen Ortsverteilung in Verbindung mit der Flugzeitverteilung.

Deutlich zu erkennen ist der besonders große Beitrag des H^+ -Sekundärions an der Gesamtverteilung aller Sekundärionen. Zum Studium der Emissionsdynamik eignen sich besonders die Ionen im unterem Massenbereich, da diese im allgemeinen von möglichen Nachbarlinien deutlich getrennt sind. Zentraler Ansatzpunkt der Untersuchungen ist daher im wesentlichen das leichte H^+ -Sekundärion, welches unabhängig von dem Targetmaterial immer mit einem großen Anteil im gesamten Massenspektrum präsent ist. Sogar gesäuberte Metalloberflächen (siehe dazu Kap. 3.3.4) sind innerhalb sehr kurzer Zeit wieder mit der Kontaminationsschicht bedeckt, solange der Druck größer als 10^{-9} mbar ist [CAST98] [MOST00a]. Wegen seiner geringen Masse ist das H^+ zusätzlich sehr sensitiv für projektilinduzierte Aufladungen der Oberfläche. Durch seine einfache Struktur ist zudem eine Anwendung von „einfachen“ Modellen zur Beschreibung des H^+ -Entstehungsmechanismus und des H^+ -Emissionsverhaltens möglich, wie z.B. als das Ergebnis einer Coulomb-Explosion in einer positiv geladenen Oberflächenregion aus dem Bereich des Projektildurchgangs [BITE92] [FENY94] oder durch den dissoziativen Zerfall eines durch den Schauer der Sekundärelektronen angeregtes Oberflächenmoleküls [SILV88] [CAST97] [CAST98]. Ergebnisse zu relativen Ausbeuten belegen, daß ca. 60% aller H^+ -Sekundärionen den die Oberfläche bedeckenden Kohlenwasserstoffen entstammen [NEUG01]. Jedoch existiert bisher kein einheitliches Modell zur vollständigen Beschreibung der H^+ -Emissionsdynamik. Daher sind weiterführende intensivere Studien sinnvoll. Es werden mit Ausnahme von Kap. 5.1.3 und 5.2.2 nur Daten der positiv geladenen H^+ -Sekundärionen vorgestellt.

Da die Untersuchungen fast ausschließlich am H^+ -Sekundärion erfolgen, werden ausschließlich geschwindigkeits- und winkeldifferentielle Spektren präsentiert. In Abb. 5.2 ist dazu exemplarisch ein Spektrum der Emissions- bzw. Gesamtanfangsgeschwindigkeit v_0 des H^+ -Sekundärions für die beiden Targets Aluminium (Al) und Lithiumfluorid (LiF) unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u , $\theta_p = 52^\circ$) dargestellt. Die gemessenen H^+ -Geschwindigkeitsverteilungen sind in dem unteren Geschwindigkeitsbereich ($v_0 < 60 \text{ km/s}$) deutlich unterschiedlich und besitzen jeweils ein Maximum bei $v_0 \approx 26 \text{ km/s}$ für das Al-Target bzw. bei $v_0 \approx 33.5 \text{ km/s}$ für das LiF-Target mit identischen Ausläufern für Anfangsgeschwindigkeiten $v_0 = 60 \text{ km/s}$ bis 170 km/s . Dies ist schon hier ein Hinweis auf den Einfluß der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit der einzelnen Targets auf die niedrigen Emissionsgeschwindigkeitsverteilungen. Auf der anderen Seite kann daher schon vorweg genommen werden, daß die Anfangsgeschwindigkeiten $v_0 > 60 \text{ km/s}$ im wesentlichen unabhängig davon sind.

Aufgrund dieser Erkenntnisse erfolgt eine getrennte Diskussion der gemessenen Daten für Anfangsgeschwindigkeiten $v_0 > 60 \text{ km/s}$ in Kap. 5.1, mit einer Variation der

Projektilgeschwindigkeit, -masse und des Einfallswinkels θ_p zwischen Projektiltrajektorie und Targetnormale und für Anfangsgeschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s in Kap. 5.2, mit einer Variation der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit einzelner Targets, des Einfallswinkels θ_p und dem qualitativen Vergleich von positiv und negativ geladenen H-Sekundärionen. Die Erfassung der hohen Geschwindigkeiten macht die Verwendung der Spektrometerkonfiguration 2 erforderlich, während bei der Erfassung der niedrigen H^+ -Geschwindigkeiten aufgrund der besseren Auflösung Konfiguration 1 die bessere Alternative darstellt (siehe dazu Kap. 3.7.3, 3.7.4 und 4.3).

Die Datenaufnahme erfolgte insgesamt im Doppel-Hit-Modus (siehe dazu Kap. 3.8). Mit Ausnahme von Kap. 5.3, wo nach Korrelationen im Sekundärionenemissionsprozeß gesucht wird, erfolgt hier ausschließlich eine Analyse und Präsentation der Daten des 1. Hits.

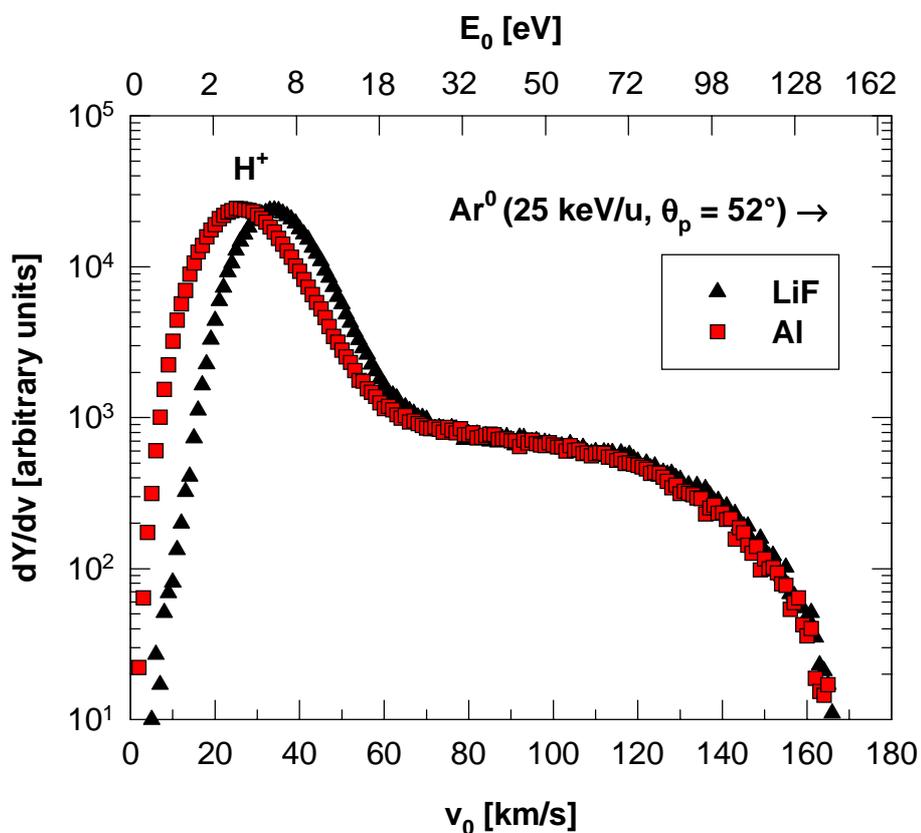


Abb. 5.2: Typische Gesamtgeschwindigkeitsverteilung v_0 des H^+ -Sekundärions (normiert auf die gleiche Höhe) von einem Al- und einem LiF-Target unter dem Beschuss mit Ar^0 (25 keV/u, $\theta_p=52^\circ$).

5.1 Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 > 60$ km/s

In Abb. 5.3a ist die Verteilung der Gesamtgeschwindigkeit v_0 des Stoßsystems Ar^0 (14 keV/u, $\theta_p=45^\circ$) → LiF (200 Å) + C (500 Å) aufgetragen. Um einen detaillierten Blick auf die die Gesamtgeschwindigkeit v_0 erzeugenden Komponenten zu erhalten und den Symmetrieverhältnissen Rechnung zu tragen, sind dazu in den Abb.en 5.3b und 5.3c die

zugehörigen v_{0z} - v_{0y} - und die v_{0z} - v_{0x} -Geschwindigkeitsverteilungen des H^+ -Sekundärions aufgetragen. Wie zu erwarten, zeigt die v_{0z} - v_{0y} -Verteilung eine symmetrische Form um $v_{0y} = 0$. Dagegen zeigt die v_{0z} - v_{0x} -Verteilung in der von Projektilstrahl und Oberflächennormale aufgespannten Ebene bei hohen Emissionsgeschwindigkeiten ($v_0 > 60$ km/s) eine stark ausgeprägte „lanzenförmige“ Asymmetrie. Ionen werden mit hohen Geschwindigkeiten (bis zu 140 km/s) unter einem Winkel von ca. 90° zum Projektil emittiert.

In dieser Darstellung findet eine vollständige Trennung der beiden radialen Komponenten v_{0y} und v_{0x} statt. Es läßt sich im Ansatz die Emissionsrichtung erahnen, aber es ist nicht möglich, aus den Verteilungen direkt auf die Emissionswinkel Θ (Polar) und Φ (Azimut) zu schließen. Um Zugang zur vollständigen Winkelverteilung zu erlangen, wird die Verteilung der Gesamtgeschwindigkeit v_0 einer in Kap. 4.1 beschriebenen orthographischen Projektion unterzogen. Aus der Darstellung in Abb. 5.4 (oben) können der polare Emissionswinkel Θ über dem Abstand zum Ursprung und sein Azimut Φ über den Winkel zur x-Achse direkt abgelesen werden. Positive Werte für $(\Theta \cdot \cos(\Phi))$ stehen für eine Emission der H^+ -Ionen in die Richtung, aus der das Projektil kommt, negative Werte für eine vom Projektil abgewendeten Seite. Da in dieser Darstellung jedoch über alle Geschwindigkeiten integriert ist, wird die Verteilung der Gesamtgeschwindigkeit v_0 in einzelne Geschwindigkeitsintervalle unterteilt und deren orthographische Projektion zusätzlich in Abb. 5.4 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die halbmondförmige Struktur bei dem Polarwinkel $\Theta = 45^\circ$ für das Intervall $v_0 = 60 - 140$ km/s, die in der v_{0x} - v_{0z} -Darstellung das Aussehen der „lanzenförmigen“ Asymmetrie annimmt. Bei dem Einschußwinkel $\theta_p = 45^\circ$ resultiert das in eine zur Projektilstrahlachse relative Emission nach 90° .

5.1.1 Variation der Projektilgeschwindigkeit

Die Variation der Projektilgeschwindigkeit erfolgt innerhalb der nutzbaren Spannungen der Beschleunigeranlage zwischen 200 kV und 2.2 MV mit 14 und 50 keV/u für das Ar^0 - und mit 14, 50, 85 und 160 keV/u für das N^0 -Projektil. In Abb. 5.5 ist dazu die H^+ -Anfangsgeschwindigkeit v_0 der gemessenen N^0 -Projektilsysteme dargestellt. Um den Verlauf der einzelnen Verteilungen vergleichen zu können, sind die Intensitäten der Maxima auf das Stoßsystem mit der geringsten Intensität (hier N^0 bei 160 keV/u) normiert. Es zeigt sich, daß die Form bzw. der Verlauf von den kleinen Geschwindigkeiten bis hin zum Maximum und etwas darüber hinaus ($v_0 \approx 0$ - 40km/s) gleich ist. Dagegen zeigt sich für Geschwindigkeiten größer als etwa 60 km/s, daß die Zunahme der höheren Geschwindigkeiten deutlich mit sinkender Projektilgeschwindigkeit korreliert ist. Die gleiche Tendenz ist bei dem hier nicht gezeigten Ar^0 -Projektil erkennbar (siehe dazu Abb. 5.8).

Die zu den hohen Geschwindigkeiten zugehörige scharf begrenzte „lanzenförmige“ Struktur (siehe dazu Abb. 5.3b) ist ein Hinweis auf einen direkten binären Einzelstoß zwischen dem Projektil und einem Wasserstoffatom bzw. -ion. Die Variation der Projektilgeschwindigkeit korreliert mit der deponierten Energie des Projektils im Festkörper. Daher kann die Dynamik der Sekundärionen deutlich den Beitrag des nuklearen und des elektronischen Anteils an der totalen Energiedeposition aufzeigen und trennen. In Abb. 2.2 ist dazu das

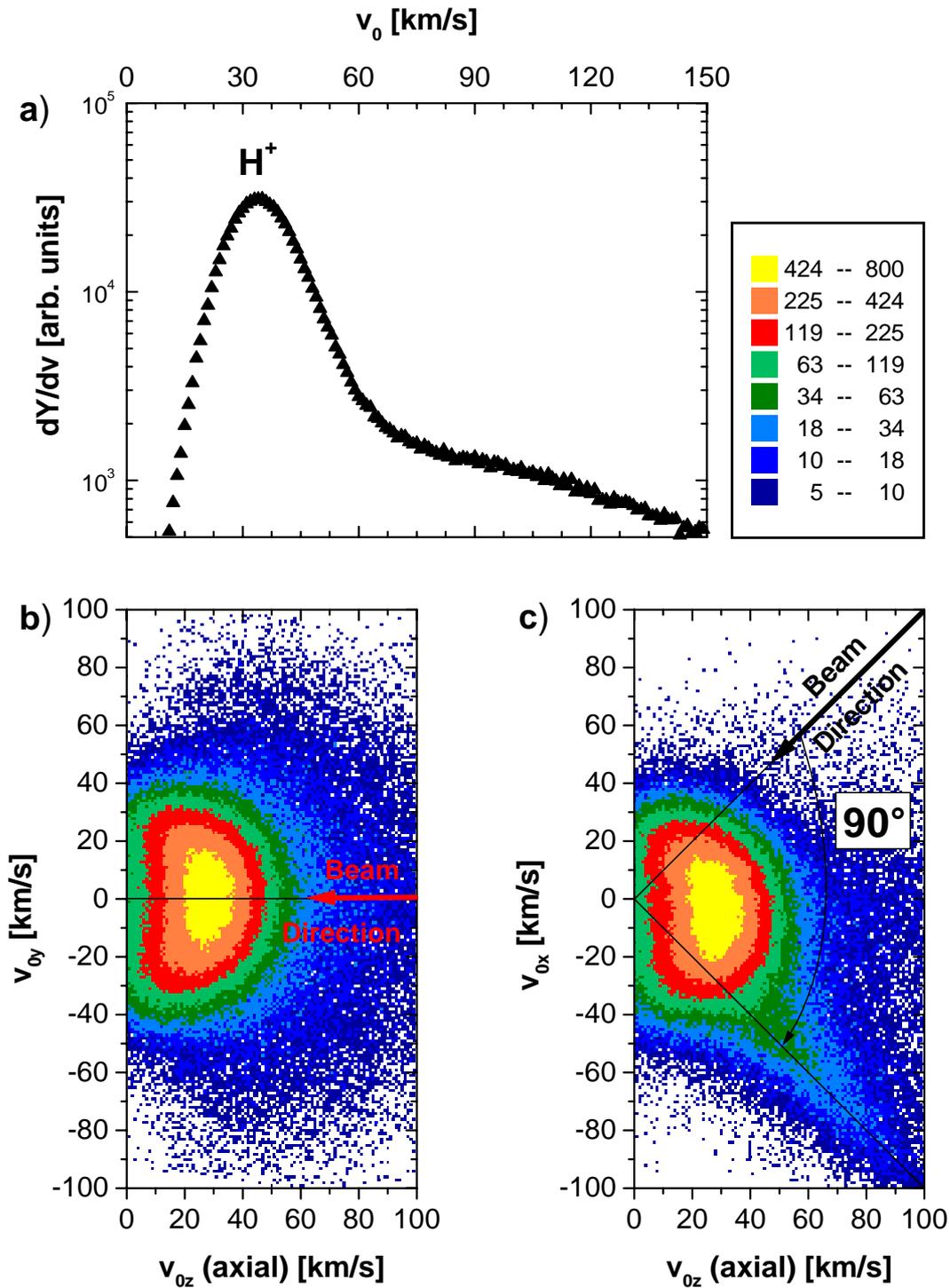
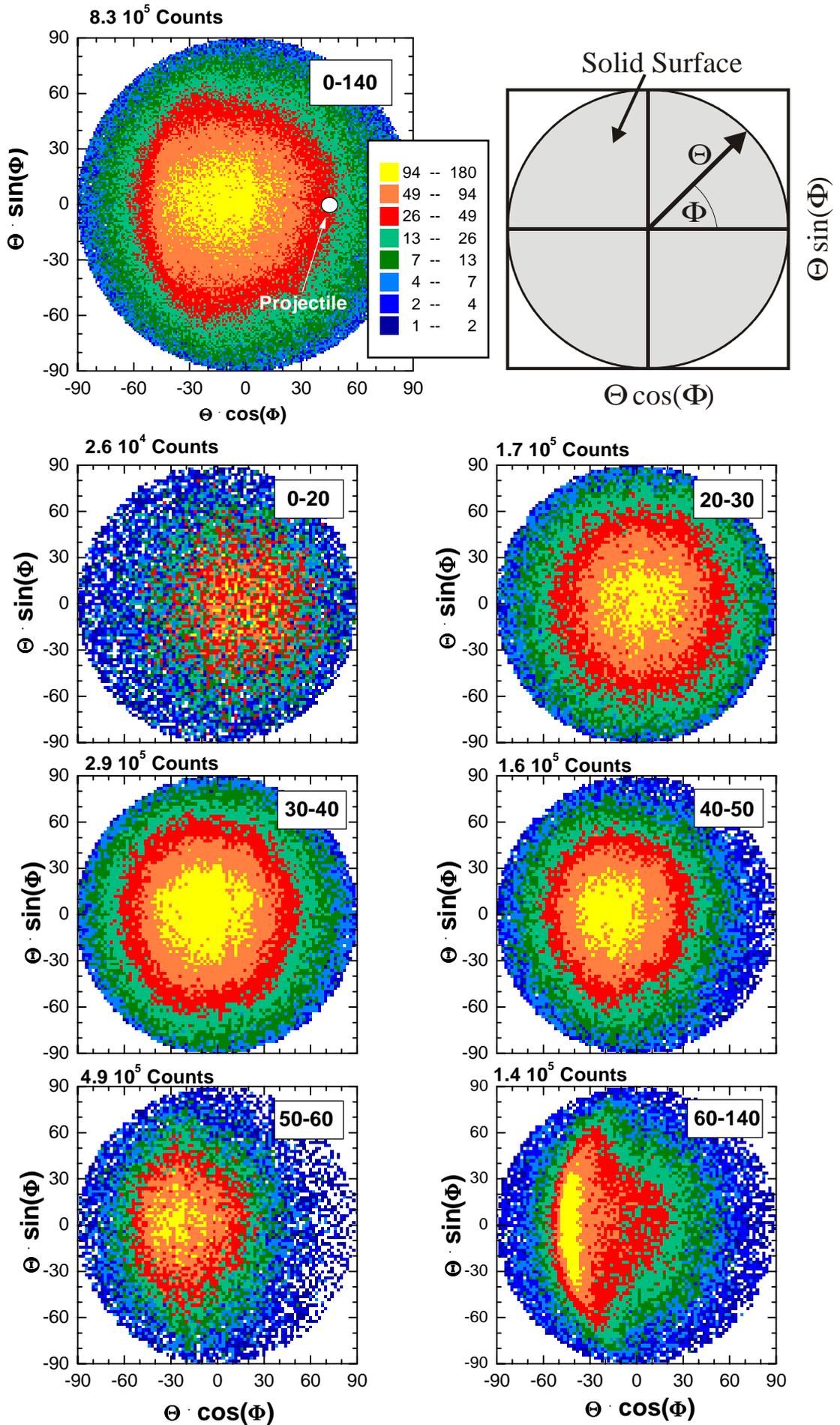


Abb. 5.3: (a) Darstellung der gemessenen Gesamtgeschwindigkeit v_0 und der zugehörigen (b) v_{0y} - v_{0z} - und (c) v_{0x} - v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilung des H^+ -Sekundärions von einem LiF (200 Å) + C (500 Å) Target unter dem Beschuss mit Ar^0 (14 keV/u, $\theta_p = 45^\circ$).

Abb. 5.4 →: Orthographische Projektion (siehe dazu Kap. 4.1) der zu Abb. 5.3 zugehörigen Gesamtgeschwindigkeit v_0 des H^+ -Sekundärions integral über alle Geschwindigkeiten (0-140 km/s) und differenziert nach einzelnen Geschwindigkeitsintervallen (Einteilung siehe in den einzelnen Abb.en rechts oben).



Bremsvermögen von Stickstoff in Lithiumfluorid dargestellt. Eine Verringerung der Projektilgeschwindigkeit in dem gemessenen Geschwindigkeitsbereich ist verbunden mit einer Abnahme des elektronischen und einer Zunahme des nuklearen Anteils an der totalen Energiedeposition.

Um diese Beobachtung zu quantifizieren, wird für alle Projektilgeschwindigkeiten das Integral der „halbmondförmigen“ Struktur (äquivalent der „lanzenförmigen“ Asymmetrie in der v_{0x-0z} -Darstellung) im Geschwindigkeitsbereich $v_0 = 60$ bis 140 km/s (siehe dazu Abb. 5.4) in Relation zur H^+ -Gesamtintensität berechnet und zum Vergleich mit dem nach TRIM [SRIM00] berechneten relativen nuklearen Bremsvermögen dE/dx_n an dem gesamten dE/dx abgebildet (siehe Abb. 5.5). Die Tendenz ist in beiden Fällen identisch: eine Zunahme des relativen nuklearen Anteils mit sinkender Projektilgeschwindigkeit.

Der Unterschied zwischen beiden Kurven wirft die Frage auf, ob der nukleare Anteil vollständig durch die doch etwas grobe Einteilung mit $v_0 > 60$ km/s erfaßt wird. Diese „scharfe“ Einteilung stellt jedoch die vollständige Separation des nuklearen (Hochgeschwindigkeit-) Anteils sicher, da Extrapolationen zu Geschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s zu einer deutlichen Überschätzung des nuklearen Anteils führen. Da die halbmondförmige Struktur jedoch auch noch ansatzweise in dem Bereich $v_0 = 55 - 60$ km/s sichtbar ist, wird dies in der Auswertung berücksichtigt und liefert den in Abb. 5.6 angegebenen Fehler. Zudem beschränkt die Optik des Spektrometers den relativen nuklearen Anteil an der gesamten Verteilung, da abhängig von der axialen Geschwindigkeit der Ionen in dem elektrischen Feld nur solche mit einer maximalen radialen Geschwindigkeit auf den Detektor gelenkt und somit nachgewiesen werden können (siehe dazu Abb. 4.15 und Kap. 5.1.3). Es sei ergänzend erwähnt, daß die gesamte Energiedeposition nicht zwangsläufig nur in die dynamische Emission des H^+ -Wasserstoffions sondern auch in andere Kanäle (Erwärmung, Emission von Sekundärelektronen oder Neutralteilchen, Sekundärteilchenausbeuten, ...) führen kann, die hier unbeachtet bleiben (siehe dazu [WUEN99] [NEUG01]).

5.1.2 Variation der Projektillmasse

Die Variation der Projektillmasse erfolgt bei konstanter Projektilgeschwindigkeit. Da eine Zunahme der Projektillmasse bei konstanter Projektilgeschwindigkeit mit einer Zunahme des Bremsvermögens im Festkörper, aber gleichzeitiger Konstanz des Spurvolumens (siehe dazu Tab. 2.3, Gl. 2.6 und 2.7) verbunden ist, führt das zu einer erhöhten deponierten Energie pro Volumen dE/dV (siehe dazu auch [NEUG01]). Dazu wird innerhalb der zugänglichen Spannungen des Beschleunigers bei 50 keV/u das Projektil von He^0 , über N^0 zu Ar^0 und bei 14 keV/u von N^0 zu Ar^0 variiert. In Abb. 5.7 ist dazu die H^+ -Anfangsgeschwindigkeit v_0 der gemessenen Projektilsysteme bei 50 keV/u dargestellt. Um den Verlauf der einzelnen Verteilungen vergleichen zu können, sind hier ebenfalls wie in Kap. 5.1.1 die Intensitäten der Maxima auf das Stoßsystem mit der geringsten Intensität (hier He^0) normiert. Es zeigt sich, daß die Form bzw. der Verlauf von den kleinen Geschwindigkeiten bis hin zum Maximum und etwas darüber hinaus ($v_0 \approx 0 - 40$ km/s) ebenfalls identisch ist und für Geschwindigkeiten größer als 60 km/s die Zunahme der Masse deutlich mit einer Zunahme des Anteils bei hohen

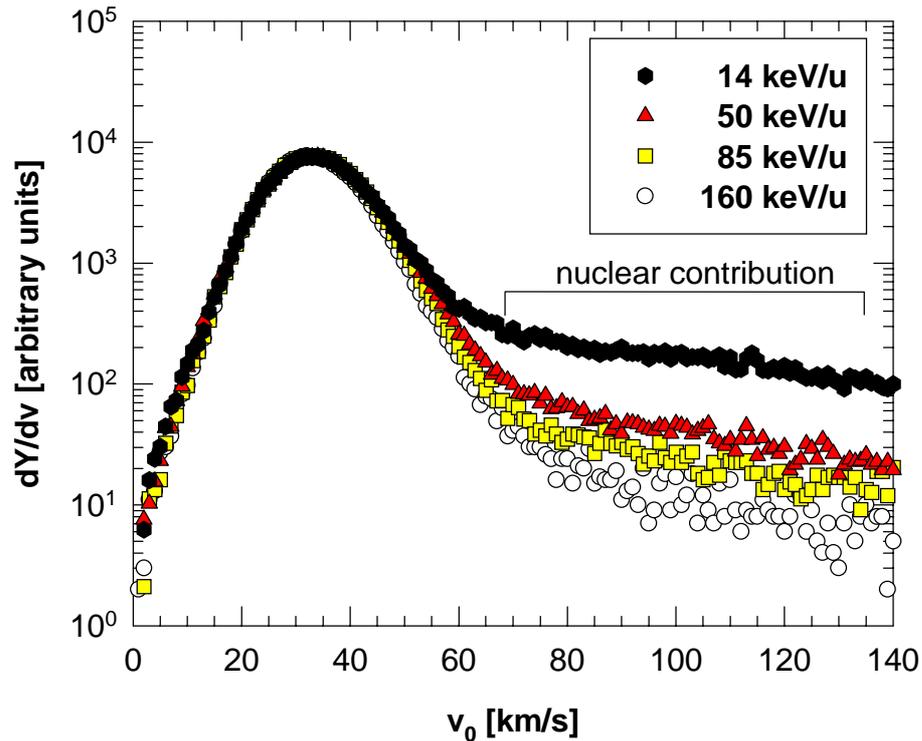


Abb. 5.5: Darstellung der gemessenen Gesamtgeschwindigkeiten v_0 des H^+ -Sekundärions (normiert auf die gleiche Höhe) von einem LiF (200 Å) + C (500 Å) Target unter Beschuß mit N^0 (14-160 keV/u, $\theta_p = 45^\circ$) verschiedener Geschwindigkeiten.

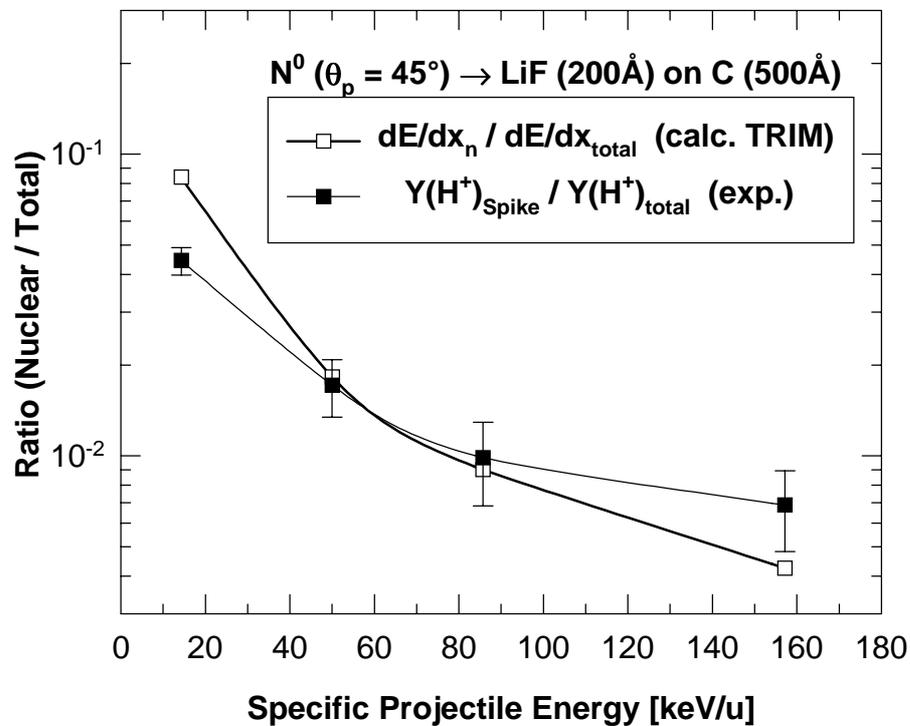


Abb. 5.6: Gegenüberstellung des zu Abb. 5.5 jeweils gehörigen gemessenen nuklearen Anteils ($v_0 = 60$ -140 km/s) an der gesamten H^+ -Verteilung ($v_0 = 0$ -140 km/s) mit dem berechneten nuklearen Anteil an dem gesamten Bremsvermögen nach TRIM [SRIM00] in Abhängigkeit von der spezifischen Projektilenergie. Die eingezeichneten Linien führen das Auge.

Geschwindigkeiten korreliert ist. Die gleiche Tendenz ist bei den hier nicht gezeigten 14 keV/u Projektilen erkennbar. Die Erscheinungsform der im oberen Geschwindigkeitsbereich befindliche Asymmetrie ist bei konstanter Projektilgeschwindigkeit (50keV/u) unabhängig von der Projektilsorte (He/N/Ar). Nur in den relativen Ausbeuten, d.h. dem Verhältnis des nuklearen zum elektronischen Beitrag, zeigt sich die Variation entsprechend den Beiträgen an der gesamten Energiedeposition.

Um diese Beobachtung zu quantifizieren, wird das Integral der „lanzenförmigen“ Struktur durch Integration des Geschwindigkeitsbereichs $v_0 = 60\text{-}140$ km/s in Abb. 5.7 in Relation zur Gesamtintensität bestimmt (analog zur Bestimmung in Kap. 5.1.1) und zum Vergleich mit dem nach TRIM [SRIM00] berechneten relativen nuklearen Bremsvermögen dE/dx_n an dem gesamten dE/dx abgebildet (siehe Abb. 5.8). In beiden Fällen ist eine Zunahme des relativen nuklearen Anteils mit steigender Projektilmasse zu erkennen.

Sowohl in der Variation der Projektilgeschwindigkeit als auch der -masse kann in der Dynamik der Sekundärionen deutlich der Beitrag des nuklearen und des elektronischen Anteils an der totalen Energiedeposition aufgezeigt und getrennt werden. Der identische Verlauf der v_0 -Verteilung für Werte kleiner 60 km/s unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit und -sorte ist dabei ein Hinweis, daß diese Verteilung durch den elektronischen Anteil dE/dx_e am gesamten Bremsvermögen erzeugt wird (siehe dazu Kap. 5.2).

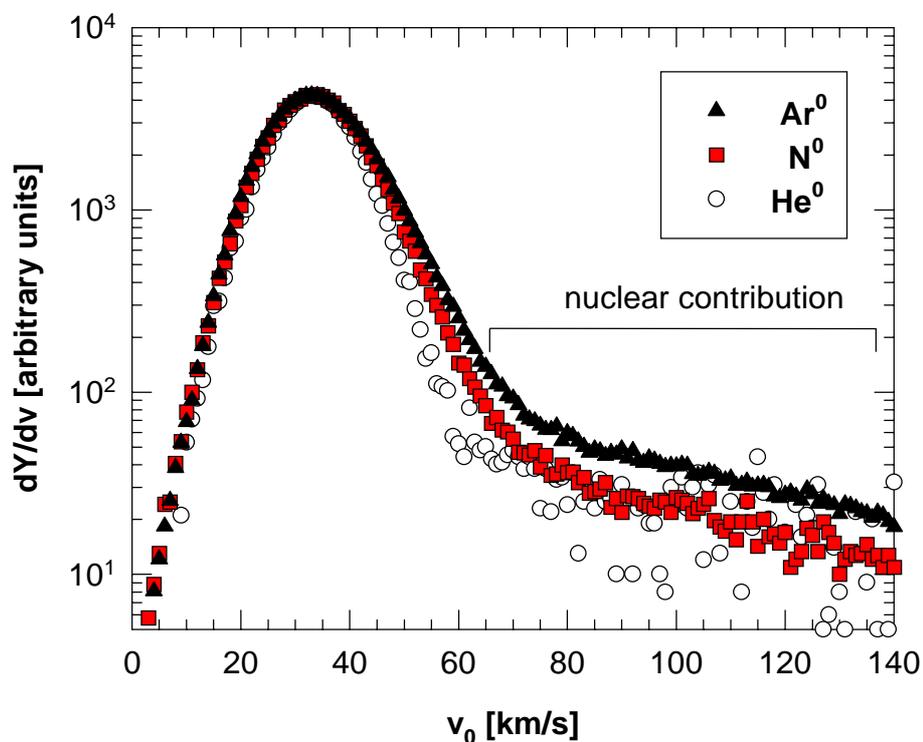


Abb. 5.7: Darstellung der gemessenen Gesamtgeschwindigkeiten v_0 des H^+ -Sekundärions (normiert auf die gleiche Höhe) von einem LiF (200 Å) + C (500 Å) Target unter Beschuß mit isotachischen (50 keV/u, $\theta_p = 45^\circ$) Projektilen $He^0/N^0/Ar^0$.

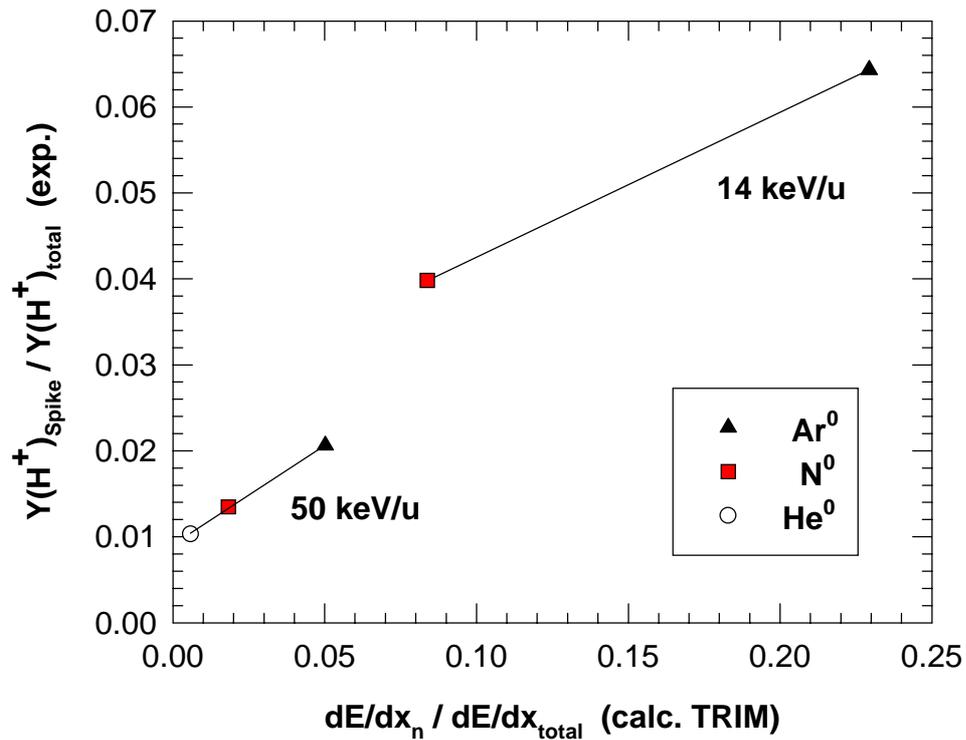


Abb. 5.8: Darstellung des zu Abb. 5.7 jeweils gehörigen gemessenen nuklearen Anteils ($v_0 = 60\text{-}140 \text{ km/s}$) an der gesamten H^+ -Verteilung ($v_0 = 0\text{-}140 \text{ km/s}$) in Abhängigkeit vom nuklearen Anteil an dem gesamten Bremsvermögen, berechnet nach TRIM [SRIM00]. Die eingezeichneten Linien dienen der Führung des Auges.

5.1.3 Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels

Die in Kap. 5.1.1 und 5.1.2 gezeigten Daten entstammen Stoßsystemen, die unter einem Einfallswinkel der Projektiltrajektorie zum Target von $\theta_p = 45^\circ$ (relativ zur Oberflächennormalen) vermessen sind. In diesem Kapitel erfolgt die Variation von θ_p (in 4 Schritten von 37° bis 78°) an Hand des Stoßsystems $\text{Ar}^0(25 \text{ keV/u}) \rightarrow \text{LiF} (200 \text{ \AA}) + \text{Al} (2000 \text{ \AA})$. Unter dem Aspekt der Sichtbarkeit dieser „lanzenförmigen“ Asymmetrie ist es günstig, eine möglichst geringe Projektilgeschwindigkeit aber hohe -masse auszuwählen (siehe dazu Abb. 5.5-5.8). Da jedoch in diesem experimentellen Aufbau die Erzeugung des Startsignals von der Targetrückseite zwingend (siehe dazu Kap. 3.6) und eine geringe Projektilgeschwindigkeit mit einer geringeren Reichweite im Festkörper verbunden ist, kann die Projektilgeschwindigkeit nicht beliebig klein gewählt werden. Dabei muß auch in Betracht gezogen werden, daß eine einfache Vergrößerung des Einfallswinkels θ_p automatisch zu einer Vergrößerung der effektiven Targetdicke mit $d_{\text{eff}} = d/\cos\theta_p$ führt. Argon bei einer spezifischen Projektilenergie von 25 keV/u stellt dabei einen vernünftigen Kompromiß dar (siehe Abb. 2.3). Targets geringer Dicke konnten nicht verwendet werden, da dies unter ungünstigen Umständen eine Verformung des Targets und somit eine winkelabhängige (Wanderung des Quellpunktes, siehe dazu Kap. 4.2.3) empfindliche Störung der Homogenität des elektrischen Feldes im Targetbereich verursachen kann (siehe dazu Kap. 3.3.3 und Kap. 6.1.2).

In Abb. 5.9 sind dazu die v_{0z} - v_{0x} -Geschwindigkeitsverteilungen des H^+ -Sekundärions aufgetragen. Die zugehörigen aber hier nicht gezeigten v_{0z} - v_{0y} -Geschwindigkeitsverteilungen weisen, wie schon im vorigen Kapitel gezeigt, eine symmetrische Form um $v_{0y} = 0$ auf (siehe dazu Abb. 5.3). In der vom Projekttilstrahl und der Oberflächennormalen aufgespannten XZ-Streuebene zeigt die v_{0z} - v_{0x} -Verteilung bei hohen Emissionsgeschwindigkeiten ($v_0 > 60$ km/s) die stark ausgeprägte „lanzenförmige“ Asymmetrie. Die Asymmetrie verändert sich mit dem Einfallswinkel θ_p des Projektils. Mit steigendem θ_p ist eine langsame Abnahme der v_{0x} -, aber ein dramatisches Anwachsen der v_{0z} -Verteilung, d.h. der axialen Geschwindigkeitskomponente, zu beobachten. Somit werden die Ionen mit einer steigenden Gesamtgeschwindigkeit v_0 von 140 km/s (bei $\theta_p = 37^\circ$) bis 260 km/s (bei $\theta_p = 78^\circ$)

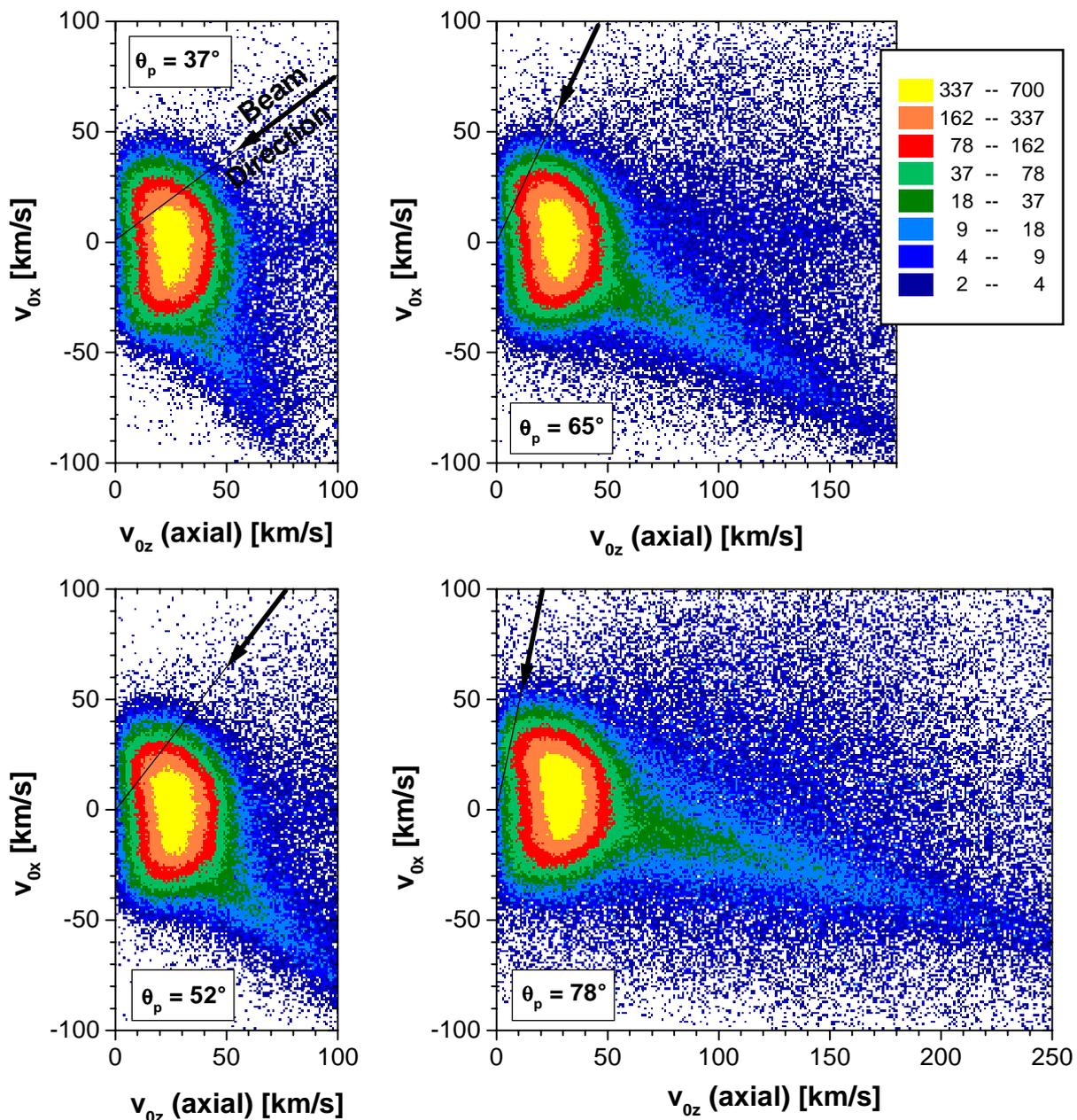


Abb. 5.9: Darstellung der v_{0x} - v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilung des H^+ -Sekundärions von einem LiF (200 Å) + Al (2000 Å) Target unter dem Beschuss mit Ar^0 (25 keV/u) bei den Winkeln $\theta_p = 37^\circ/52^\circ/65^\circ/78^\circ$.

nachgewiesen. Diese Veränderung der Asymmetrie relativ zur Achse bei $v_{0x} = 0$ ist ein direkter Hinweis auf die konstante Emission nach 90° relativ zur Projektionsstrahlachse unabhängig vom Einschußwinkel θ_p .

Um diese 90° zu belegen, wird die Verteilung in dem Geschwindigkeitsbereich von $v_0 = 60$ km/s bis zur jeweils maximalen Geschwindigkeit ($v_{0,\max} = 140$ km/s bei $\theta_p = 37^\circ$, $v_{0,\max} = 260$ km/s bei $\theta_p = 78^\circ$) integriert, einer orthographischen Projektion unterzogen (analog zu Abb. 5.4 rechts unten) und in dem Fenster $(\Theta \sin(\Phi)) = \pm 2.5^\circ$ auf die x-Achse projiziert. Dies entspricht in guter Näherung nur der Emission von Teilchen in der bzw. nahe der XZ-Streuebene. In Abb. 5.10 ist ein untergrundkorrigierter Polarplot der projizierten Intensitäten (zum besseren Vergleich normiert auf das gleiche Maximum) in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ aufgetragen. Positive Werte für Θ stehen für eine Emission der H^+ -Ionen in die Richtung aus der das Projektil kommt, negative Werte für eine vom Projektil abgewendeten Seite. Deutlich zu erkennen ist die Verschiebung des Emissionswinkels Θ hin zu kleineren Winkeln mit steigendem θ_p . Der einschließende Winkel zwischen Projektil und dem H^+ -Sekundärion beträgt, mit Ausnahme von $\theta_p = 37^\circ$ (siehe dazu weiter unten), immer $90^\circ (\pm 1^\circ)$. Die Richtung des Rückstoßions der ersten Kollision verläuft in den meisten Fällen senkrecht

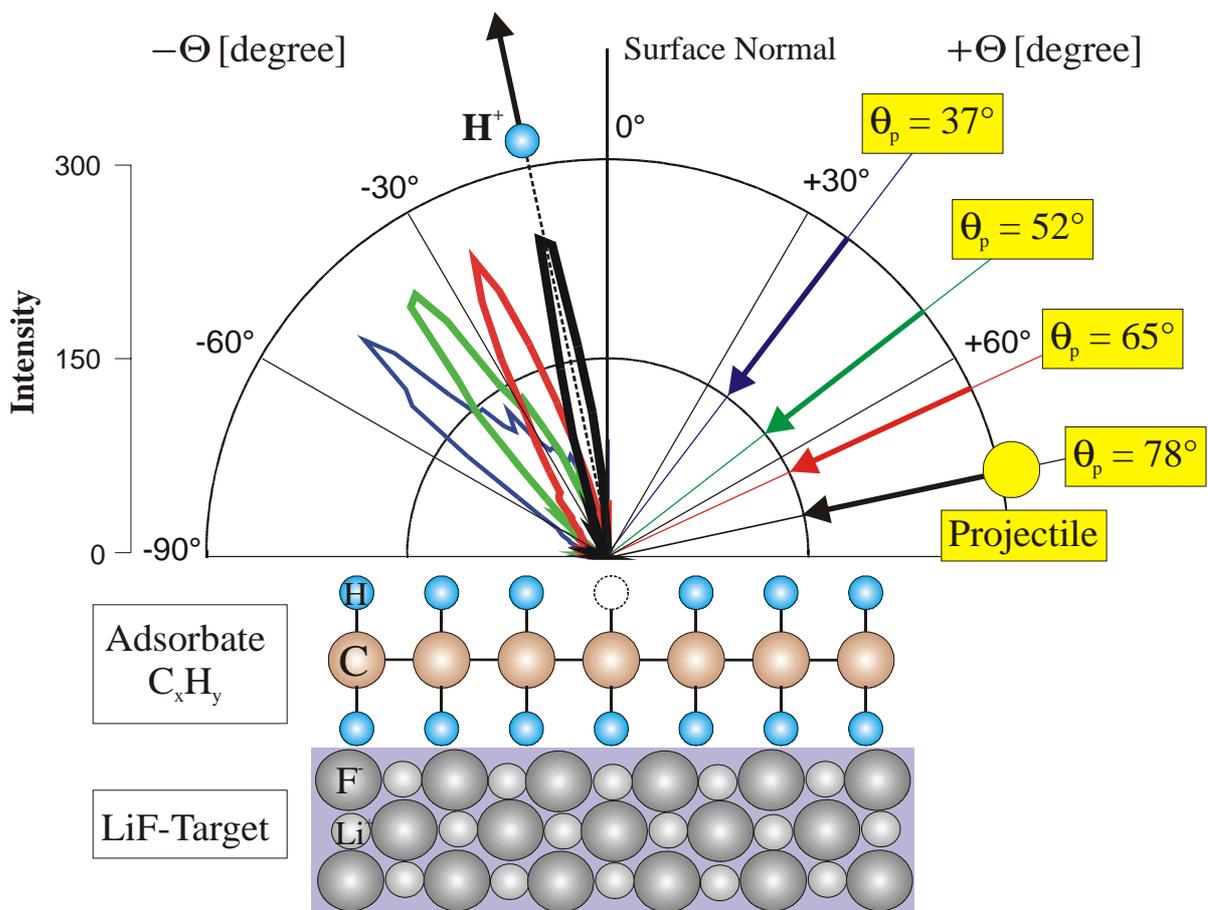


Abb. 5.10: Höhengleich normierter Polarplot des Emissionswinkels Θ , beschränkt auf Ereignisse nahe der XZ-Streuebene, für gemessene Gesamtgeschwindigkeiten $v_0 > 60$ km/s des H^+ -Sekundärions von einem LiF (200 \AA) + Al (2000 \AA) Target unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u) bei den Winkeln $\theta_p = 37^\circ/52^\circ/65^\circ/78^\circ$.

zum Spurrkern, d.h. senkrecht zur Projektileinfallrichtung (Stöße mit großem Stoßparameter) [BETZ94], da sich unter 90° zur Projektflugbahn das Maximum des elastischen Rückstoßstreuquerschnitts zum Projektil befindet (siehe dazu Gl. 2.9, Abb. 2.6 und 2.7).

Die radiale Akzeptanz des Spektrometers beschränkt den Nachweis des relativen nuklearen Anteils mit hohen Geschwindigkeiten an der gesamten Verteilung, da abhängig von der axialen Geschwindigkeit der Ionen in dem elektrischen Feld nur eine maximale radiale Geschwindigkeit auf den Detektor gelenkt und somit nachgewiesen werden kann (siehe dazu Abb. 4.15). Unter einem Einschubwinkel von $\theta_p = 78^\circ$ werden die nach $\sim 90^\circ$ emittierten Teilchen allein durch die Stoßkinematik direkt in Richtung des Detektors gelenkt, sichtbar an der offensichtlichen Verlängerung der „lanzenförmigen“ Asymmetrie hin zu großen axialen Geschwindigkeiten. Daher ist die nachgewiesene Gesamtgeschwindigkeit dementsprechend größer gegenüber der bei kleinen Winkeln θ_p . Die nicht vollständig nachgewiesene „lanzenförmige“ Asymmetrie unter dem Einschubwinkel $\theta_p = 37^\circ$ führt zu einer Verschiebung der Verteilung um -5° gegenüber dem zu erwartenden Wert von 53° .

Die scharfe Struktur ist ein Hinweis auf einen direkten binären Einzelstoß zwischen dem Projektil und dem an der Oberfläche, sehr wahrscheinlich als Bestandteil eines molekularen Adsorbats (siehe z.B. [NEUG01]), befindlichen Wasserstoff bzw. dem resultierenden H^+ -Sekundärion. Es ist ein direkter Impuls- und Energietransfer vom Projektil auf das Targetatom, welches einen großen Anteil der zur Verfügung stehenden Energie erhält. Eine weitere, aber hier nicht gezeigte, Masse, die diese „lanzenförmige“ Struktur deutlich aufzeigt, ist das C^+ -Sekundärion mit der Masse 12 (siehe dazu Abb. 5.1b). Zudem deuten sich in Abb. 5.1b noch die Massen 13 (CH^+) und 14 (CH_2^+ oder $^{14}N^+$) mit dieser lanzenförmigen Struktur an, welche unabhängig vom verwendeten Targetmaterial immer vorhanden ist. Dies ist ein direkter Hinweis, daß diese Teilchen der Adsorbatschicht an der Targetoberfläche entstammen und in einem binären Einzelstoß mit dem Projektil emittiert werden.

Dagegen zeigt das eigentliche Targetmaterial keine solche ausgeprägte Struktur. Dazu sind in Abb. 5.11 die v_{0x} - v_{0z} - und v_{0y} - v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilungen des $^7Li^+$ -Sekundärions dargestellt. Aufgrund mäßiger Massenauflösung befindet sich ein Untergrundbeitrag des $^6Li^+$ -Isotops bei den Koordinaten ($v_{0y} = v_{0x} = 0$ km/s, $v_{0z} \approx 25$ km/s). Die Verteilungen zeichnen sich aufgrund des zunehmenden nuklearen Anteils am gesamten Bremsvermögen zu den niedrigen Projektilgeschwindigkeiten hin durch breite strukturlose radiale und axiale Verteilungen aus (siehe dazu Abb. 4.14 und Kap. 6.1.2). Dies ist ein Hinweis darauf, daß das Li^+ nicht in einem einzelnen Stoß mit dem Projektil von dem Festkörper, sondern immer über eine Sequenz von Stößen mit seinen Nachbarn emittiert wird und daher im wesentlichen die Erinnerung an die Projektionsrichtung, wie z.B. das H^+ - oder C^+ -Ion, verliert.

Messungen an Au- und Al-Targets zeigen dieselbe qualitative Veränderung der Asymmetrie mit dem Winkel θ_p für $v_0 > 60$ km/s. Somit ist diese im wesentlichen unabhängig von den elektrischen Targeteigenschaften. Das ist ein deutlicher Unterschied zu den H^+ -Ionen mit einer Geschwindigkeit $v_0 < 60$ km/s (siehe dazu Abb. 5.2 und Kap. 5.2). Die Emission dieser „ H^+ -Hochgeschwindigkeitsionen“ ist gegenüber der Emission nicht in binären Stößen mit dem Projektil erzeugter H^+ -Sekundärionen instantan. Dagegen erfolgt die Emission nicht binär erzeugter H^+ -Ionen erst nachdem das Projektil das Target passiert hat. Angaben in der Literatur liegen in der Größenordnung von 10^{-14} - 10^{-13} s [BETZ94]. Unter der Annahme einer

mittleren Zeit von $5 \cdot 10^{-13}$ s und eines H^+ -Ions mit $v_0 = 100$ km/s beträgt der Abstand zum Emissionsort etwa 500 \AA , ein wohl ausreichender Abstand, um nicht mehr sensitiv auf eventuelle elektrische Aufladungen der Oberfläche zu reagieren.

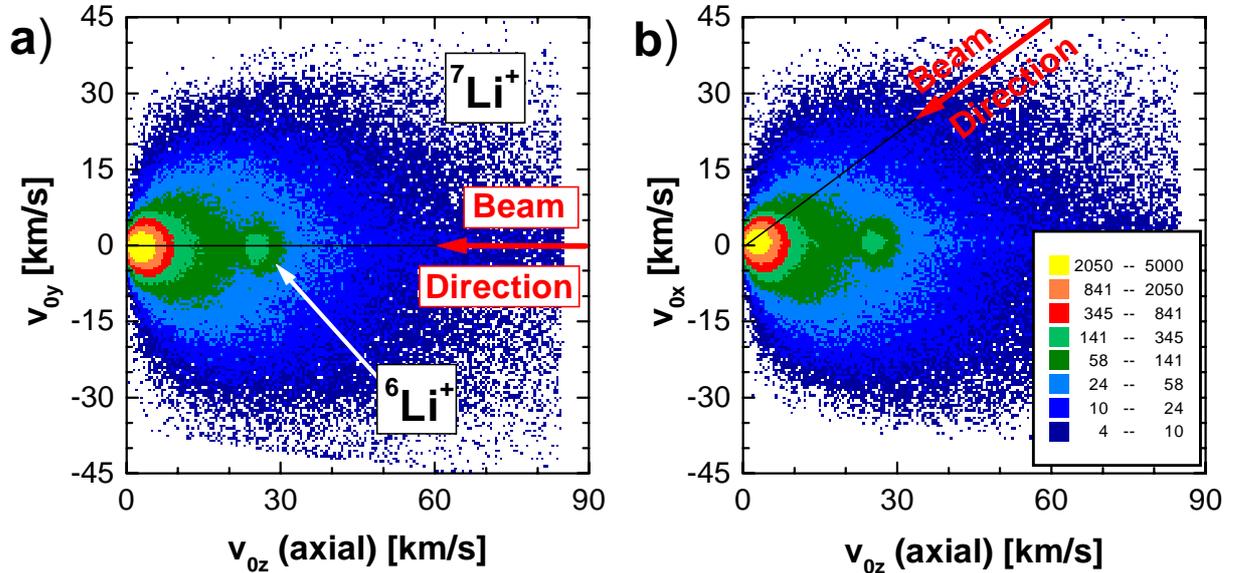


Abb. 5.11: Darstellung der (a) v_{0y} - v_{0z} - und (b) v_{0x} - v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilung des ${}^7\text{Li}^+$ -Sekundärions von einem LiF (200 \AA) + Al (2000 \AA) Target unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u , $\theta_p = 37^\circ$). Aufgrund mäßiger Massenaufösung befindet sich ein Untergrundbeitrag des ${}^6\text{Li}^+$ -Isotops bei den Koordinaten ($v_{0y} = v_{0x} = 0 \text{ km/s}$, $v_{0z} \approx 25 \text{ km/s}$).

5.2 Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s

Aus den experimentellen Ergebnissen des vorigen Kapitels ist für das H^+ -Sekundärion bei Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 > 60$ km/s keine Abhängigkeit vom dem verwendeten Targetmaterial (Au, Al, LiF) meßbar, da die Entstehung des H^+ -Sekundärions in direkten binären Stößen zwischen dem Projektil und dem die Festkörperoberfläche bedeckenden Wasserstoff, sehr wahrscheinlich als Bestandteil eines molekularem Oberflächenadsorbats, erfolgt, also bedingt ist durch den nuklearen Anteil an dem gesamten Bremsvermögen. Dagegen deutet es sich schon in Abb. 5.2 an, daß dies für Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s nicht mehr zutreffend ist, da dieser Bereich durch den elektronischen Beitrag am gesamten Bremsvermögen definiert ist. Der Übergang ist mit Sicherheit wesentlich fließender als die etwas grobe Unterteilung in die Bereiche oberhalb und unterhalb von 60 km/s . Jedoch stellt die Unterteilung sicher, daß der nukleare Anteil am gesamten Bremsvermögen zwar unterschätzt aber immer sicher getrennt ist, da die Emission in binären Stößen des Projektils mit dem Wasserstoff nach Winkeln um 90° immer noch zu höheren Geschwindigkeiten führt (siehe dazu Abb. 2.7) als solche, die aus dem durch den Schauer der Sekundärelektronen angeregten dissoziativen Zerfall eines auf der Oberfläche lokalisierten Moleküls resultieren (siehe dazu Kap. 5.2.3).

5.2.1 Variation der elektrischen Target-Leitfähigkeit

Dazu sind in Abb. 5.12a-c die axialen und radialen Geschwindigkeitsverteilungen des H^+ -Sekundärions für die drei Targetsysteme Au, Al und LiF unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u, $\theta_p = 37^\circ$) in dem Bereich von jeweils 0-60 km/s dargestellt. Da bei der Berechnung der radialen Komponenten zu kleinen Geschwindigkeiten über immer kleinere (Geschwindigkeits-) Kreisinge integriert wird, sind die abgebildeten Intensitäten in Abb. 5.12 und 5.17 mit $1/v_{0r}$ multipliziert. Die Verteilung des Au-Targets startet bei $v_{0z} = v_{0r} = 0$ und besitzt ihren Schwerpunkt bei den Koordinaten $v_{0z} \approx 16$ km/s, $v_{0r} \approx 2.5$ km/s. Dagegen deutet sich bei dem Al- eine Verschiebung des Schwerpunkts und bei dem LiF-Target ein ausgeprägter „Sattel“ bzw. ein Bereich reduzierter Intensität um $v_{0z} = v_{0r} = 0$ an. Dies ist ein Hinweis, daß für diese beiden Targetsysteme eine geringere Anzahl von Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_{0a} = v_{0r} = v_0 = 0$ existieren. Die Verteilungsschwerpunkte für Al und LiF befinden sich bei den Koordinaten $v_{0z} \approx 20$ km/s, $v_{0r} \approx 4.4$ km/s bzw. $v_{0z} \approx 27$ km/s, $v_{0r} \approx 6.9$ km/s. Die Veränderung des Targets führt in beiden Fällen gegenüber dem Au-Target sowohl zu einer Vergrößerung der axialen und als auch der radialen Geschwindigkeiten. Um diese Beobachtung zu quantifizieren, sind in Abb. 5.13 die Gesamtgeschwindigkeiten v_0 dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Verschiebung der Maxima zu größeren Geschwindigkeiten vom Au- ($v_0 \approx 26.5$ km/s.) über das Al- ($v_0 \approx 27.9$ km/s) bis hin zum LiF-Target ($v_0 \approx 32.5$ km/s). Die zugehörigen Parameter der einzelnen Verteilungen sind dazu in Tab. 5.1 aufgeführt. Aus der Addition der rechten (HWHM-r) und linken Halbwertsbreite (HWHM-l) läßt sich erkennen, daß die Breite der Verteilungen vom Au- über Al- bis zu dem LiF-Target kontinuierlich abnimmt.

Diese materialabhängige Verschiebung ist in der elektrischen Leitfähigkeit der Targets begründet. Au ist ein guter elektrischer Leiter, dagegen sind LiF und das mit einer Aluminiumoxidschicht (Al_2O_3) überzogene Al (siehe dazu Kap. 3.3.2) schlechte elektrische Oberflächenleiter. Das H^+ -Sekundärion wird im Bereich des Spurrkerns etwa 10^{-14} - 10^{-13} s nach dem Durchgang des Projektils gebildet [BETZ94]. Daher läßt sich dieser Unterschied durch eine temporäre Aufladung in der Nähe des Spurrkerns erklären. Die Neutralisationszeit τ der Spur eines elektrischen Leiters liegt in der Größenordnung von $10^{-17}s \leq \tau < 10^{-15}s$ [WIEN95a] [MOSH91]. Die Verschiebungen der Verteilungen bei einem schlechten elektrischen Leiter (wie z.B. LiF) hin zu größeren Geschwindigkeiten sind ein Hinweis auf den zeitabhängigen Zerfall des Spurpotentials (Lebenszeit ca. $10^{-12}s$) [WIEN95b] (siehe dazu Kap. 5.2.3). Wenn das resultierende Spurpotential somit ausreichend lange überlebt, kann das resultierende elektrische Feld die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Ionen nachhaltig beeinflussen.

In dem gleichen Kontext können die Kennwerte der einzelnen Verteilungen (siehe Tab. 5.1) interpretiert werden. Die hier behandelten gegenüber Kap. 5.1 langsamen H^+ -Ionen werden durch das temporär herrschende Spurpotential von der Oberfläche weggestoßen und erhalten somit eine zusätzliche axiale und radiale Geschwindigkeitskomponente. Die entsprechende Komponente ist dabei korreliert mit der Lage der Spurrachse (siehe dazu in Kap. 5.2.3). Dies resultiert letztendlich in einer Änderung der rechten und linken Halbwertsbreite (Stauchung der Verteilung) und in einer Verschiebung der Position des Maximums.

Sowohl in Abb. 5.12 als auch in Abb. 5.13 geht jedoch die Information, aus welcher Richtung das Projektil kommt bzw. in welche Richtung das H^+ -Ion emittiert wird, verloren. Daher wurde, analog zu Abb. 5.4, die Verteilung der Gesamtgeschwindigkeit v_0 der in Kap. 4.2 beschriebenen orthographischen Projektion unterzogen. Aus den ermittelten Darstellungen können direkt die beiden Emissionswinkel Θ über den Abstand zum Ursprung und Φ über den Winkel zur x-Achse, abgelesen werden. Analog zu Kap. 5.1.3 werden die Verteilungen der einzelnen Targetsysteme in dem Geschwindigkeitsbereich (linke Flanke der jeweiligen Verteilung) von $v_0 = 0 - 25$ km/s (Au und Al) bzw. 0-30 km/s (LiF) nahe der XZ-Streuebene für $\Phi = \pm 5^\circ$ aufintegriert und deren Intensität zum besseren Vergleich auf die Verteilung mit der geringsten Zählrate (hier das Au-Target) normiert. Das im unteren Bereich gewählte Geschwindigkeitsfenster soll dabei sicherstellen, eine deutliche Trennung von dem nuklearen

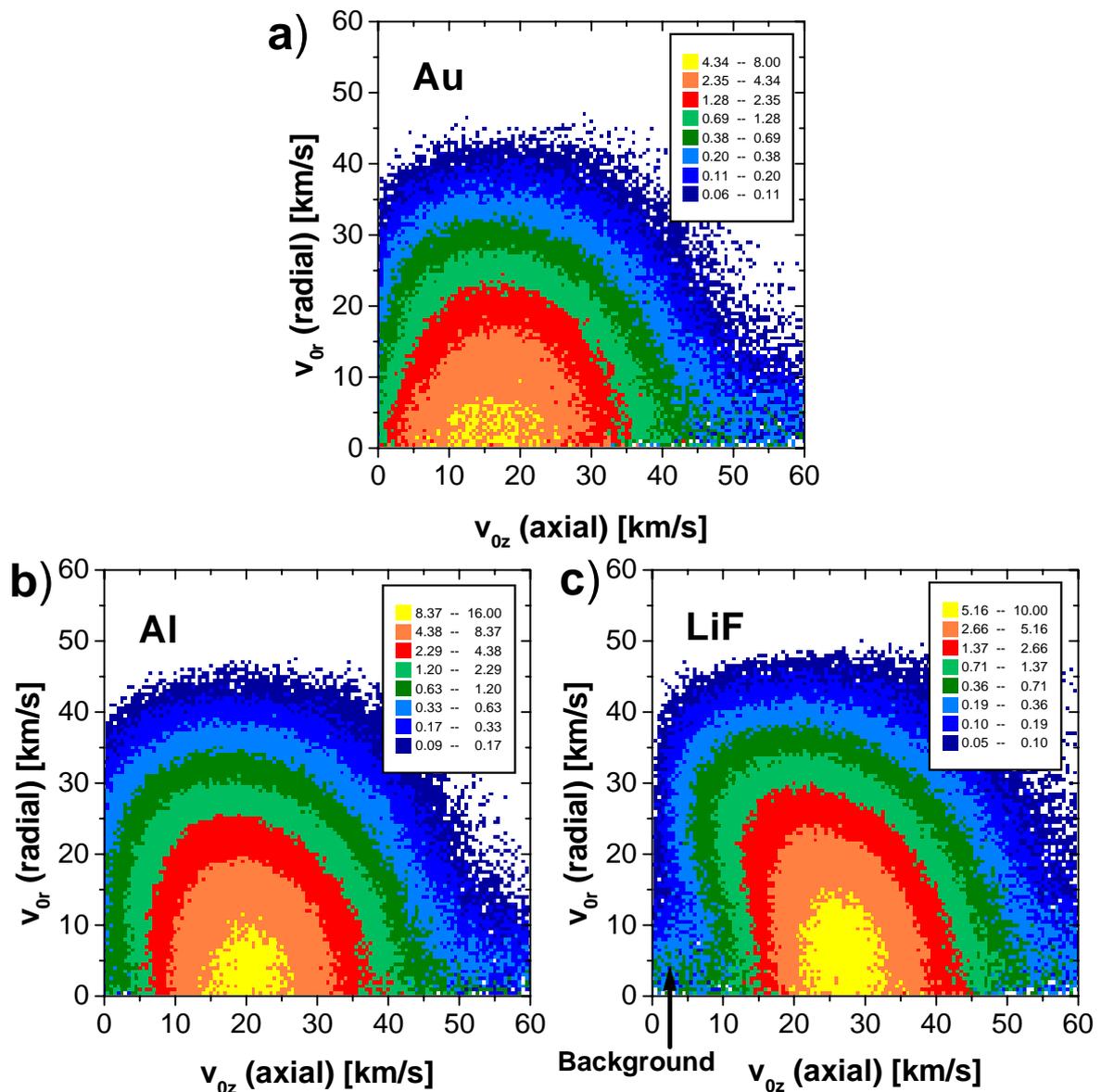


Abb. 5.12: Darstellung der gemessenen axialen und radialen v_{oz} - v_{or} -Geschwindigkeitsverteilung des H^+ -Sekundärions von einem (a) Au- (1000 Å), (b) Al- (2000 Å) und (c) LiF-Target ((200 Å)+Al (2000 Å)) unter dem Beschuss mit Ar^0 (25 keV/u, $\theta_p = 37^\circ$).

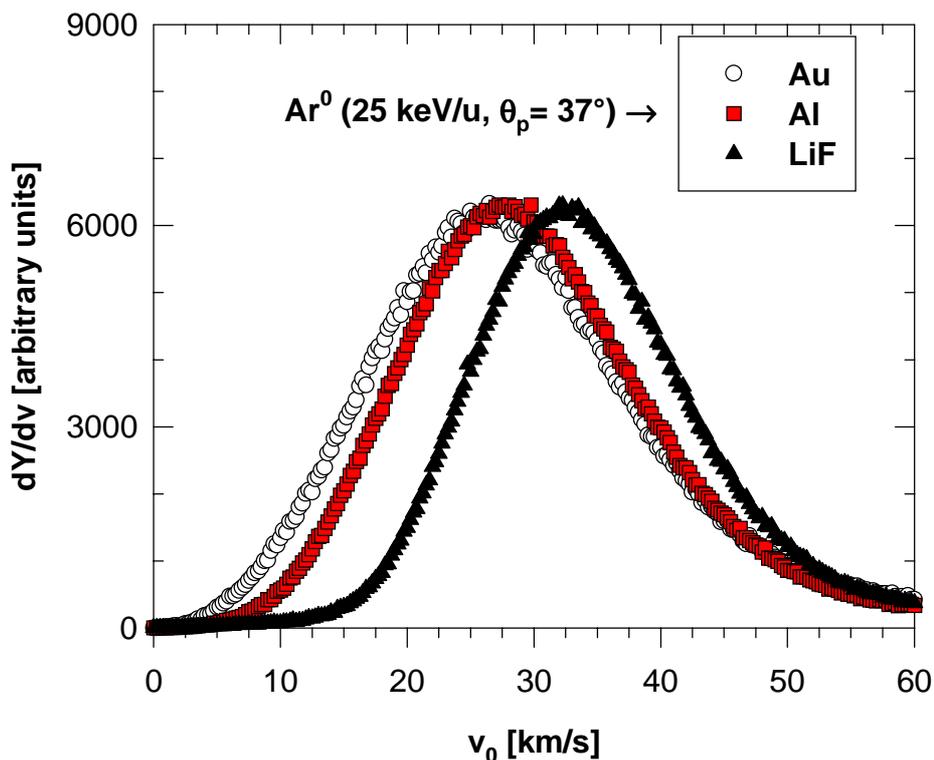


Abb. 5.13: Zu Abb. 5.12 gehörige Gesamtgeschwindigkeitsverteilung v_0 des H^+ -Sekundärions.

	$v_{0,max}$ [km/s]	$E_{0,max}$ [eV]	HWHM-l [km/s]	HWHM-r [km/s]
Au	26.5	3.64	11.1	12.4
Al	27.9	4.04	10.3	11.5
LiF	32.5	5.48	8.9	10.4

Tab. 5.1: Kennwerte der in Abb. 5.13 dargestellten H^+ -Gesamtgeschwindigkeitsverteilungen v_0 . Die einzelnen Werte sind mit einem Fehler $\leq \pm 5\%$ behaftet

Anteil an dem gesamten Bremsvermögen bzw. an der gesamten H^+ -Verteilung zu gewährleisten. Die Intensitäten sind in Abb. 5.14 in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ in Polarkoordinaten aufgetragen. Positive Werte für Θ stehen für eine Emission der H^+ -Ionen in die Richtung aus der das Projektil kommt, negative Werte für die vom Projektil abgewendeten Seite. Die Verteilungen besitzen von Au über Aluminium bis zu LiF ein ansteigendes asymmetrisches Aussehen. Das Maximum der einzelnen Verteilungen befindet sich bei positiven Emissionswinkel Θ . Ein Teil der Ionen, vor allen Dingen bei LiF, besitzt also eine Erinnerung an die Richtung, aus der das Projektil kam und wird rückwärts in Richtung des einfallenden Projektils emittiert.

Somit kann schon an dieser Stelle die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Emissionsrichtung auch in diesem untersuchten Geschwindigkeitsbereich mit der Richtung des einfallenden Projektils korreliert ist. Eine starke Korrelation für das LiF und eine deutliche für das mit einer Aluminiumoxidschicht überzogene Al-Target ist zu beobachten.

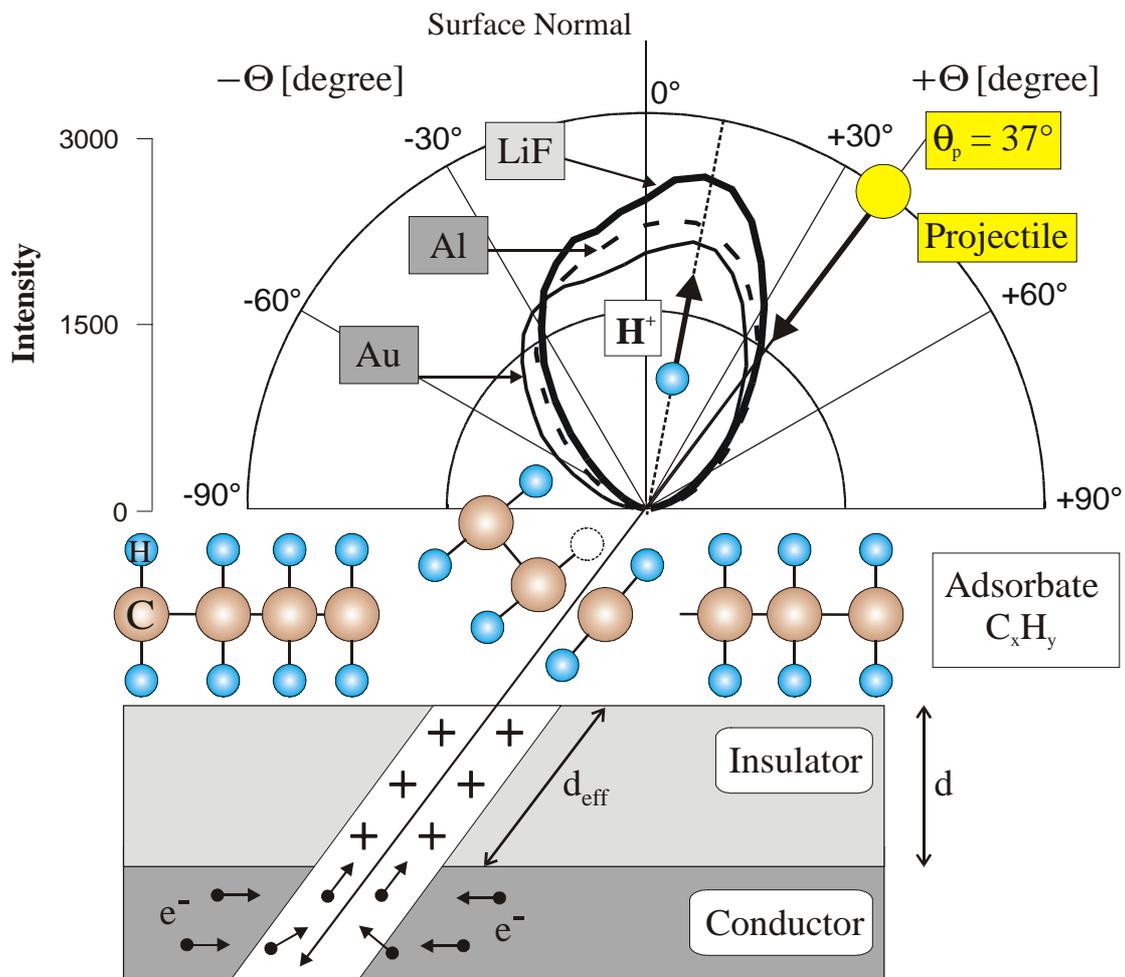


Abb. 5.14: Polarplot (normiert auf das gleiche Integral) der zu Abb. 5.13 gehörigen Winkelverteilung Θ für das integrierte Geschwindigkeitsfenster $v_0 = 0 - 25$ km/s (Au und Al) und $v_0 = 0 - 30$ km/s (LiF) mit der Beschränkung auf Ereignisse nahe der XZ-Ebene ($-5^\circ \leq \Phi \leq +5^\circ$).

Sogar das Au-Target mit einer prinzipiell sehr guten elektrischen Leitfähigkeit zeigt eine leichte Asymmetrie. Die Metallfolien sind jedoch im allgemeinen unter den herrschenden HV-Bedingungen und durch Verunreinigungen an der Oberfläche mit einer Kontaminationsschicht (H_2 , H_2O , C_xH_y) bedeckt (siehe dazu Kap. 3.3.4). Dies führt zu einer Verschlechterung der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit. Daher zeigt sich ein den Targets mit einer schlechten elektrischen Oberflächenleitfähigkeit ähnliches Verhalten. Eine detaillierte Behandlung der Winkelabhängigkeit der Emission befindet sich in dem folgenden Kap. 5.2.3.

Die Verschiebung der Verteilungen hin zu größeren Geschwindigkeiten für Targets mit schlechter Oberflächenleitfähigkeit ist nicht nur auf das H^+ -Sekundärion beschränkt, sondern zeigt sich ebenfalls für die hier nicht gezeigten H_2^+ - und H_3^+ -Ionen (siehe dazu Abb. 4.10) und deutet sich sogar bei den leichten Kohlenwasserstoffionen ($m \leq 29$) an. Dies steht in Übereinstimmung mit Experimenten zur Vermessung radialer Geschwindigkeiten [FENY94] [PAPA96], axialer Energien [WIEN95b] und kompletter Energie- und Winkelverteilungen [MOSH91] [MOST00a] [MOST00b]. Ein Teil der Arbeiten weist dabei auf eine

symmetrische Verteilung der H^+ -Ionen hin [FENY94] [MOSH91]. Neuere Arbeiten zeigen dagegen, ebenfalls wie in dieser Arbeit, asymmetrische Verteilungen [PAPA96] [MOST00a]. In [MOST00a] wurde ein Ansatz unternommen, diese Unterschiede zu früheren Arbeiten durch eine unterschiedliche Targetherstellung zu erklären. Durch die Annahme einer die Verteilung beeinflussenden unterschiedlichen Rauigkeit der Oberfläche kann eine bestehende Asymmetrie verschmiert werden und innerhalb der experimentellen Auflösung nicht mehr meßbar sein. Eine weitere Ursache könnte in der mangelhaften Bestimmung von (x_0/y_0) liegen, d.h. in der Kenntnis der Orte mit den radialen Geschwindigkeiten $v_{x0} = v_{y0} = 0$, da relativ zu diesen die radialen Geschwindigkeiten berechnet werden. Auch hier zeigt sich der Vorteil der unabhängigen präzisen Bestimmung mit Hilfe des Strahlprofilmonitors (siehe dazu Kap. 4.2.2).

Die $v_{0,max}$ -Verschiebung für Targets mit schlechter Leitfähigkeit ist jedoch nicht auf die positiven Ionen begrenzt, sondern findet sich auch bei den negativen Ionen (siehe dazu das anschließende Kapitel), sowie bei der Vermessung von K-Auger-Elektronen [SCHI92]. Die gemessenen Energien der Auger-Linien sind deutlich kleiner (bis zu 68 eV) als von den eigentlichen Niveaus zu erwarten. Die Erklärung der Verschiebung zu niedrigen Energien liegt ebenfalls an der Existenz einer positiven Ladung entlang des Spurkerns. Je nach Polarität der Sekundärteilchen wirkt das Spurpotential attraktiv oder repulsiv. Die Auger-Elektronen werden nach Schiwietz [SCHI92] in einer Zeitspanne der Größenordnung $4-8 \cdot 10^{-15}$ s emittiert. Wenn das Spurpotential ausreichend lange überlebt, können, wie die hier vorliegenden Daten zeigen, sogar die zu einem deutlich späteren Zeitpunkt emittierten Ionen beeinflusst werden (siehe dazu auch Kap. 2.3).

5.2.2 Vergleich von positiven und negativen Sekundärionen

Die Tendenz, daß die Verteilungen der positiven H^+ -Sekundärionen bei einem schlechten elektrischen Oberflächenleiter zu größeren Emissionsgeschwindigkeiten hin verschoben sind, läßt sich invers auch an dem negativen H^- -Sekundärion aufzeigen. Zur Beschreibung von möglichen Entstehungsmechanismen des H^- -Sekundärions sei auf [CAST97] hingewiesen. Die Erklärung einer Verschiebung der positiven Ionen zu höheren Energien ist in der Existenz einer positiven Ladung entlang des Spurkerns begründet. Je nach Polarität der Ladung der einzelnen Sekundärteilchen wirkt das Spurpotential attraktiv oder repulsiv. Dementsprechend entsteht die Vorstellung, daß die positive Oberflächenladung des Spurkerns das negative Ion zurückhält, während es dem positiven Ion eine zusätzliche Geschwindigkeit verleiht. Zusätzlich werden im Fall der negativen Ionen auch die vom Festkörper emittierten Sekundärelektronen mit abgesaugt, die eine sich nur sehr langsam abbauende positive Ladung auf der Oberfläche eines schlechten elektrischen Oberflächenleiters hinterlassen.

Hierzu wird jedoch nur ein Vergleich der axialen Geschwindigkeitsverteilungen präsentiert. Dies liegt in der Schwierigkeit begründet, daß bei der Vermessung der negativ geladenen Ionen noch eine, wie bereits erwähnt, große Anzahl von Elektronen von dem Festkörper mit emittiert wird, die die direkte Sicht auf die negativen Sekundärionen verdeckt. Um deren Nachweis zu ermöglichen, muß das Spektrometer durch die (reversible) Einführung zweier Gitter in einer anderen Konfiguration (Konfiguration 3) betrieben werden (siehe dazu Kap.

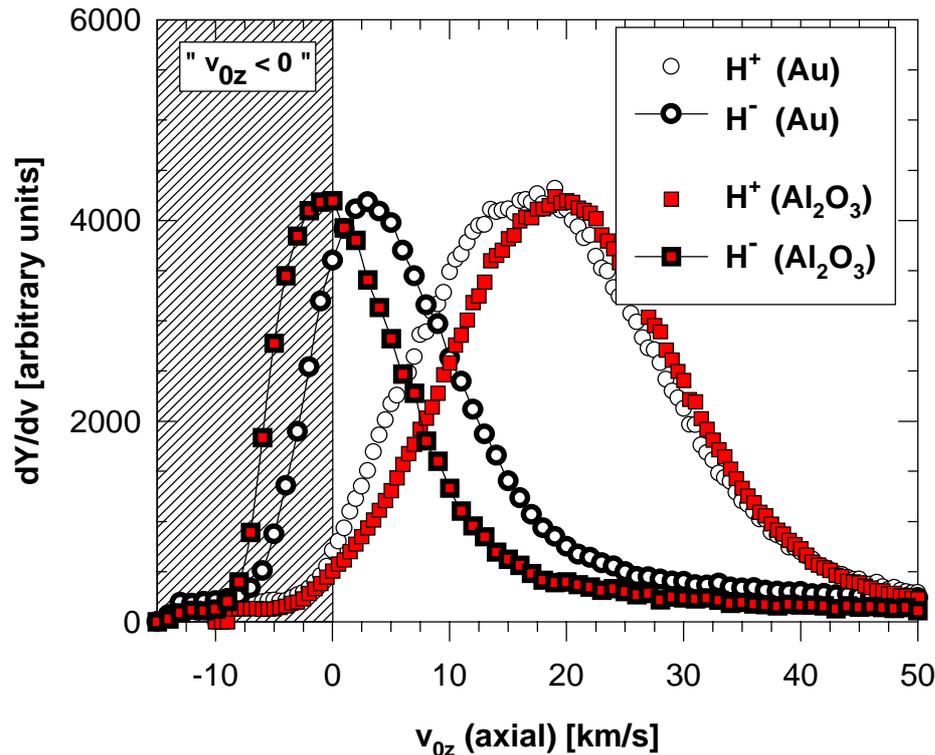


Abb. 5.15: Gegenüberstellung der axialen Geschwindigkeitsverteilung v_{0z} des positiven H^+ - und des negativen H^- -Sekundärions von einem Al_2O_3 - und einem Au-Target unter Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u , $\theta_p=37^\circ$).

3.7.3 und 3.7.4), zu der jedoch keine gesicherten Eichdaten vorliegen. Es wurde daher versucht, die axialen Geschwindigkeitsspektren der negativen Sekundärionen über die in derselben Konfiguration gemessenen positiven Sekundärionen und daher durch den Vergleich mit den gesicherten Daten der Standardkonfiguration 2 zu normieren. Die Genauigkeit der resultierenden axialen Verteilung ist ausreichend, um die vorhandene Tendenz zu bestätigen. Dargestellt sind dazu in Abb. 5.15 die Verteilungen der von einer Au- und einer Al_2O_3 -Oberfläche emittierten H^+ - und H^- -Sekundärionen. Es zeigt sich für die Verteilungen der H^+ eine Verschiebung der positiven Ionen hin zu größeren Geschwindigkeiten. Der gegenläufige Trend tritt bei den negativen Sekundärionen auf, d.h. die Verschiebung hin zu kleineren Geschwindigkeiten mit einem starken Anstieg in dem Bereich um $v_{0z} = 0$. Die Kenndaten dazu sind in Tab. 5.2 aufgeführt. Somit kann bei ausreichend langer „Überlebenszeit“ des Spurpotentials das resultierende elektrische Feld die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Ionen nachhaltig beeinflussen. Das zugehörige elektrische Potential in dem Emissionsbereich generiert eine Potentialbarriere, die die Emission von langsamen negativen Ionen verhindert.

Um den Trend zu belegen, ist der gesamte Verlauf der positiven und der negativen Sekundärionenverteilungen dargestellt, obwohl im Fall eines Festkörpers keine negativen axialen Geschwindigkeiten existieren. Dieses Resultat ist qualitativ im Einklang mit den Ergebnissen in [WIEN95b] [MOST00b]. Es zeigt sich ein Unterschied in der Position von $v_{0z} = 0$ relativ zur H^- -Gesamtverteilung. Dies liegt darin begründet, daß keine präzisen Eichdaten

für die hier verwendete Konfiguration des Spektrometers vorliegen und somit in den absoluten Positionen der Verteilungen der negativen Ionen ein systematischer Fehler von ca. 5 bis 7 km/s (durch Vergleich der Verteilungen mit [WIEN95b]) vorliegt. Es sei jedoch noch einmal darauf hingewiesen, daß die H⁻-Verteilungen auf jeden Fall relativ zueinander vergleichbar sind, da diese unter den gleichen experimentellen Bedingungen gemessen wurden und somit auch den direkten qualitativen Vergleich mit den positiven H⁺-Sekundärionen erlauben.

	$v_{0z,max}$ [km/s]	HWHM-l [km/s]	HWHM-r [km/s]
H⁺			
Au	17	12.3	13.5
Al	19.5	11.3	11.5
H⁻			
Au	2.5	5.5	10.0
Al	-0.25	5.5	8.5

Tab. 5.2: Kennwerte der in Abb. 5.14 dargestellten axialen v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilungen für die H⁺- und H⁻-Sekundärionen. Die einzelnen Werte sind mit einem Fehler von etwa ± 1 km/s behaftet. Die H⁻-Verteilungen besitzen zusätzlich einen systematischen Fehler von etwa 5 bis 7 km/s (siehe dazu auch im Text).

5.2.3 Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels

In diesem Kapitel erfolgt die Untersuchung der dynamischen H⁺-Emission, neben der Variation der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit, vor allen Dingen unter Variation des Projektil-Target-Einfallswinkels θ_p . Dazu sind in Abb. 5.16 die H⁺-Gesamtgeschwindigkeiten v_0 der Targetsysteme LiF und Al bei Beschuß mit Ar⁰(25 keV/u) unter den Einfallswinkel $\theta_p = 37^\circ, 52^\circ, 65^\circ$ und 78° (relativ zur Oberflächennormalen) dargestellt. Es zeigt sich sowohl für das Al- (von $v_0 \approx 27.9$ km/s bis 30 km/s) als auch für das LiF-Target (von $v_0 \approx 32.5$ km/s bis 35.5 km/s) eine deutliche Verschiebung der Maxima hin zu größeren Geschwindigkeiten bei steigendem Einschußwinkel θ_p . Dies wird sowohl durch eine Zunahme der axialen als auch der radialen Geschwindigkeiten bedingt. Um dies zu untermauern, sind beispielhaft in Abb. 5.17 die axialen und radialen Geschwindigkeitsverteilungen des H⁺-Sekundärions für Al und LiF bei dem Winkel $\theta_p = 78^\circ$ dargestellt. Diese müssen im Vergleich zu den Abb.en 5.12 gesehen werden. Die Vergrößerung des Einfallswinkels führt in beiden Fällen zu einer Vergrößerung der axialen und radialen Geschwindigkeiten. Es zeigt sich bei beiden Targets ein deutlich stärker ausgeprägter „Sattel“ in dem Bereich niedriger axialer und radialer Geschwindigkeiten gegenüber denen in Abb. 5.12 und bestätigen die Abwesenheit von Teilchen mit kleinen Geschwindigkeiten. Die zum LiF-Target gehörige Winkelverteilung ist in Abb. 5.18 dargestellt (Darstellung analog zu Abb. 5.14). Die Verteilungen besitzen

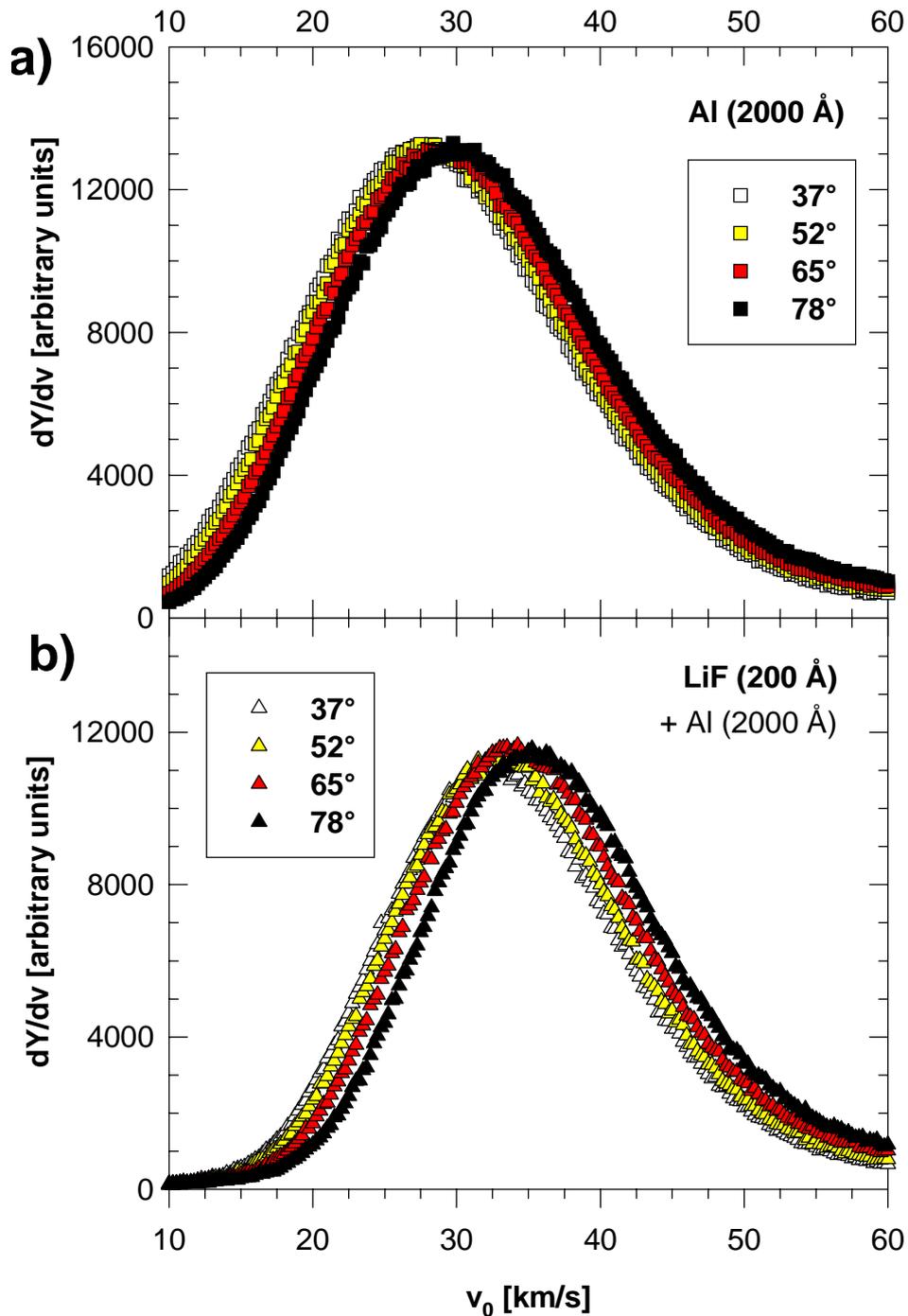


Abb. 5.16: Gesamtgeschwindigkeitsverteilung v_0 des H^+ -Sekundärions von (a) einem Al und (b) einem LiF-Target unter Beschuss mit Ar^0 (25 keV/u) bei verschiedenen Einfallswinkeln $\theta_p=37^\circ/52^\circ/65^\circ/78^\circ$.

ausgehend von $\theta_p = 37^\circ$ bis hin zu $\theta_p = 78^\circ$ ein ansteigendes asymmetrisches Aussehen. Das Maximum der einzelnen Verteilungen befindet sich bei positiven Emissionswinkeln Θ , d.h. ein Großteil der H^+ -Ionen wird entgegen der Richtung des Projektilestrahls emittiert und zeigt eine Erinnerung an die Richtung, aus der das Projektil kam. Diese Tendenz ist mit dem hier nicht gezeigten Al-Target qualitativ übereinstimmend.

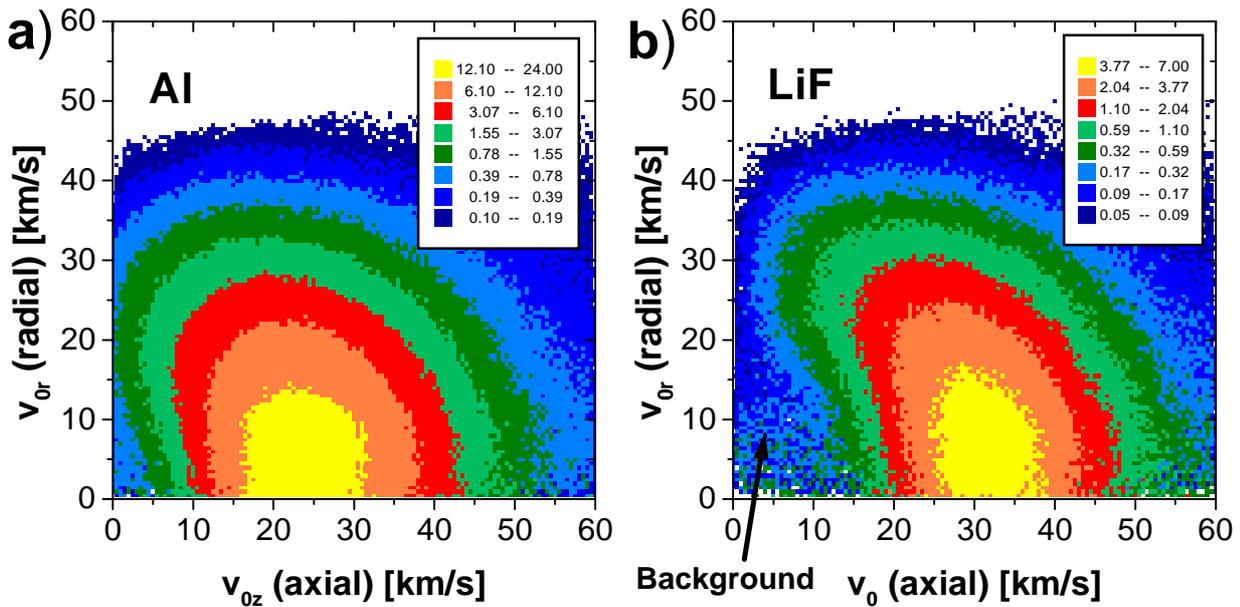


Abb. 5.17: Zu Abb. 5.16 gehörige Darstellung der gemessenen axialen und radialen v_{0z} - v_{0r} -Geschwindigkeitsverteilung des H^+ -Sekundärions von einem (a) Al und einem (b) LiF (200 Å) + Al (2000 Å) Target unter dem Beschuss mit Ar^0 (25 keV/u, $\theta_p = 78^\circ$).

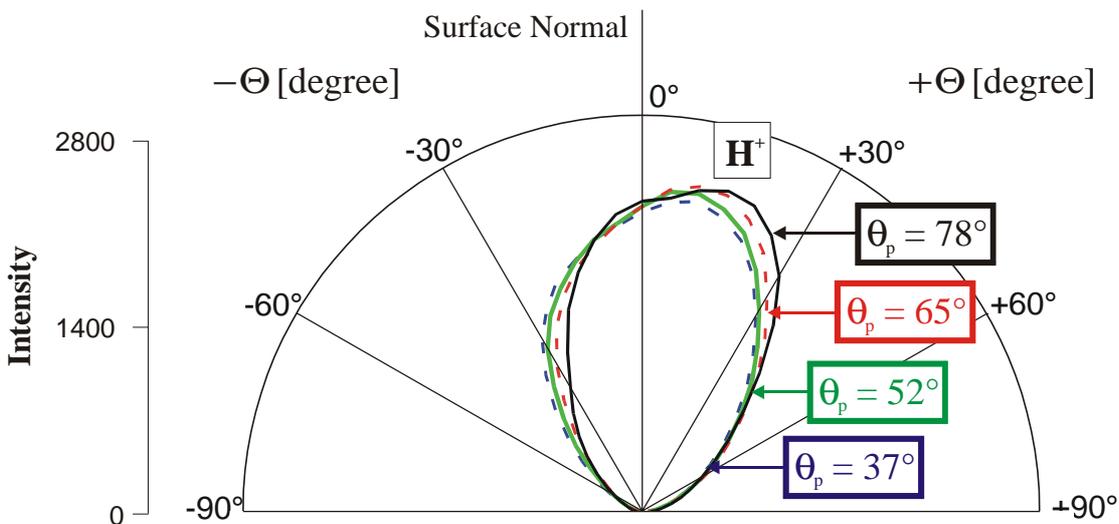


Abb. 5.18: Polarplot der zu Abb. 5.16b (LiF) gehörigen Winkelverteilung Θ für das integrierte Geschwindigkeitsfenster $v_0 = 0 - 30$ km/s mit der Beschränkung auf Ereignisse nahe der XZ-Ebene ($-5^\circ \leq \Phi \leq +5^\circ$).

Wie schon in Kap. 5.2.1 ausgeführt, liegt diese Verschiebung der Geschwindigkeiten und Winkel in der elektrischen Leitfähigkeit der Targetoberfläche begründet. LiF und das mit einer Aluminiumoxidschicht überzogene Al (siehe dazu Kap. 3.3.2) sind schlechte elektrische Oberflächenleiter. Daher läßt sich diese Zunahme durch eine temporäre positive Aufladung in der Nähe des Spurkerns erklären (siehe Kap. 5.2.1). Die Zunahme der Emissionsgeschwindigkeit v_0 bei Zunahme von θ_p wird durch die Vergrößerung der

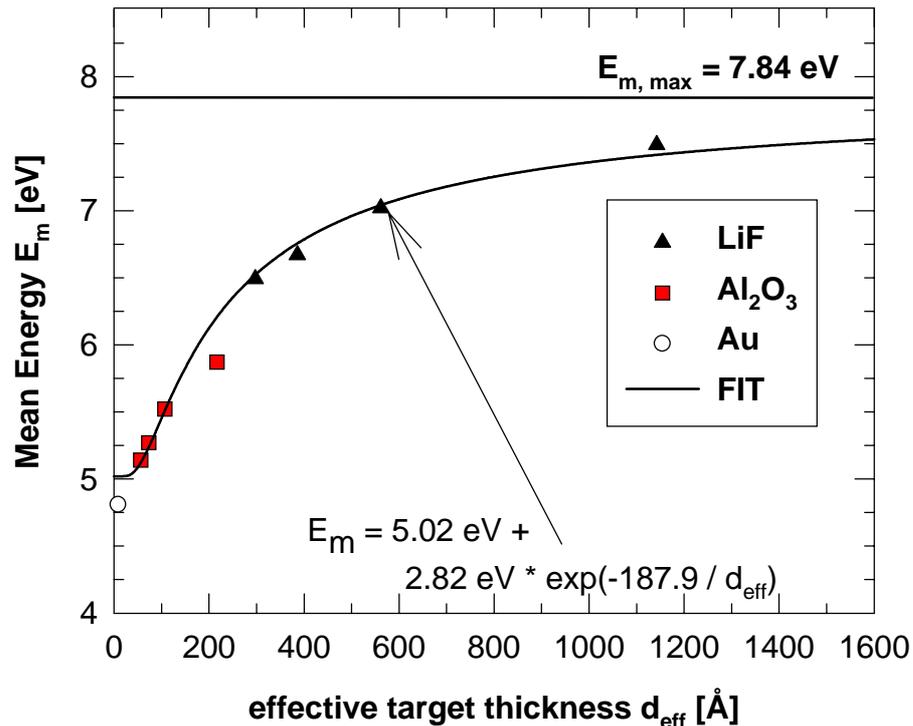


Abb. 5.19: Darstellung der mittleren Energie E_m des H^+ -Sekundärions in Abhängigkeit der effektiven Targetdicke d_{eff} ($= d/\cos(\theta_p)$).

effektiven Targetdicke mit $d_{\text{eff}} = d/\cos\theta_p$ verursacht. Dies ist ein Hinweis auf eine targetdickenabhängige Neutralisationszeit des geladenen Spurkerns durch einen Strom der Elektronen von dem metallischen Substrat, der die Aufladung neutralisiert. Die Neutralisationszeit der Aufladung ist abhängig von der Schichtdicke des Isolators. Dazu sind in Abb. 5.19 die aus den Geschwindigkeiten errechneten mittleren Energien E_m in Abhängigkeit von der effektiven Targetdicke d_{eff} aufgetragen. Die Schichtdicke des LiF von $d = 200 (\pm 15) \text{ \AA}$ ist durch den Herstellungsprozeß bekannt (siehe Kap. 3.3.1), während die Dicke der Al_2O_3 -Schicht mit ca. $37.5 (\pm 7.5) \text{ \AA}$ abgeschätzt werden muß (siehe Kap. 3.3.2). Zu kleinsten Schichtdicken hin dient als Referenz das verwendete Au-Target mit einer angenommenen Schichtdicke von ca. 6.5 \AA [WEAS73], resultierend aus der Oberflächenbedeckung von 2 Monolagen Kohlenwasserstoffe durch das Restgas (siehe dazu Kap. 3.3.4). Die Zunahme der effektiven Schichtdicke ist mit einer ansteigenden mittleren Energie der positiven H^+ -Ionen verbunden. Es stellt sich eine Sättigung ab einem Wert von ca. $1000\text{-}1200 \text{ \AA}$ ein. Der Verlauf läßt sich durch eine Exponentialfunktion, analog der Entladung eines Kondensators, beschreiben:

$$E_m = E_{\text{diss}} + E_{\text{coul}} e^{-\frac{s}{d_{\text{eff}}}} \quad (5.1)$$

Der erste Term E_{diss} entspricht dabei der Dissoziationsenergie eines H^+ -Sekundärions aus dem Zerfall eines angeregten Moleküls. Der zweite Term entspricht der Energie, die ein H^+ -Sekundärion in dem von der Schichtdicke abhängigen Potential des Spurkerns gewinnen

kann. Die aus dem Fit resultierenden Werte von $E_{\text{diss}} = 5.02 (\pm 0.02) \text{ eV}$ und $E_{\text{coul}} = 2.82 (\pm 0.12) \text{ eV}$ stimmen innerhalb der Fehlerschranken mit den Ergebnissen in [WIEN95b] überein. In [MOST00a] finden sich dagegen Werte von $E_{\text{diss}} = 4 \text{ eV}$ und $E_{\text{coul}} = 2.5 \text{ eV}$. Mögliche Gründe für den Unterschied vor allen Dingen bezüglich E_{diss} können, neben der unzureichenden Beschreibung durch die angegebene Exponentialfunktion bei kleinen Targetdicken, vor allem auf die Unsicherheit des als Referenz verwendeten Au-Targets zurückgeführt werden, da, neben der Annahme von zwei Monolagen Kohlenwasserstoffe, der weitere Grad der Verunreinigungen an der Oberfläche (z.B. durch den Herstellungsprozeß, Aufbewahrung an Luft, ...) nur unzureichend bekannt ist (siehe dazu Kap. 3.3.4). Zudem können Beiträge des hochenergetischen nuklearen Bremsvermögens (siehe dazu die „lanzenförmige“ Asymmetrie in Kap. 5.1) nicht ausgeschlossen werden.

Der starke Anstieg der Energien als Funktion der Targetdicke zeigt, daß nur die Aufladung an der Oberfläche zur Beschleunigung der Ionen beiträgt. Daher kann die Zunahme der axialen und radialen Geschwindigkeiten nicht durch eine größere Abstoßung des längeren Spurkerns erklärt werden. Die Ergebnisse belegen eine targetdickenabhängige Neutralisationszeit des Spurkerns durch die Elektronen des Substrats. Wenn das resultierende Spurpotential ausreichend lange überlebt, kann das resultierende elektrische Feld die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Ionen beeinflussen. Unter der einfachen Annahme einer Neutralisationszeit τ proportional zur Schichtdicke ergibt sich für ein Nitrozellulose-Target nach [FENY94]:

$$\tau = 0.77 \left[\frac{fs}{\text{\AA}} \right] \cdot d [\text{\AA}] \quad (5.2)$$

Wird dieser Wert auf die hier verwendeten Targets direkt, d.h. ohne Berücksichtigung der veränderten Targeteigenschaft, übertragen, ergibt sich für ein 1000 \AA dickes Target eine Neutralisationszeit von rund $0.8 \cdot 10^{-12} \text{ s}$. Dies ist eine ausreichende Zeit, um die Geschwindigkeitsverteilung der in einem Zeitraum von $10^{-14} - 10^{-13} \text{ s}$ nach dem Projektildurchgang emittierten H^+ -Sekundärionen zu beeinflussen [BETZ94]. Liegt die Neutralisationszeit dagegen nur in der für metallische Oberflächen typischen Zeitskala von $10^{-17} \text{ s} \leq \tau < 10^{-15} \text{ s}$ [WIEN95a] [MOSH91], so ist der Einfluß auf die Verteilungen gering (siehe dazu Abb. 5.21). Das leichte H^+ -Ion ist somit ein Beobachter des zeitabhängigen Spurpotentials oberhalb der Targetoberfläche am Spurende. Zur Neutralisationszeit existieren weitere Ansätze, die z.B. von einer Neutralisationszeit proportional zum Quadrat der Targetdicke ausgehen [WIEN95b].

Um diese Annahme der Neutralisation durch den Strom von Elektronen aus dem metallischen Substrat weiter zu untermauern, wird der Einfallswinkel des Projektils zum Target fixiert und nach der in Kap. 3.3.2 beschriebenen Methode die Dicke der das Aluminium überziehenden Oxidschicht gezielt variiert (siehe Abb. 5.20). Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Verschiebung der Maxima zu größeren Geschwindigkeiten mit zunehmender Dicke der mit einer schlechten elektrischen Leitfähigkeit behafteten Oxidschicht. Da zu diesem Stoßsystem jedoch keine Eichdaten mit Hilfe des Restgases vorlagen, wurde die Verteilung der kleinsten Schichtdicke (329 \AA) auf die in Abb. 5.16b dargestellte Verteilung bei dem Einschußwinkel $\theta_p = 78^\circ$ normiert. Zudem erscheinen nach den Erfahrungen bei der Herstellung der

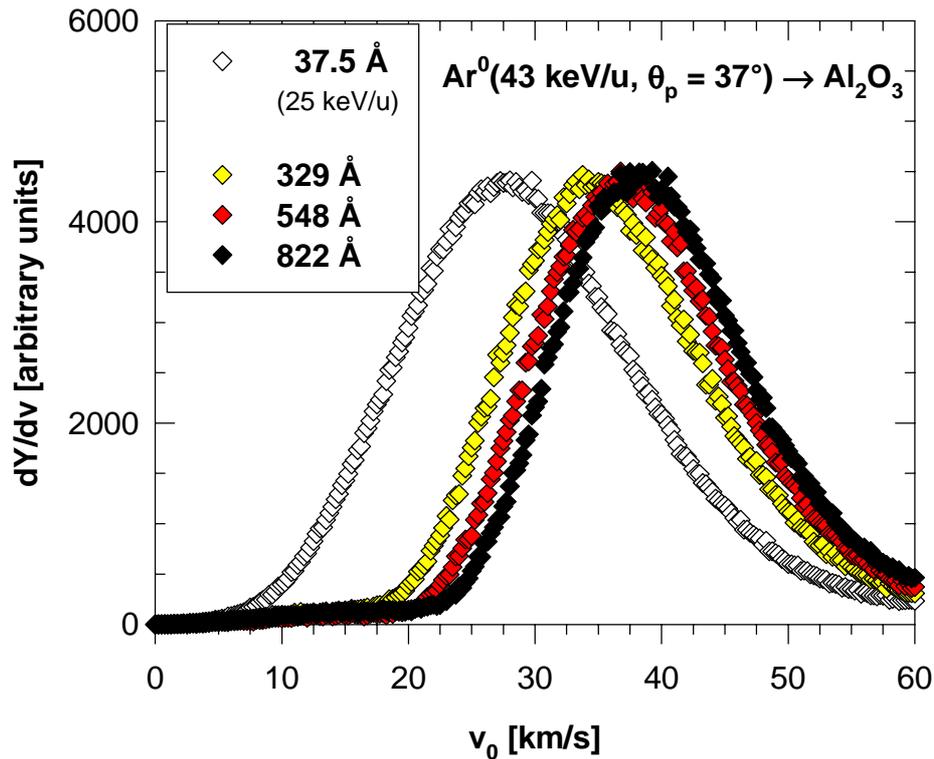


Abb. 5.20: Gesamtgeschwindigkeitsverteilung v_0 des H^+ -Sekundärions von Al_2O_3 -Targets verschiedener Schichtdicke unter Beschuß mit Ar^0 (43 keV/u) bei dem Einfallswinkel $\theta_p=37^\circ$.

Oxidschicht die in der Literatur angegebenen Zeiten (einige Minuten) für den der Spannung proportionalen Schichtdickenzuwachs zu niedrig angesetzt, womit die angegebenen Schichtdickenwerte systematisch zu hoch wären. Daraus resultiert ein (pessimistischer) systematischer Fehler von $\pm 3-4$ km/s in der absoluten Verschiebung der drei Verteilungen. Da bei allen Targets jedoch in der Herstellung die gleiche Oxidationszeit eingehalten wurde, ist die relative Position der Verteilungen zueinander konstant, bestätigen die Tendenz der steigenden Geschwindigkeit mit steigender Schichtdicke und belegen die Neutralisation des Spurkerns und der Targetoberfläche durch einen Elektronenstrom des Substrats.

Bezüglich der Variation des Einfallswinkels θ_p wurden in den bisherigen Ausführungen nur die Targets mit einer schlechten Oberflächenleitfähigkeit behandelt. Die Diskussion der Einfallswinkelabhängigkeit der Targets mit einer guten elektrischen Oberflächenleitfähigkeit erfolgt am Stoßsystem N^0 (143 keV/u) \rightarrow C (500 Å). Projektilinflüsse bezüglich Geschwindigkeit und Masse auf die Verteilung in dem Bereich $v_0 < 60$ km/s können nach den Abb. 5.5 und 5.7 ausgeschlossen werden. Da hier neben der Variation von θ_p auch noch zusätzlich ein Vergleich zwischen Transmission und Reflexion stattfindet, wurde für das Projektilsystem N^0 der Beschleuniger bei einer Spannung betrieben, die eine maximale Teilchengeschwindigkeit gewährleistet und zusätzlich Kohlenstoff (kleineres Z gegenüber Au) mit einer minimalen Targetdicke gewählt. Dadurch ließ sich die Energie- und Winkelstreuung im Target gering halten und in Transmission eine große Aufweitung des Stahlflecks auf dem Target mit einer entsprechenden Unschärfe in der Bestimmung des

Auftreffortes auf dem Detektor der Teilchen mit der radialen Geschwindigkeit $v_{0r} = v_{0x} = v_{0y} = 0$ vermeiden (siehe dazu auch Kap. 6.1.3).

Da die Targetdicke im Vergleich zu den vorigen Stoßsystemen möglichst klein gewählt wurde, führte dies zu einer kritischen Targetoberfläche und somit zu einer Störung der Homogenität des elektrischen Feldes im Targetbereich (siehe dazu auch Kap. 3.3.3 und 6.1.2). Daher werden zu diesem Stoßsystem nur die Verteilungen der Gesamtgeschwindigkeit v_0 präsentiert (Abb. 5.21). Es zeigt sich keine Verschiebung der linken Flanke bei einer Variation von θ_p , d.h. die Änderung der Symmetrieverhältnisse hat keinen Einfluß auf die v_0 -Verteilung der emittierten H^+ -Sekundärionen. Dies liegt in einer schnellen Neutralisation der Spur im Verhältnis zu dem Emissionszeitpunkt der H^+ -Ionen begründet. Es ist lediglich eine Zunahme der rechten Flanke mit steigendem Winkel θ_p sowohl in Reflexion als auch in Transmission zu beobachten. Verursacht wird das durch die reine Stoßkinematik des nuklearen Anteils in Relation der Projektilstrahlachse zum Detektor und entspricht der Vergrößerung der „lanzenförmigen“ durch binäre Stöße erzeugten Struktur in Abb. 5.9 bei steigendem θ_p .

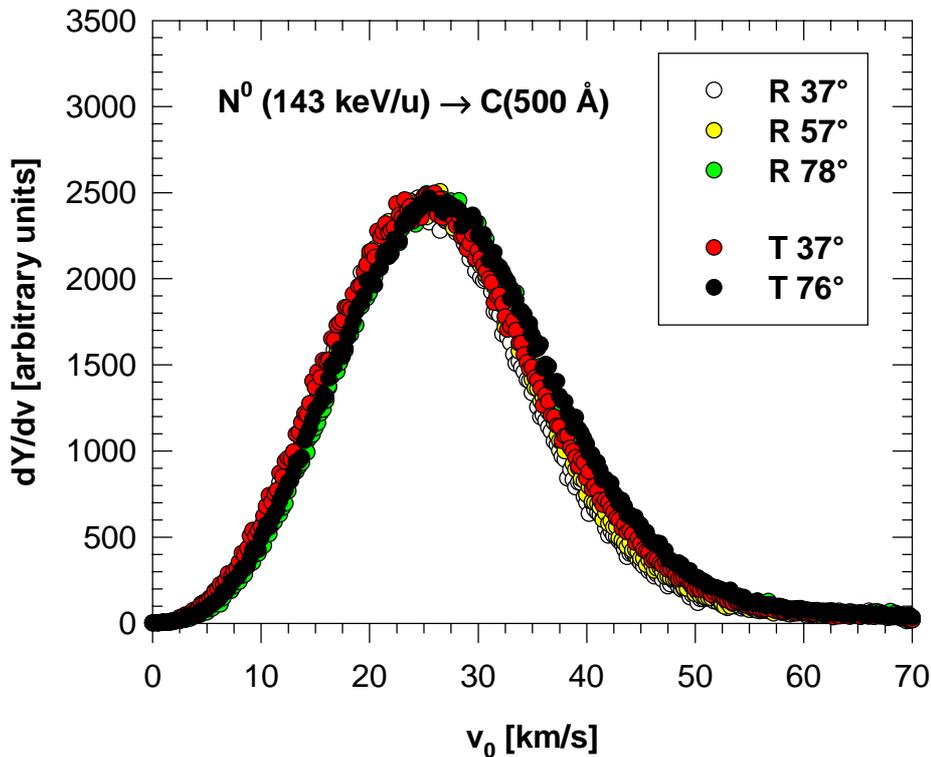


Abb. 5.21: Gesamtgeschwindigkeitsverteilung v_0 des H^+ -Sekundärions von einem C-Target unter Beschuß mit N^0 (143 keV/u) bei verschiedenen Einfallswinkeln in Reflexion (R) $\theta_p=37^\circ/57^\circ/78^\circ$ und Transmission (T) $\theta_p=37^\circ/76^\circ$.

Ein deutliches Merkmal der in Kap. 5.1 und 5.2 präsentierten Ergebnisse sind die asymmetrischen Geschwindigkeitsverteilungen der emittierten H^+ -Sekundärionen.

Die Emission der schnellen H^+ -Ionen ($v_0 > 60$ km/s) nach negativen Emissionswinkeln Θ kann dabei im Rahmen einer binären Kollision zwischen dem Projektil und einem an der

Festkörperoberfläche befindlichen Wasserstoffatom bzw. -ion erklärt werden (siehe dazu Kap. 5.1).

Dagegen erfolgt die Emission der langsamen H^+ -Ionen nach positiven Emissionswinkels Θ , d.h. in Richtung des einfallenden Projektils (siehe hier in Kap. 5.2). Einen möglichen Erklärungsansatz dazu würde das Volumendesorptionsmodell liefern (siehe dazu Kap. 2.4). Im Rahmen dieses Modells führt die lokal deponierte Energie zu einem abrupten Übergang von der Festkörper- in die Gasphase. Dieser plötzliche Druckanstieg im Spurbereich führt zu einer Expansion des verdampften Materials und zur Emission aus der Spur vom Festkörper in das Vakuum (siehe Abb. 2.10b).

In einem ähnlichen Kontext steht die mit Hilfe der Rasterkraft-Mikroskopie nachgewiesene Kraterbildung unter Schwerionenbeschuß (z.B. [PAPA99] [FARE01]). Die Präsenz eines Kraters an der Festkörperoberfläche würde zu einer deutlichen Beeinflussung der emittierten Sekundärionen führen. Daher ist es aufschlußreich die Emissionsdynamik der Sekundärteilchen im Vergleich mit den aus der Mikroskopie der Festkörperoberfläche resultierenden Ergebnisse zu beurteilen. Jedoch konnten dazu im Rahmen dieser Experimente wegen der mikroskopisch rauhen Oberflächen prinzipiell keine weiteren Aussagen getroffen werden (siehe dazu Anhang A.1).

Beide Ansätze bedingen jedoch eine hohe durch das Projektil im Festkörper deponierte Energie. Ergebnisse in [NEUG01] belegen für die Emission aus dem Targetvolumen die Existenz einer Schwelle des Bremsvermögens von $1700\text{eV}/\text{\AA}$ für ein Sn-Projektil (1.4 MeV/u). Dagegen liegt die vom hier verwendeten Ar-Projektil (25 keV/u) deponierte Energie nur in der Größenordnung von etwa $100\text{ eV}/\text{\AA}$. Zudem zeigen die Ergebnisse in [NEUG01], daß ca. 60% aller H^+ -Sekundärionen der die Oberfläche bedeckenden Kohlenwasserstoffen entstammen.

Daher erscheint es wahrscheinlich, daß die H^+ -Ionen im Bereich des Projektildurchgangs durch den dissoziativen Zerfall eines durch den Schauer der Sekundärelektronen angeregten Oberflächenmoleküls [SILV88] [CAST97] [CAST98] entstehen. Die Existenz des positiven Spurpotentials führt bei einem Projektileinfallswinkel $\theta_p \neq 0^\circ$ zu einer Modifikation der aus dem Dissoziationsprozeß entstehenden symmetrischen Verteilung und resultiert in den hier gemessenen (asymmetrischen) Verteilungen.

Um jedoch präzisere Aussagen formulieren zu können, ist es unter anderem notwendig, weitergehende Messungen mit kontrollierten definierten Festkörperoberflächen unter UHV-Bedingungen ($< 10^{-11}\text{mbar}$) und entsprechender Targetpräparation durchzuführen. Die Ergebnisse der im Rahmen der bisher durchgeführten Messungen bestätigen jedoch die Funktionsweise des neu entwickelten Spektrometers und können als interessanter Ausgangspunkt für weitergehende Messungen angesehen werden.

5.3 Korrelationen im Doppel-Hit

Die Funktionsweise des verwendeten ortsempfindlichen Detektors ermöglicht es, mehrere zu einem Referenzsignal gehörige Teilchen zeit- und orts aufgelöst zu vermessen (siehe dazu Kap. 3.5.2). Dieses Merkmal ist prinzipiell eine entscheidende Verbesserung gegenüber herkömmlichen Messungen mit z.B. der „Wedge- and Strip-Anode“ (z.B. [CAST98][MOST00a]) und hat sich bei dem Aufzeigen von Korrelationen schon erfolgreich in Gastargetexperimenten bewährt (z.B. [AFAN01] [AFAN02] [MURA02]). Um mögliche Korrelationen im Sekundärionenemissionsprozeß aufzuzeigen, erfolgten alle Messungen im Doppel-Hit-Modus. Wird zu einem Projektil ein emittiertes Sekundärion nachgewiesen, wartet die Datenverarbeitung noch auf ein mögliches zweites Sekundärion, indem der Trigger zum Schließen des Zeitfensters um das gesamte zu messende Flugzeitintervall noch einmal zeitlich verzögert wird. Damit soll sicher gestellt werden, daß sogar noch im Extremfall (der erste Stop wird durch das erste mögliche im Flugzeitintervall liegende Teilchen (Photon) und der zweite Stop durch das letzte zu messende Teilchen (hier $C_xH_y^+$) erzeugt) die Zeit- und Ortsinformationen beider Teilchen registriert werden (für Details siehe dazu Kap. 3.8). Es kann jedoch hier schon vorweg genommen werden, daß trotz dieser experimentell entscheidenden Verbesserung im Rahmen der durchgeführten Experimente und der bisher analysierten Massen der gesamten Flugzeitverteilung keine Korrelationen bezüglich Impuls- und Energieerhaltung einzelner Sekundärionen gefunden wurden.

Das erste Sekundärion wird im folgenden als 1. Hit, das zweite dementsprechend als der 2. Hit bezeichnet. In Abb. 5.22 ist dazu das Verhältnis der Ausbeuten aller Ereignisse mit einem Hit zu denen mit zwei Hits in Abhängigkeit vom Projektil-Target-Einfallswinkel θ_p dargestellt. Deutlich ist der relative Anstieg des Verhältnisses mit ansteigendem θ_p zu erkennen und läßt sich mit einer Funktion $\sim \cos(\theta_p)^{-0.87}$ befriedigend beschreiben. Daher erscheint es hier sinnvoll, die präsentierten Daten auf den Einschußwinkel $\theta_p = 78^\circ$ zu beschränken, da dort der relative Anteil des zweiten Hits mit ca. 14% am größten ist. Um einen Eindruck über das zu analysierende Spektrum an möglichen Massen zu bekommen, ist dazu in Abb. 5.23 die Flugzeit des 2. Hits gegen die Flugzeit des 1. Hits aufgetragen. Wie zu erwarten, existieren in dieser Darstellung keine Ereignisse unterhalb der Diagonalen, da der 2. Hit immer eine größere Flugzeit gegenüber dem 1. Hit besitzt.

Es existieren eine Vielzahl von Kombinationen zur Untersuchung von möglichen Korrelationen. Da jedoch das H^+ -Sekundärion in dieser Arbeit von primärem Interesse ist, wurden das H^+ als 1. Hit in Relation zum 2. Hit der Massen H^+ ; H_2^+ , ${}^7Li^+$ und weiterer Kohlenwasserstoffe, soweit noch massensepariert, untersucht. Es wurden keine Korrelationen bezüglich Impuls- und Energieerhaltung am H^+ -Sekundärion festgestellt. Dies liegt zum einen an der Präsenz vieler Nachbarmoleküle auf der Oberfläche und zum anderen an der Präsenz der Oberfläche selbst. Unter der Annahme einer Fragmentation eines diatomaren H_2 -Moleküls in zwei geladene H^+ -Ionen (sog. Coulombexplosion, z.B. in [GROE80b]) führt nur die Orientierung der Molekülachse parallel zur Oberfläche des Festkörpers zu einem möglichen Nachweis beider Fragmente. In allen anderen Orientierungen trifft ein Fragment auf die Oberfläche des Festkörpers, wird neutralisiert und ist für das Meßsystem nicht mehr nachweisbar oder verliert durch eine Reflexion seine kinematische Beziehung zu dem anderen

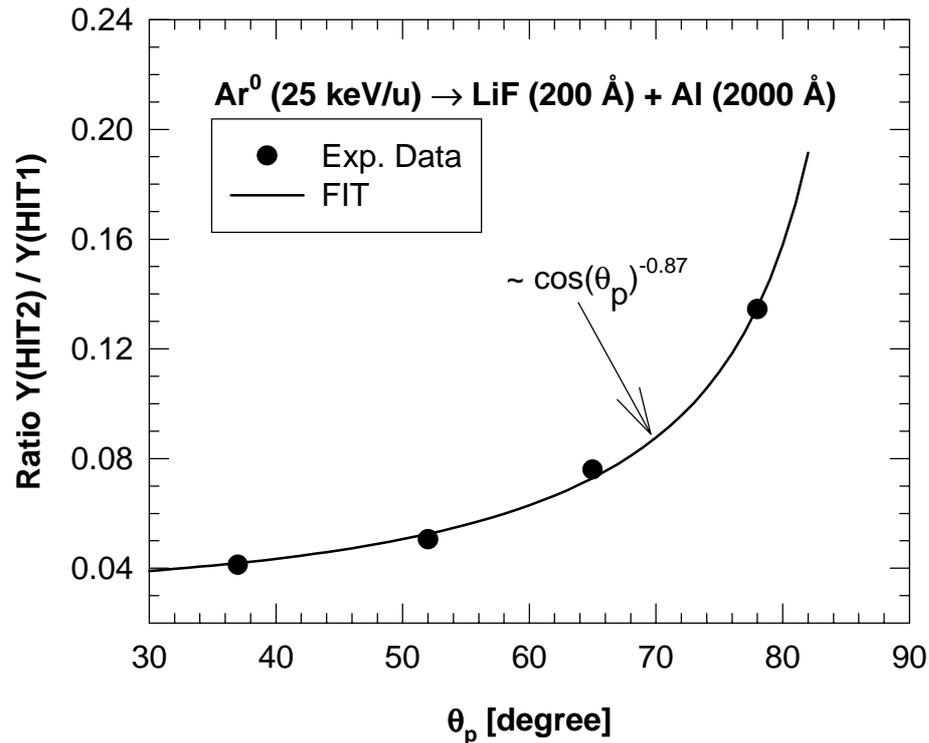


Abb. 5.22: Verhältnis der gemessenen Ausbeute des 2. Hits zur Ausbeute des 1. Hits integral über alle Flugzeiten (0 - 2200 ns) in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ_p des Projektils relativ zur Oberflächennormalen des Targets des Stoßsystems $\text{Ar}^0(25 \text{ keV/u}) \rightarrow \text{LiF} (200\text{\AA}) + \text{Al} (2000\text{\AA})$. Die Linie dient zur Führung des Auges.

Fragment. Dies gilt analog für alle anderen Moleküle und Fragmentationskanäle. Zudem stellt sich für das Nachweisprinzip des Meßsystems die nicht zwingende Notwendigkeit, daß das Molekül immer in zwei geladene Anteile fragmentieren muß. Mögliche Reaktionskanäle zur Entstehung des H^+ -Sekundärions befinden sich dazu z.B. in [CAST98]. Zudem schwankt der Anteil der Sekundärionen an der Gesamtzahl der sekundären atomaren Teilchen je nach Element um etwa 6 Größenordnungen und beträgt selbst im günstigsten Fall nur einige Prozent [DÜST99]. Daher kann nach der Entstehung zueinander korrelierter Ionen durch mögliche atomare Stöße mit den anderen emittierten Teilchen die ursprüngliche Verteilungsfunktion drastisch verändert werden (siehe dazu z.B. [MOSH91]) oder erschwerend sogar über Ladungsaustausch zur Neutralisation einzelner Fragmente führen, die dann für das Meßsystem nicht mehr nachweisbar sind.

Um einen zusammenfassenden Überblick dieser Untersuchung zu geben, ist in Abb. 5.24 das Flugzeitspektrum des 1. Hits und mit der Bedingung, daß der 1. Hit ein H^+ -Sekundärion war, das Flugzeitspektrum des 2. Hits aufgetragen. Dies entspricht einer Projektion der TOF(HIT1) in dem Bereich der Flugzeit eines H^+ -Ions (8-236ns) auf die Achse TOF(HIT2) in Abb. 5.23. Die beiden Spektren sind qualitativ ähnlich und unterscheiden sich hauptsächlich im Beitrag des H^+ -Sekundärions an der Gesamtverteilung. Dies liegt jedoch im wesentlichen in der Totzeit des Detektors begründet (siehe dazu Kap. 3.5.2). Die Ähnlichkeit der beiden Spektren ist daher ein Hinweis auf eine unabhängige Entstehung des 1. und des 2. Hits.

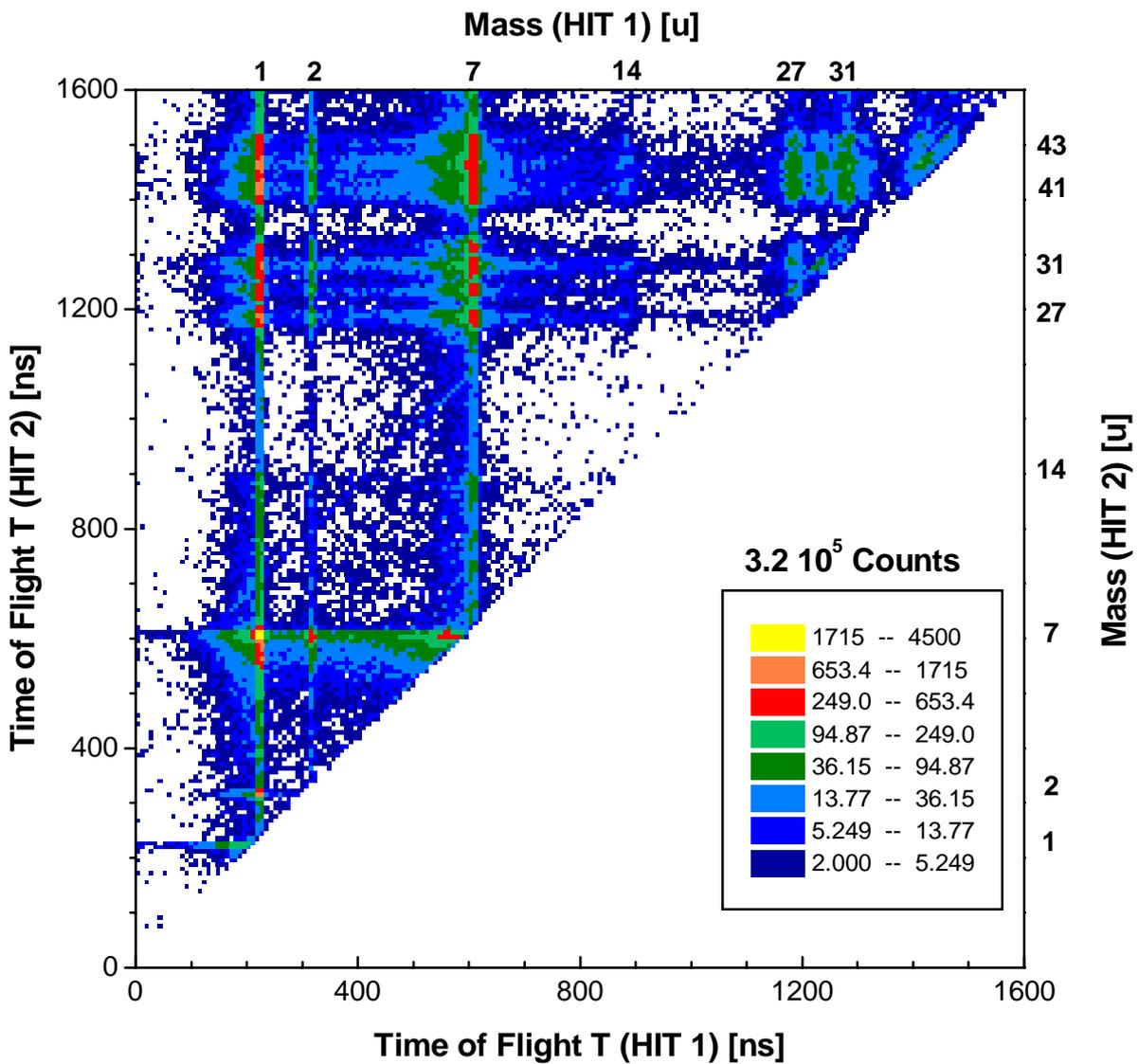


Abb. 5.23: Darstellung der gemessenen Flugzeitverteilung mit den einzelnen Massen des 2. Hits als Funktion der Flugzeit des 1. Hits des Stoßsystems $Ar^0(25 \text{ keV/u}, \theta_p = 78^\circ) \rightarrow LiF(200\text{\AA}) + Al(2000\text{\AA})$.

Nachteilig wirkt sich bei den durchgeführten Messungen vor allen Dingen das ungünstige kleine Intensitätsverhältnis des 2. Hits zum 1. Hit (siehe Abb. 5.22) aus. Um daher die Multi-Hit-Fähigkeit des verwendeten Detektors besser zur Geltung bringen und mögliche Korrelationen im Emissionsprozeß aufweisen zu können, ist sowohl die Verwendung von hochenergetischen ($> 1 \text{ MeV/u}$) schweren ($m > 100 \text{ u}$) Ionen (z.B. [NEUG01], siehe dazu auch Kap. 2.4.2 und 5.2.3) oder langsamen ($\sim \text{keV/u}$) hochgeladenen ($q > 40$) Ionen (z.B. [SCHE97]) ein sinnvoller experimenteller Ansatz, da dies in beiden Fällen zu einer Erhöhung der Ausbeute an Sekundärionen führt. Im zweiten Fall nimmt dabei die Ausbeute oberhalb eines von der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit abhängigen charakteristischen Ladungsbereiches linear mit dem Projektilladungszustand q zu. Das sich „langsam“ der Oberfläche annähernde Projektil löst durch sein starkes Coulomb-Feld Elektronen aus den oberflächennahen Regionen heraus und induziert somit die Coulomb-Explosion des

verbleibenden positiv geladenen Bereiches. Daher besteht hier eine Möglichkeit, Korrelationen bezüglich Impuls- und Energieerhaltung der emittierten Sekundärionen festzustellen.

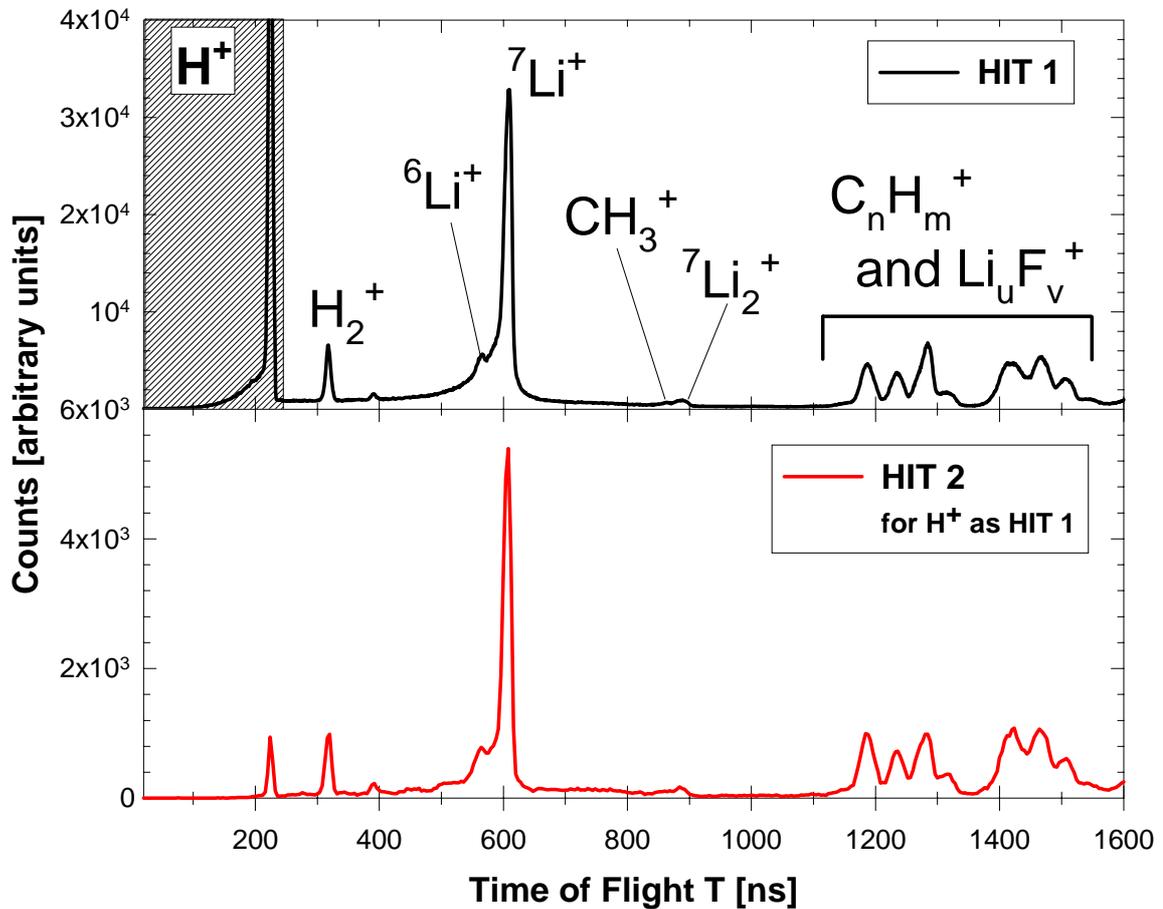


Abb. 5.24: Darstellung der gemessenen Flugzeitverteilung (mit den einzelnen Massen) des Stoßsystems $\text{Ar}^0(25 \text{ keV/u}, \theta_p = 78^\circ) \rightarrow \text{LiF}(200 \text{ \AA}) + \text{Al}(2000 \text{ \AA})$ (a) für den 1. Hit und (b) den 2. Hit, mit der Bedingung, daß der 1. Hit das H^+ -Sekundärion ist, welches einer Projektion der TOF(HIT1) in dem Bereich der H^+ -Flugzeit (8-236 ns) auf die Achse TOF(HIT2) in Abb. 5.23 entspricht.

Kapitel 6

Mögliche Anwendungen ...

6. Mögliche Anwendungen ...

Einleitung

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit ist dem Verständnis der grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen zwischen Projektil(ion)en und Festkörpern bzw. deren Oberflächen näher zu kommen. Die Ergebnisse dazu sind in Kap. 5 ausführlich dargestellt. Jedoch eröffnen sich darüber hinaus noch einige interessante Anwendungsmöglichkeiten, die sich zum einen auf die verwendete Methode (Kap. 6.1) und zum anderen auf die experimentellen Daten direkt beziehen (Kap. 6.2). Zentraler Punkt der Methode ist dabei die Anwendung der Restgas-Eichung über die reine Anwendung zur Eichung des Spektrometers hinaus. Dagegen beziehen sich Teilergebnisse der experimentellen Daten auf Anwendungen der XY-TOF-Technik in der Materialanalyse.

6.1 ... des Strahlprofilmonitors

Das Prinzip der Visualisierung des Projektilstrahls über die Ionisation des Restgases ist ähnlich dem der Blaskammer oder der Nebelkammer [z.B. im „Lehrbuch Physik“ von Gerthsen und Vogel [GERT93]]. Letztere besteht aus einem mit Wasserdampf übersättigten Gas gefüllten Gefäß, welcher sich in Form von kleinen Wasser- bzw. Nebeltropfen an Kondensationskernen abscheidet. Als Kondensationskerne fungieren die durch eintretende ionisierende Strahlung entlang der Flugbahn erzeugten Ionen. Das Licht streut an den Nebeltröpfchen und macht diese sichtbar und somit auch den Weg der ionisierenden Strahlung innerhalb des Gases. In dieser Arbeit erfolgt die Konstruktion der Projektilflugbahn über die Abbildung des ionisierten Restgases in einem elektrischen Feld durch Vermessen von Flugzeit und Auftreffort auf einem ortsempfindlichen Detektor.

Die Kombination der Flugzeittechnik mit ortsempfindlichen Detektoren eröffnet neue Möglichkeiten, die Spur eines ionisierenden Projektils nachzuzeichnen. Anwendung fand diese Methode bereits in der TPC (Time-Projection-Chamber, z.B. in [LEO93]) und der Strahlprofilanalyse [UNVE92]. Darüber hinaus finden sich noch einige interessante Anwendungen in der Gasmassenspektrometrie (Kap. 6.1.1), der Kartographie von elektrischen und magnetischen Feldern (Kap. 6.1.2) und in der Visualisierung der Projektilstreuung im Target (Kap. 6.1.3).

6.1.1 XY-TOF-Technik für große Gasmassenspektrometer

Gasmassenspektrometrie, basierend auf der Flugzeitmeßmethode (Time-of-flight TOF), findet schon seit langem ihre Anwendung [COTT97] [MAMY01] [WILE55] [BEYN60]. W. Wiley und I. McLaren [WILE55] führten dazu 1955 die Zeitfokussierung in einem dafür konstruierten 2-stufigen linearen Spektrometer ein, so daß die Flugzeit in erster Näherung

nicht von dem Ort der Ionisation abhängt. Das Prinzip der Flugzeitfokussierung wurde seitdem in vielen TOF-Spektrometern verwendet, unter anderem auch in COLTRIMS (siehe dazu Kap. 3.4). Hier wird die Kombination der Flugzeittechnik und der ortsempfindlichen (XY-) Detektoren angewendet, um das Gaszellenvolumen zu vergrößern (verbunden mit einer höheren Nachweisempfindlichkeit), ohne eine Verschlechterung der Massenauflösung in Kauf nehmen zu müssen. In der üblichen TOF-Massenspektrometrie resultieren die erzeugten Ionen in schmalen Flugzeitverteilungen, wenn diese in einer Ebene parallel zur Detektoroberfläche erzeugt werden. Hier wird die XY-Information angewendet, um die Flugzeit der Ionen exakt und nicht nur in erster Näherung über die Bestimmung der Ionisationskoordinate in einer Gaszelle beliebiger Größe zu korrigieren. Das ist ein großer Vorteil gegenüber der Methode von Wiley und McLaren, bei der die Korrektur nur in erster Näherung erfolgt. Diese Korrektur kann als ein Algorithmus interpretiert werden, der die gemessenen Daten in einen neuen Datensatz verwandelt, der in einem virtuellen experimentellen Aufbau mit dem Projektilstrahl senkrecht zur Spektrometerachse gemessen wurde [JALO02b].

Herleitung der Flugzeitgleichungen:

Die experimentelle Situation ist schematisch in Abb. 6.1 dargestellt. Die XZ-Ebene wird durch den Projektilstrahl (Einfallswinkel θ_p) und die Spektrometersymmetrieachse definiert. Die Ionisation erfolgt an den Projektilkoordinaten ($x_p, y_p = 0, z_p = x_p \cotg \theta_p$) und zur Zeit $t_p = x_p/(v_p \sin \theta_p)$ bevor das Projektil (Geschwindigkeit v_p) die Elektrode 1 passiert. Die Nachweiszeit T ist definiert als das Zeitintervall zwischen dem Durchgang durch $x = y = z = 0$ und dem Nachweis des erzeugten Gasion. Daher beträgt die Flugzeit des Ions $T + t_p$.

Zwei uniforme Beschleunigungsfelder sind definiert durch die Elektrode 1 (hier eine angenommene Metallplatte mit dem Potential U_1), die Elektrode 2 (ein Hochtransmissionsgitter mit dem Potential U_2) und dem XY-Detektor, dessen Eintrittsoberfläche auf dem Potential $U = 0$ V liegt.

Das Gasmolekül wird mit der Geschwindigkeit v_0 in die Richtung emittiert, definiert durch den Winkel θ mit der Z-Achse und den Winkel φ mit der XZ-Ebene und erreicht den Detektor (D) mit den Koordinaten:

$$\begin{aligned} x_D &= x_p + v_0(T+t_p) \sin \theta \cos \varphi \\ y_D &= v_0(T+t_p) \sin \theta \sin \varphi \\ z_D &= d_1 + d_2. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Unter der Annahme von t_1 und t_2 als den beiden Flugzeiten in der ersten und der zweiten Beschleunigungsstrecke setzt sich die Nachweiszeit der Ionen unter Berücksichtigung der Projektilgeschwindigkeit bei Ankunft am Ende der Gaszelle wie folgt zusammen:

$$T = t_1 + t_2 - t_p = \frac{d_1 - z_p}{(v_{0z} + v_{1z})/2} + \frac{d_2}{(v_{1z} + v_{2z})/2} - \frac{z_p}{v_p \cos \theta_p} \quad (6.2)$$

v_{0z} , v_{1z} and v_{2z} sind dabei die axialen Geschwindigkeiten des ionisierten Gasmoleküls in der Kollision (Anfangsgeschwindigkeit), beim Gitterdurchgang und der Ankunftszeit am Detektor und sind gegeben durch:

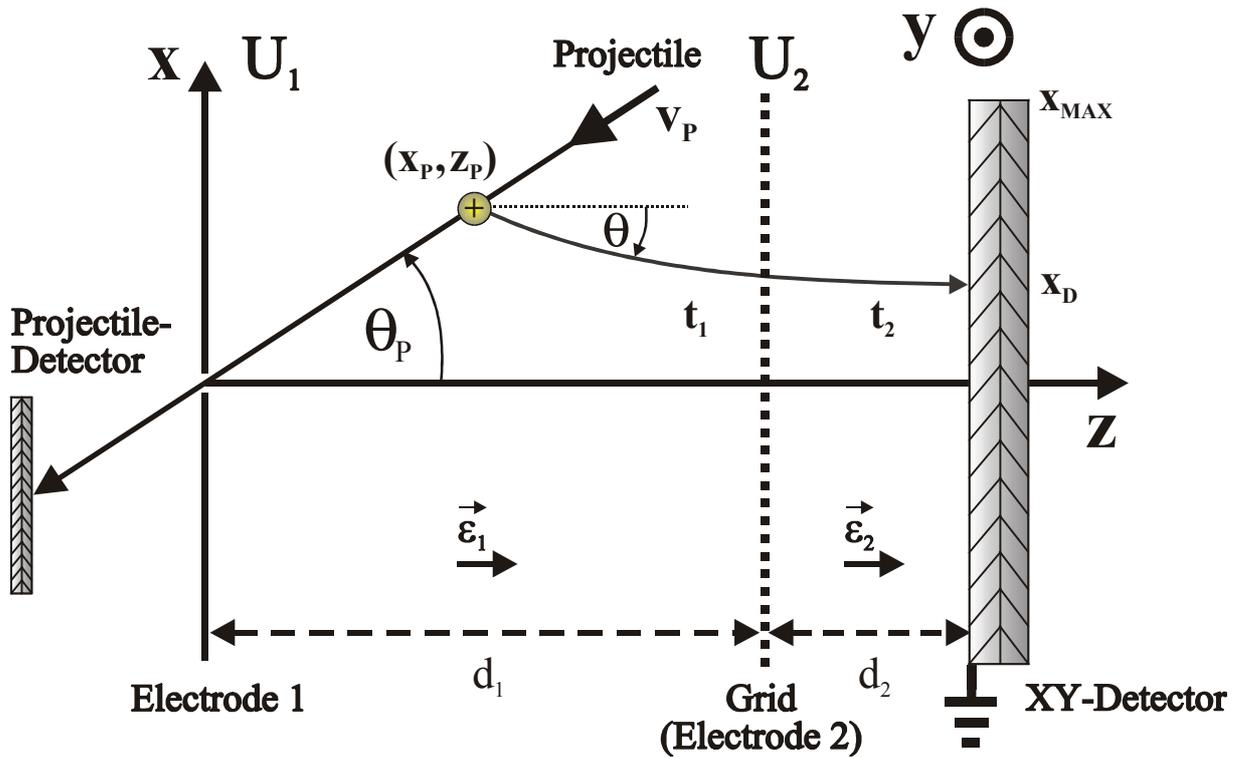


Abb 6.1: 2-stufiges Beschleunigungsspektrometer zylindrischer Symmetrie. Das Projektil tritt in der XZ-Ebene in das Spektrometer ein und passiert den Ursprung $x = y = z = 0$ zur Zeit $T = 0$. Das am Punkt $(x_p, y_p = 0, z_p)$ zur Zeit $-t_p$ erzeugte Gasion wird mit der Geschwindigkeit v_0 in den Winkel θ (relativ zur Z-Achse) emittiert. Ein Gitter trennt die erste von der zweiten Beschleunigungsstrecke. x_{max} ist der Detektorradius und x_D der Auftreffpunkt des Ions auf dem Detektor. Die elektrischen Feldkomponenten ϵ_x and ϵ_y sind überall Null, ϵ_z konstant innerhalb jeder Subregion.

$$v_{0z} = v_0 \cos \theta \quad (6.3)$$

$$v_{1z} = \sqrt{v_{0z}^2 + \frac{2q}{m}(U_1 - U_2)\left(1 - \frac{z_p}{d_1}\right)} \quad (6.4)$$

$$v_{2z} = \sqrt{v_{1z}^2 + \frac{2q}{m}U_2} \quad (6.5)$$

Dieser Ausdruck ist gültig für $\tan \theta_p > x_{max} / d_1$ und stellt sicher, daß die Ionisation nur in der ersten Beschleunigungsstrecke erfolgt. Sofern keine Nachbeschleunigung notwendig ist, können d_2 und U_2 Null gesetzt werden und Elektrode 2 wird direkt der Detektor. Unter der Annahme eines vernachlässigbaren Impulstransfer vom Projektil zum Target [ABDA00] ist die thermisch bedingte Geschwindigkeitskomponente der dominierende Faktor. Somit besitzt das Ion eine mittlere axiale Geschwindigkeit definiert durch $v_{0z} = \sqrt{kT/m}$ mit der Gastemperatur T .

Transformation zur Korrektur (Reduzierung) der Flugzeitverteilung:

In der TOF-Spektrometrie liegt die Ursache einer breiten Flugzeitverteilung der einzelnen Ionen im wesentlichen darin begründet, daß die Ionen in verschiedenen Abständen vom Detektor produziert werden. Eine numerische „Event-by-Event-Transformation“ der gemessenen XY-Flugzeit-Daten (x_D^{exp} , y_D^{exp} und T_D^{exp}) kann diese Abhängigkeit durch die Simulation korrigieren, in der der Projektilstrahl senkrecht zur Spektrometerachse durch den nun über die Elektrode 1 komprimierten Targetgaslayer eintritt. Die resultierende Flugzeit T' besitzt ihren Nullpunkt in dem Zeitpunkt der Projektil-Gasmolekül-Kollision und schreibt sich unter diesen Bedingungen:

$$T' = \sqrt{m} \left[\frac{2 d_1}{\sqrt{kT} \cos \theta + \sqrt{kT \cos^2 \theta + 2q(U_1 - U_2)}} + \frac{2 d_2}{\sqrt{kT \cos^2 \theta + 2q(U_1 - U_2)} + \sqrt{kT \cos^2 \theta + 2qU_1}} \right] \quad (6.6)$$

Die senkrechte Strahlkonfiguration reduziert deutlich die Peak-Verbreiterung bzgl. T' . Die resultierende Breite der Peaks ist bedingt durch den Strahldurchmesser und die Emission in verschiedene Emissionswinkel θ . Eine gute Näherung zur Beschreibung der mittleren Flugzeit T' ist die Substitution der mittleren (thermischen) Geschwindigkeit $\sqrt{kT} \cos \theta$ durch ihren mittleren Wert Null. Das entspricht der Vernachlässigung von $kT \cos^2 \theta$ gegenüber den elektrostatischen Energien.

Gl. 6.2 und 6.6 werden zur Bildung eines numerischen Algorithmus zum „Schmälern“ der Gaspeaks verwendet. Die Transformation $T(x_D) \rightarrow T'$ besteht aus der Multiplikation der gemessenen Koordinaten jedes einzelnen Ions (detektiert an der Position x_D^{exp} , zur (experimentellen) Zeit T_D^{exp}) durch die Funktion $F(x_D^{\text{exp}})$ definiert durch:

$$F(x_D^{\text{exp}}) = \frac{T'}{T(x_D^{\text{exp}}) + x_D^{\text{exp}} / v_p \text{tg}\theta} \quad (6.7)$$

Abb. 6.2 illustriert die berechneten $x_D(T)$ - und $x_D(T')$ -Verteilungen für eine Mischung von drei Edelgasen (He, Ne and Ar), die durch einen 150 keV H^0 Strahl ionisiert werden. Die Projektion der Verteilungen auf die Flugzeitachse generiert das herkömmliche Flugzeitspektrum.

Die Massenauflösung kann durch ein gekühltes Targetgas (wie z.B. in COLTRIMS, siehe Kap. 3.4) und die damit verbundene Reduzierung der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Gasmoleküle sowie durch eine bessere Kollimation des Projektilstrahls verbessert werden. Eine elegante Lösung wäre die Verwendung eines zweiten ortsempfindlichen Detektors als Projektil- bzw. Startdetektor, um die Parameter jeder einzelnen Projektiltrajektorie zu bestimmen und in die $T(x_D) \rightarrow T'$ Transformation mit einzubeziehen.

Ergebnisse:

Das (Gas-) Spektrometer ist in Kap. 3.4 und 3.7 detailliert beschrieben. Es wird mit 70% He, 15% Ne (d.h. 13.6% ^{20}Ne and 1.3% ^{22}Ne) und 15% Ar bis zu einem Gesamtdruck

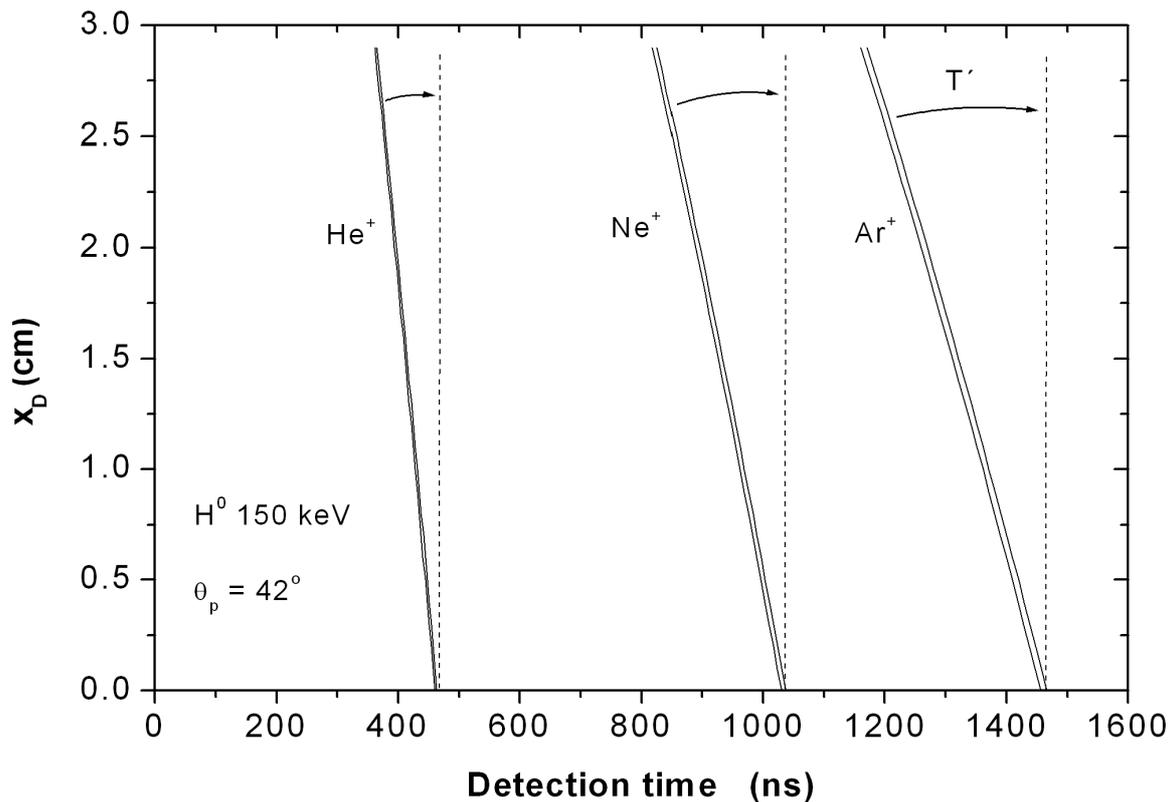


Abb. 6.2: Berechnete $x_D(T)$ - und $x_D(T')$ -Verteilungen für eine Mischung von drei Edelgasen (He, Ne und Ar) bei Ionisation durch ein 150 keV H^0 -Projektil. Die Nachweiszeit ist die Ionenflugzeit ($t_1 + t_2$) abzüglich der Zeit t_p , bis das Projektil die Elektrode 1 nach der Gaskollision erreicht. Die Rechnungen für $\theta = 0^\circ$ and $\theta = 180^\circ$ simulieren die Linienverbreiterung durch die thermische Bewegung des Gases.

von 10^{-5} mbar gefüllt: Das monoatomare Gas wird gewählt, um eine mögliche Coulombexplosion der Teilchen nach ihrer Ionisation zu vermeiden. Als Projektil dient ein neutraler 150 keV Wasserstoffstrahl. Startsignale zur Flugzeitmessung werden durch den Sekundärelektronendetektor geliefert, der sich hinter der dünnen Festkörperfolie befindet, die das zentrale Loch der Elektrode 1 bedeckt (siehe dazu Kap 3.6). Da jedoch auch Sekundärionen von der Folie emittiert werden und somit einen „Untergrundbeitrag“ zu dem Gasspektrum leisten, wäre die beste Alternative der direkte Nachweis des Projektils hinter einem kleinen Loch. Wichtig ist die Vermeidung von Feldinhomogenitäten (siehe Kap. 6.1.2). Die verwendeten Spektrometerparameter sind $U_1 = 2.970$ kV; $U_2 = 0.040$ kV; $d_1 = 8.35$ cm; $d_2 = 0.70$ cm und $\theta_p = 42^\circ$. Das Gas befindet sich auf Zimmertemperatur $T = 300$ K, so daß sich $(v_{0z})_{\text{rms}} \approx 2.7 / \sqrt{m(u)}$ $\mu\text{m}/\text{ns}$ ergibt, mit m als der molekularen Masse in atomaren Einheiten [u].

Abb. 6.3.a und 6.3.b präsentiert die gemessenen $x_D(T)$ -Kurven und deren Projektion auf die Flugzeitachse, das herkömmliche Flugzeitspektrum. Deutlich sind die Kurven zu erkennen, die zu $^4\text{He}^+$, $^{20}\text{Ne}^+$, $^{22}\text{Ne}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$ und deren höheren Ladungszuständen gehören. Die Linienbreite ist bedingt durch die thermische Bewegung der Gasmoleküle und den endlichen Strahldurchmesser (ca. 10^{-2} cm) (siehe Kap. 3.2.3). Jeder Punkt gehört zum Nachweis eines

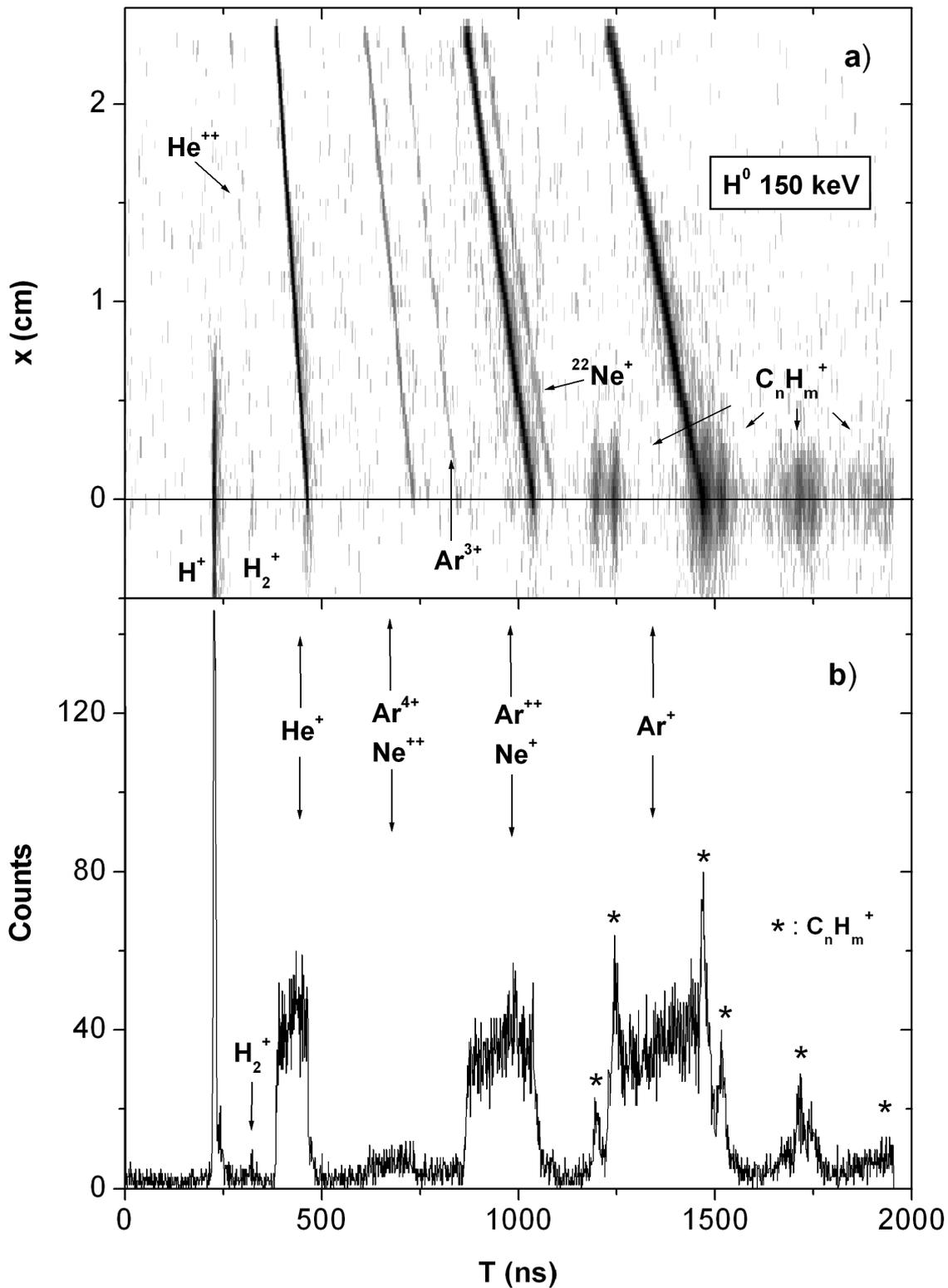


Abb. 6.3.: (a) Gemessenes $x(T)$ -Spektrum eines He-, Ne- und Ar-Gases unter H^0 -Beschuss (150 keV, $\theta_p = 42^\circ$). Ereignisse von der Projektil-Gas-Kollision generieren die schrägen Linien für $x > 0$. Die Punkte nahe der T -Achse ($x = 0$) werden durch von der Elektrode 1 emittierte Sekundärionen generiert. (b) TOF-Spektrum, d.h. die Projektion der $x(T)$ -Daten auf die T -Achse. Die schmalen Linien sind von der Elektrode 1 emittierte Sekundärionen, während die Gasionen die breiten Verteilungen generieren.

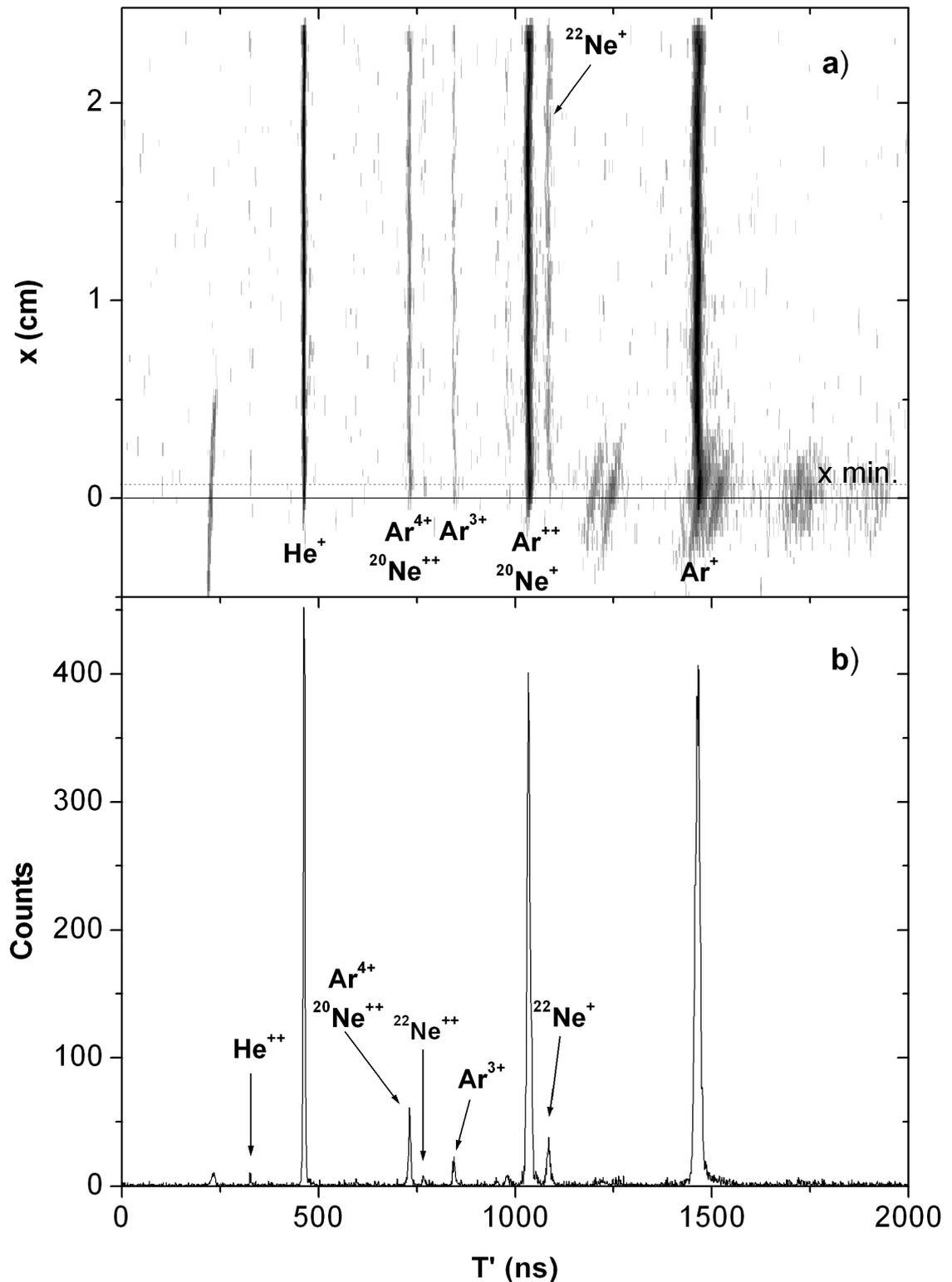


Abb.6.4: Die gleichen Daten wie in Abb. 6.3, jedoch korrigiert mit $T' = F(x_D^{\text{exp}}) T_D^{\text{exp}}$. Die $T(x_D) \rightarrow T'$ Transformation ermöglicht die Darstellung der Gasionen in einer vertikalen Linie, deren Projektion in schmalen Flugzeitpeaks resultiert.

Ions in der Projektil-Gas-Kollision. Die schrägen Linien werden von den Gasionen generiert, die vertikalen Linien von den aus Elektrode 1 mit relativ hohen radialen Geschwindigkeiten emittierten Sekundärionen. Wie in Abb. 6.3.b zu erkennen, bedingen die in der Gaskollision

erzeugten Ionen breite und die von der Elektrodenoberfläche schmale Flugzeitverteilungen bzw. -peaks.

Abb. 6.4 zeigt dieselben Daten wie in Abb. 6.3, aber korrigiert durch die Transformation $T(x_D) \rightarrow T'$. Die schrägen und die senkrechten Linien von Abb. 6.3.a ergeben nun jeweils senkrechte und schräge Linien. Daher zeigt die Projektion in Abb. 6.4.b einen breiten und kleinen H^+ -Peak während die Gaspeaks nun sehr schmal und intensiv sind. Kleine Peaks, die sich vorher nur angedeutet haben, wie z.B. $^{22}\text{Ne}^+$, $^{20}\text{Ne}^{++}$ oder He^{++} und $^{22}\text{Ne}^{++}$, sind nun sichtbar. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine dramatische Verbesserung von Massenauflösung und Sensitivität bei Verwendung der XY-TOF-Korrektur. Bezüglich der Massenspektrometrie belegt Abb. 6.4, warum es immer noch möglich ist, ein großes Gastargetvolumen mit einer guten Massenauflösung weit weg von den Wiley-McLaren-Zeitfokussierungsbedingungen zu untersuchen.

Die Empfindlichkeit kann noch wesentlich durch die Verwendung von Restriktionen hinsichtlich x_D^{exp} und y_D^{exp} gesteigert werden: Alle Ereignisse müssen nahe der YZ-Ebene für positive x_D^{exp} erfolgen. Alle anderen Ereignisse können in der Transformation vernachlässigt werden und führen zu einer Verringerung des Untergrunds. Da der Partialdruck jeder einzelnen Gasspezies konstant ist, ändern die geometrischen Restriktionen nicht die relativen Ausbeuten der Gasionen. Abb. 6.5 illustriert dazu den $y_D(T)$ Verlauf, von dem der obere und der untere Wert extrahiert werden, um die Teilchen nahe der Flugzeitachse auszuwählen.

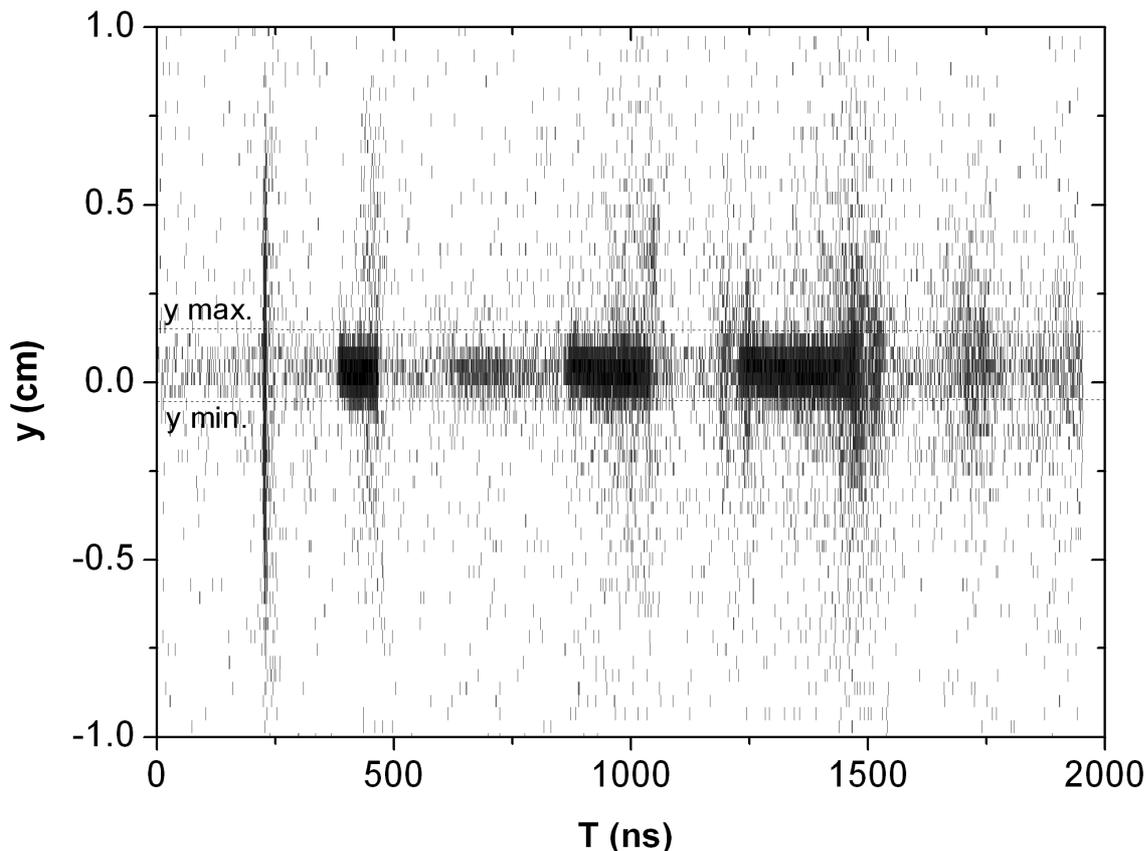


Abb. 6.5: Die $y_D(T)$ -Darstellung der Daten. Die Linie in der T -Richtung gehört zu der Projektion der Strahltrajektorie auf den Detektor. Der Strahl trifft an den Koordinaten $x = y = 0$ auf die Elektrode 1, welcher die zentralen Peaks der Sekundärionen erzeugt.

6.1.2 Elektrische und magnetische Feldkartographie

Ziel der Anwendung des Strahlprofilmonitors ist hier die präzise Vermessung lokaler elektrischer Felder über die in der Kollision mit dem Projektil erzeugten Gasionen. Deren Bewegung ist im wesentlichen nur durch die thermische Energie bestimmt, die gegenüber den elektrostatischen Energien vernachlässigbar ist. Somit entstammt deren Energie nur dem Energiegewinn im elektrischen Feld des Spektrometers. Über die Vermessung der in dem Feld abgebildeten Ionen kann so auf die lokale Verteilung des elektrischen Feldes an ihrem Entstehungsort geschlossen werden [JALO02c]. Es ist daher möglich, elektrische oder auch magnetische Felder, sogar in großen Volumina, experimentell präzise zu kartographieren. Dies ist z.B. von Nutzen bei der Untersuchung der Feldverteilung eines Spektrometers oder sogar direkt bei der Feineinstellung der Potentiale eines Delay-Line-Detektors (in der Nachbeschleunigung zwischen Gitter und $\text{MCP}_{\text{Front}}$, siehe dazu z.B. Abb. 3.13).

Definition der Parameter:

Die experimentelle Situation und die zugehörige mathematische Beschreibung sind nahezu identisch mit der im vorigen Kapitel, mit der Ergänzung einer weiteren Subregion in der ersten Beschleunigungsstrecke. Aus Konsistenzgründen und unterschiedlicher Zielsetzung läßt sich zu Beginn des Kapitels eine gewisse Wiederholung der mathematischen Zusammenhänge nicht vermeiden.

Das Spektrometer und das zugehörige Koordinatensystem sind in Abb. 6.6 beschrieben. Die XZ-Ebene wird durch die Strahltrajektorie und durch die Spektrometerachse, die mit dieser den Projektileinfallswinkel θ_p bildet, aufgespannt. Die Ionisation des Gasmoleküls erfolgt an den Projektilkoordinaten ($x_p, y_p = 0, z_p = x_p \cotg \theta_p$) und zur Zeit $t_p = x_p / (v_p \sin \theta_p)$ bevor das Projektil auf die Elektrode 1 auftrifft; v_p ist dabei die Projektilgeschwindigkeit. Die Referenzzeit T ist exakt Null, wenn das Projektil an dem Koordinatenursprung eintrifft. Das Gasmolekül wird mit der Geschwindigkeit v_0 in den Winkel θ (relativ zur Z-Achse) und den Winkel ϕ (relativ zur XZ-Ebene) emittiert.

Die relevanten Parameter der Flugzeitmessung sind die axiale Distanz und die lokale Axialkomponente des elektrischen Feldes. Die Beschleunigung ist determiniert durch das resultierende elektrische Feld. Um die Methode analytisch zu illustrieren, wird eine zylindrische Konfiguration mit drei Beschleunigungsfeldern angenommen (siehe dazu Abb. 6.6). Die Elektrode 1 ist dabei eine leitfähige Scheibe, die mit einem flachen Ring vom Radius R und der Dicke d'_1 umrandet ist. Das Beschleunigungsfeld in der ersten Region ändert sich dabei (in der Annahme) an der zylindrischen Oberfläche definiert durch $x_p = R$ abrupt von ϵ_1 nach ϵ'_1 . Die Elektrode 2 ist ein Gitter mit dem Potential U_2 .

Position und Flugzeitgleichungen:

Nach der Gesamtflugzeit $T + t_p = t_1 + t_2$ (t_1 und t_2 sind jeweils die Flugzeiten in der ersten und zweiten Beschleunigungsstrecke) erreicht das ionisierte Gasmolekül die geerdete Detektoroberfläche an den Koordinaten:

$$\begin{aligned}x_D &= x_p + v_0 (T + t_p) \sin \theta \cos \varphi \\y_D &= v_0 (T + t_p) \sin \theta \sin \varphi \\z_D &= d'_1 + d_1 + d_2.\end{aligned}\tag{6.8}$$

Die Nachweiszeit der Ionen ist:

$$T = t_1 + t_2 - t_p = \frac{d_1 + d'_1 - z_p}{(v_{0z} + v_{1z})/2} + \frac{d_2}{(v_{1z} + v_{2z})/2} - \frac{z_p}{v_p \cos \theta_p}\tag{6.9}$$

v_{0z} , v_{1z} und v_{2z} sind die axialen Geschwindigkeiten des ionisierten Gasmoleküls in der Kollision, der Gitterüberschreitung und der Detektorankunft mit

$$v_{0z} = v_0 \cos \theta\tag{6.10}$$

$$v_{1z} = \sqrt{v_{0z}^2 + \frac{2q}{m}(U_1 - U_2) \left(1 - \frac{z_p - d'_1}{d_1}\right)} \quad \text{wenn } x_p > R\tag{6.11}$$

$$v_{1z} = \sqrt{v_{0z}^2 + \frac{2q}{m}(U_1 - U_2) \left(1 - \frac{z_p}{d_1 + d'_1}\right)} \quad \text{wenn } x_p < R\tag{6.12}$$

$$v_{2z} = \sqrt{v_{1z}^2 + \frac{2q}{m}U_2}\tag{6.13}$$

Diese Ausdrücke sind gültig für $R/d'_1 > \tan \theta_p > x_{\max}/(d_1 + d'_1)$ und stellen sicher, daß die Ionisation nur in der ersten Beschleunigungsregion stattfindet.

Anfangsgeschwindigkeitsverteilungen:

Die initiale Geschwindigkeit v_0 der ionisierten Gasmoleküle oder -atome wird durch drei Beiträge festgelegt,

- i) die thermische Gasbewegung,
- ii) die lineare Impulserhaltung in der Kollision mit dem Projektil und die damit verbundenen Emission oder der Transfer von Elektronen,
- iii) die Coulombexplosion oder Dissoziation in neutrale und ionisierte Fragmente eines multiatomaren Targetgases.

Der erste Term wird bestimmt durch:

$$\frac{1}{2} m v_{0z}^2 = \frac{1}{2} k T \Leftrightarrow v_{0z}^2 = k T / m\tag{6.14}$$

Der Impulsübertrag in der Projektil-Gas-Kollision gibt ebenfalls einen Beitrag zu v_0 . Dieser ist jedoch im allgemeinen vernachlässigbar, verglichen mit der thermischen Bewegung

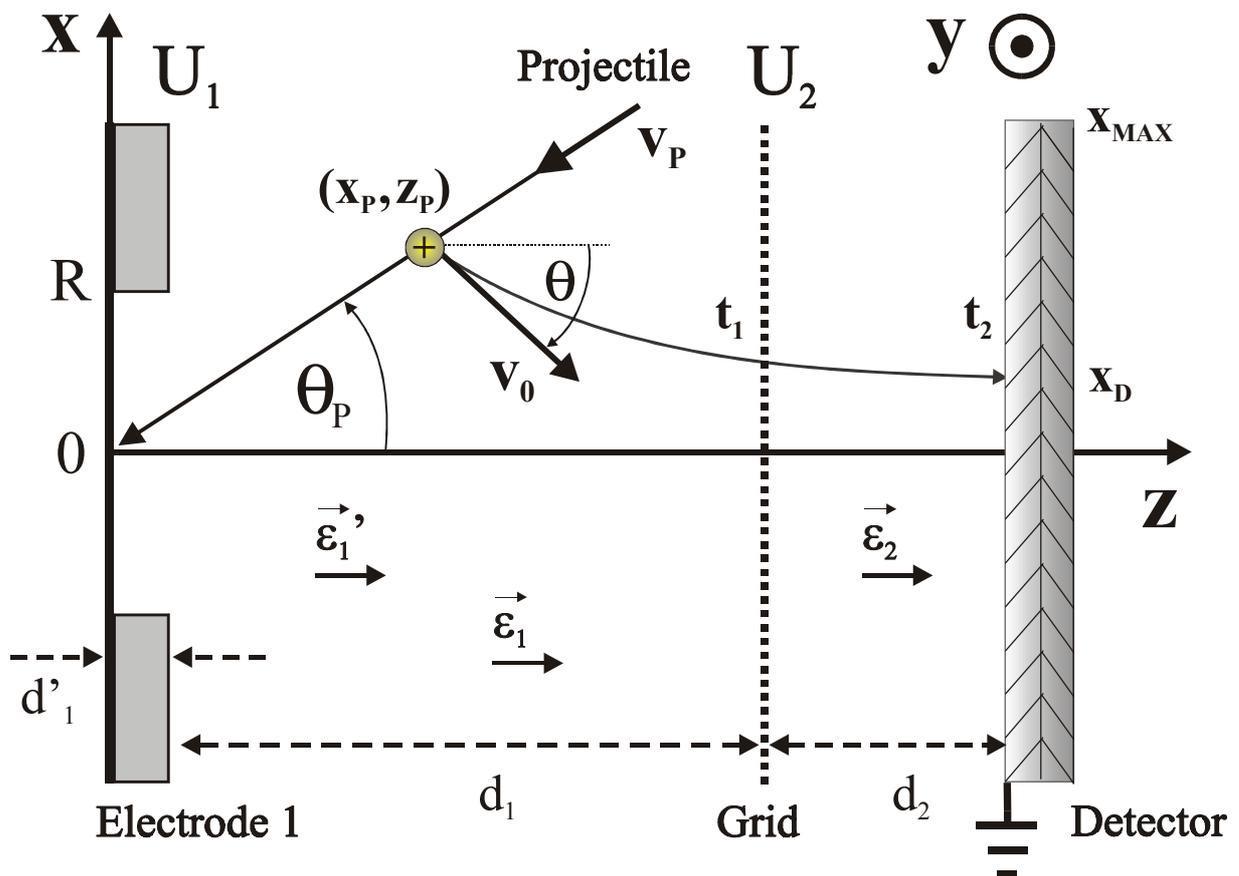


Abb 6.6: 3-stufiges Beschleunigungsspektrometer zylindrischer Symmetrie. Das Projektil tritt in der XZ -Ebene in das Spektrometer ein und passiert den Ursprung $x = y = z = 0$ zur Zeit $T = 0$. Das am Punkt $(x_p, y_p = 0, z_p)$ zur Zeit $-t_p$ erzeugte Gasion wird mit der Geschwindigkeit v_0 in den Winkel θ (relativ zur Z -Achse) emittiert. Ein Gitter trennt die erste von der zweiten Beschleunigungsstrecke. Die erste Region ist in zwei Subregionen unterteilt, definiert durch eine zylindrische Oberfläche mit dem Radius R und einem Absatz in Elektrode 1; x_{max} ist der Detektorradius und x_D der Auftreffpunkt des Ions auf dem Detektor.

[ABDA00]. Coulomb-Explosionsbeiträge [GROE80b] [GEMM81] [GEMM84] [AFAN01] erzeugen dagegen wesentlich größere Beiträge ($\sim 10\text{eV}$) als die der thermischen Bewegung ($\sim \text{meV}$) und resultieren in breiten Linien für $T(x_p)$, integriert über alle Emissionswinkel θ und φ . Daher werden nur monoatomare Gase verwendet. Eine Illustration der $x_p(T)$ Funktion unter Verwendung der Gl.en 6.9-13 befindet sich in Abb. 6.7 für Ionen mit $m_1 = 4$, $q_1 = 1$, $m_2 = 40$, $q_2 = 1$ und $m_3 = 40$, $q_3 = 2$ und mit der Gastemperatur $T = 300\text{ K}$. Die angenommene Spektrometerkonfiguration ist hier $d_1 = 9.0\text{ cm}$, $d'_1 = 0$, $d_2 = 1.0\text{ cm}$; $U_1 = 3.0\text{ kV}$, $U_2 = 2.5\text{ kV}$. Wie zu erwarten, vergrößert sich die Flugzeit mit $\sqrt{m/q}$. Es sei darauf hingewiesen, daß die Steigung dx_p/dT nicht immer negativ sein muß. Wenn das Verhältnis d_2/d_1 groß genug ist, kann die Ableitung positiv für große oder für alle x_p -Werte werden. Die thermische Bewegung v_0 verursacht die Linienverbreiterung in $T(x_p)$, ebenfalls mit einer Zunahme von $\sqrt{m/q}$.

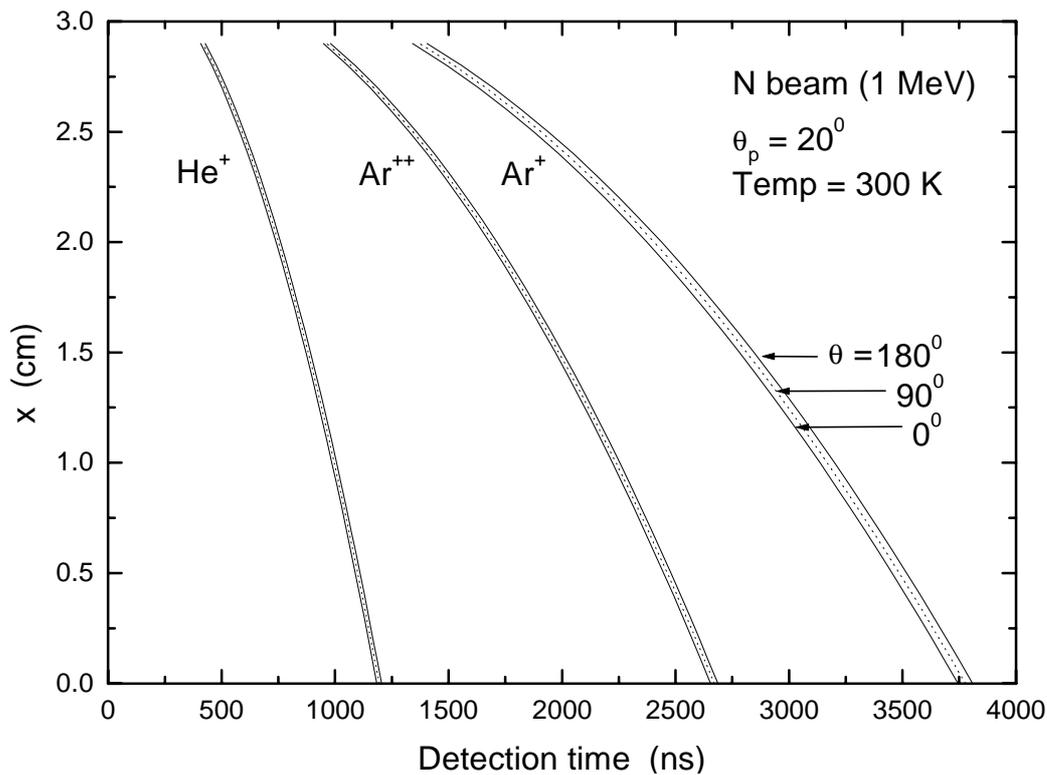


Abb. 6.7: Darstellung der x -(Kollisions-)Koordinate als Funktion der Nachweiszeit. Die Nachweiszeit ergibt sich aus der Ionenflugzeit (t_1+t_2) abzüglich der Zeit t_p , die das Projektil nach der Kollision benötigt, um die Elektrode zu erreichen. Jede einzelne Liniengruppe gehört jeweils zu der angegebenen Gasspezies und ist für drei Richtungen der Ionenemission (relativ zum Beschleunigungsfeld) berechnet. Die Linienbreite der Gruppen ist durch die thermische Bewegung des Gases bestimmt.

Durch Einsetzen von Gl. 6.14 in Gl.en 6.9-13 ergibt sich eine interessante Eigenschaft für $T(x_p)$. Die Größe \sqrt{m} kann von den Größen t_1 und t_2 faktorisiert werden, so daß die reduzierte Flugzeit

$$T_{\text{red}}(x_p) \equiv \left(T + \frac{x_p}{v_p \sin \theta_p} \right) \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (6.15)$$

eine universelle Funktion für alle Ionenmassen mit dem gleichen Ladungszustand wird. Diese Eigenschaft gilt ebenso für inhomogene Beschleunigungsfelder und kann somit zur Feldkartographie verwendet werden. Die reduzierte Flugzeit $T_{\text{red}}(x_p)$ kann als die Flugzeit eines Gasionen der Masse $m=1$ interpretiert werden, welches in der Kollision mit einem Projektil der Geschwindigkeit $v_p \rightarrow \infty$ erzeugt wird. Die Darstellung der $T_{\text{red}}(x_p)$ Funktion mit ausgetauschten Achsen erleichtert den direkten Vergleich mit den experimentellen Daten.

Feldkartographie:

Da die Flugzeit der Ionen von dem Beschleunigungsfeld entlang der durch die Projektiltrajektorie und den XY-Detektor begrenzten Region abhängt, kann dies zur

Kartographie des hiesigen elektrischen Feldes verwendet werden. Dabei besteht im allgemeinen die Schwierigkeit, daß die Konstruktion des elektrischen Feldes aus dem gemessenen Datensatz (x_D , y_D and T) sehr komplex oder möglicherweise nicht eindeutig ist. Einige Lösungsansätze wären:

- i) die Annahme einer elektrischen Feldverteilung und die Bestimmung der Parameter durch einen Fit der experimentellen Daten.
- ii) die Annahme einer Anfangsverteilung des elektrischen Feldes und die Berechnung der Ableitungen.
- iii) die Ergänzung mit weiteren experimentellen Daten, z.B. durch Variation der Ionisationspositionen (z.B. durch Änderung des Projektilwinkels θ_p), das dem Abtasten der Gaszelle mit dem ionisierenden Strahl entspricht. Die einfachste Situation ist die Existenz zeitunabhängiger elektrostatischer Felder.

Zur Illustration der Situation wird hier die Störung der Homogenität des elektrischen Feldes durch ein kreisförmiges Loch (Radius $R = 0.5\text{cm}$, Höhe $d_1' = 0.2\text{ cm}$) in der Elektrode 1 untersucht. Durch eine Variation des Projektilwinkels θ_p in den Gl.en 6.11 und 6.12 kann das Abtasten des elektrischen Feldes durch das Projektil simuliert werden. Die Ergebnisse dazu sind in Abb. 6.8 dargestellt und zeigen, daß die Vertiefung in der Elektrode 1 eine sichtbare Veränderung in der Flugzeit der Ionen für alle Winkel erzeugt. Die Simulation anhand der Gl.en 6.11 und 6.12 ist sehr praktisch, da das entsprechende Feld realitätsnah ist und analytisch bestimmt werden kann. Nahe bei $x = R$ wird eine unkorrekte Eigenschaft mit in Betracht gezogen, da sich dort das Feld abrupt ändert und keine radialen Komponenten berücksichtigt werden. Konsequenterweise muß die $x(T)$ -Funktion an dieser Stelle eine Diskontinuität aufweisen. Eine realistische Feldverteilung kann mit der Lösung der Laplace-Gleichung numerisch gefunden werden, z.B. durch SIMION [SIMI95]. Zum Vergleich ist in Abb. 6.9 das Ergebnis von SIMION (Linie) mit der analytischen Berechnung von den Gl.en 6.11/12 (gepunktete Linie) dargestellt. Für $x \gg R$ ist das Feld homogen und die beiden Modelle ergeben identische Voraussagen. Deutliche Unterschiede treten für $x < R$ auf durch die Existenz

- i) negativer radialer Komponenten des elektrischen Feldes, welche das Gasion zur Spektrometerachse hin ablenken und somit die Länge der Trajektorie vergrößern.
- ii) einer kleineren axialen Komponente, welche die Flugzeit der Ionen vergrößert und die Steigung von $x(T)$ ändert. Falls $d_1' \ll R$, ist die $x(T)$ -Steigung nahe bei $x = 0$ dieselbe für beide Näherungen und das elektrische Feld ist dort nicht verzerrt durch die Elektrode an der Kante $x=R$.

Näherung:

Zur analytischen Betrachtung des mittleren Detektorauffreffortes ($\overline{x_D}$) als eine Funktion von T ist es sinnvoll, Gl. 6.9 für kleine initiale Geschwindigkeiten ($v_0 \ll v_{1z}$) und für Kollisionen nahe der Spektrometerachse ($x_p \approx \overline{x_D} \ll x_{\max}$) anzunähern. Der Einfachheit halber wird d_1' gleich Null gesetzt. Unter diesen Bedingungen kann Gl. 6.12 folgendermaßen angenähert werden:

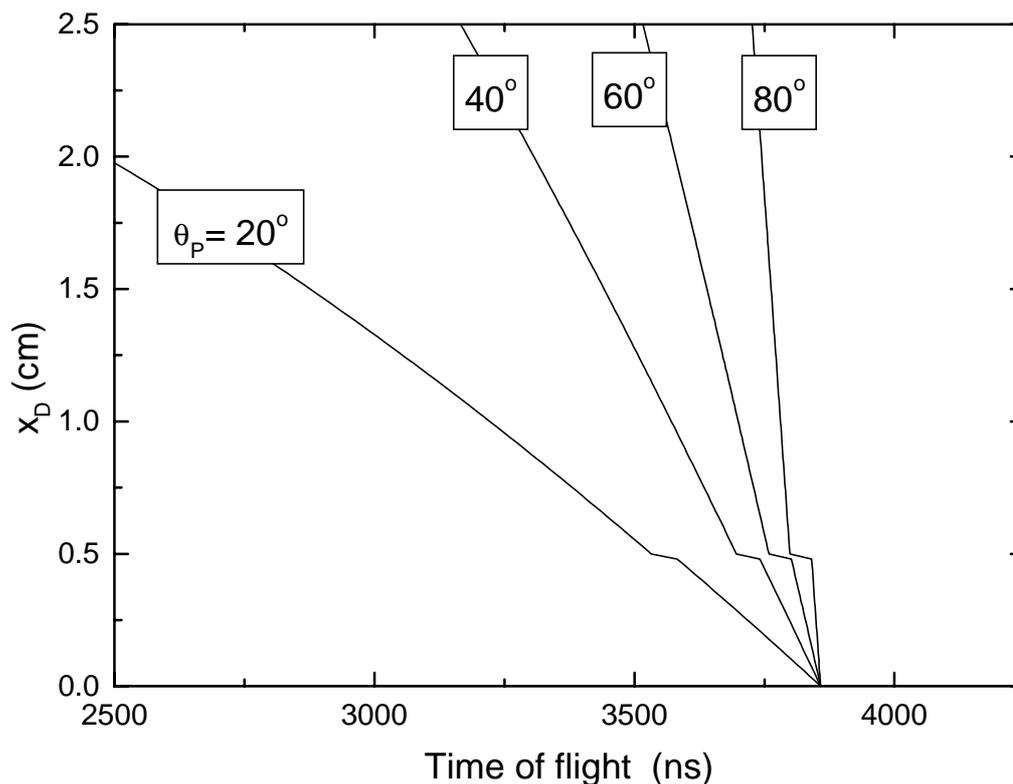


Abb. 6.8: Analytische Berechnungen von $x(T)$ simulieren das Abtasten des Spektrometervolumens über verschiedene Einfallswinkel θ_p des Projektils.

$$v_{1z} \approx \sqrt{\frac{2q}{m} (U_1 - U_2)} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x_p}{\text{tg } \theta_p} \right) \quad (6.16)$$

daraus ergibt sich

$$T \approx \sqrt{\frac{2m}{q}} \left[\frac{d_1}{\sqrt{U_1 - U_2}} + \frac{d_2}{\sqrt{U_1 - U_2} + \sqrt{U_2}} + \frac{a}{2 \text{tg } \theta_p} x_p \right] - \frac{x_p}{v_p \sin \theta_p} \quad (6.17)$$

mit

$$a = \frac{d_2}{d_1} \frac{\sqrt{1 - U_2/U_1}}{\sqrt{U_1 - U_2} + \sqrt{U_2}} - \frac{1}{\sqrt{U_1 - U_2}} \quad (6.17a)$$

Aus Gl. 6.17 ergibt sich die Steigung der $T(x_p)$ Funktion:

$$\frac{dT}{dx_p} = \sqrt{\frac{m}{2q}} \frac{a}{\text{tg } \theta_p} - \frac{1}{v_p \sin \theta_p} \quad (6.18)$$

Die folgenden Eigenschaften können erwartet werden:

- Die Näherung mit $v_0 \approx 0$ impliziert dieselbe universelle Funktion $T_{\text{red}}(x_p)$ gegeben durch Gl. 6.15.

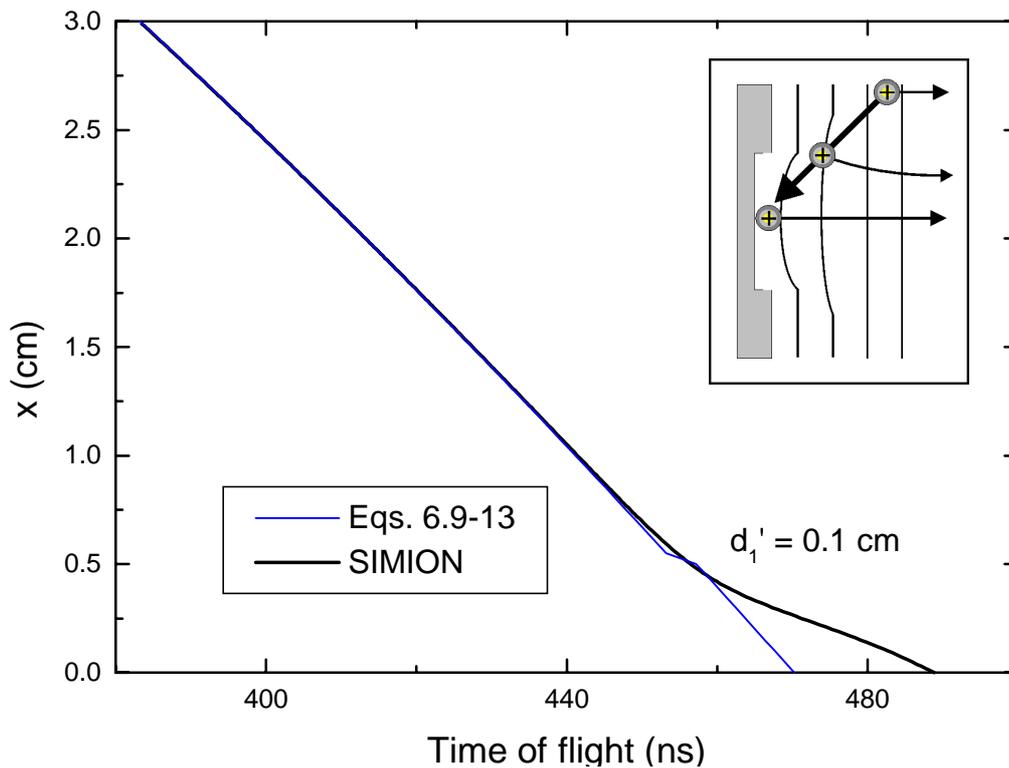


Abb. 6.9: Vergleich der durch das analytische Modell berechneten $x(T)$ -Werte mit den Ergebnissen einer SIMION-Simulation. Es besteht gute Übereinstimmung für große x , die unterschiedlichen Steigungen für kleine x wird durch die unterschiedlich angenommenen Feldverzerrungen der beiden Modelle verursacht.

- Die Flugzeit ist in erster Näherung unabhängig von x_p , wenn $dT/dx_p = 0$. Dies

geschieht, wenn:
$$a = \frac{\sqrt{2q/m}}{v_p \cos \theta} \quad (6.19)$$

- Für sehr schnelle Projektile ist dx_p/dT proportional zu $\text{tg} \theta_p / \sqrt{m}$ und divergiert, wenn

$a \approx 0$ ist, d.h. wenn
$$\frac{d_2}{d_1} = \frac{1 + \sqrt{(U_2/U_1)/(1 - U_2/U_1)}}{\sqrt{1 - U_2/U_1}} \quad (6.20)$$

welches der Wiley & McLaren-Bedingung [WILE55] für die Zeitfokussierung in der Z-Richtung entspricht.

- Wenn $U_2 = 0$ (d.h. eine Beschleunigungsregion), wird in Gl. 6.19:

$$a = \frac{1}{\sqrt{U_1}} \left(\frac{d_2}{d_1} - 1 \right); \text{ d.h. } dx_p/dT \sim \sqrt{U_1} \text{ und divergiert wenn } d_2 = d_1.$$

- Für streifende Einfallswinkel ($\theta_p \sim 90^\circ$) ist $\text{tg}(\theta_p)$ sehr groß und $dx_p/dT \approx v_p$.

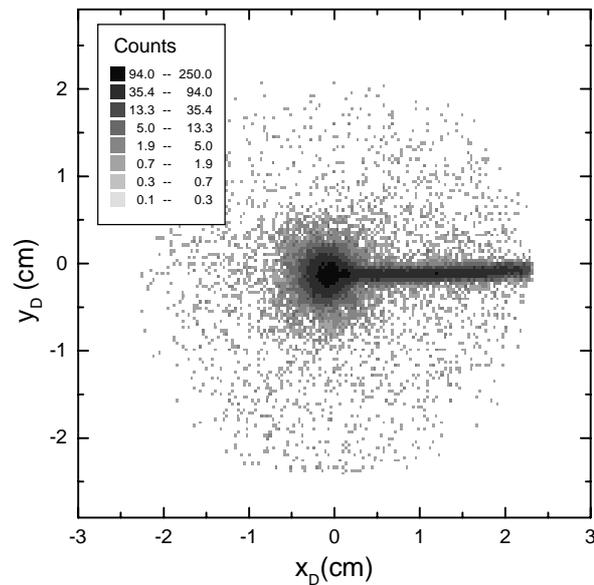


Abb. 6.10: XY-Ortsverteilung des Detektors. Die Linie in der X-Richtung stellt die Projektion der Projektilstrahltrajektorie auf den Detektor dar. Der Projektilstrahl läuft von rechts nach links, trifft auf die Elektrode 1 ($x = y = 0$) und produziert dort Sekundärionen, die die zentrale Verteilung bilden.

Ergebnisse:

Die Eigenschaften des Spektrometers und der Gaseinlaß sind ausführlich in Kap. 3.4, 3.7 und 6.1.1 beschrieben. Die Spektrometerparameter sind hier $U_1 = 2.970$ kV; $U_2 = 0.040$ kV; $d_1 = 8.41$ cm; $d'_1 = 0.01$ cm; $d_2 = 0.7$ cm. Das Projektil ist wiederum $H^0(150$ keV, $\theta_p = 37^\circ$ und 77°). Die Gastemperatur $T = 300$ K (Zimmertemperatur) entspricht einer mittleren atomaren kinetischen Energie von $E_0 \sim 38$ meV. Abb. 6.10 zeigt den XY-Graph, integriert über alle Flugzeiten. Zu erkennen ist eine Linie in der x-Richtung, die die Projektion der Strahltrajektorie innerhalb des Spektrometers repräsentiert. Ursache der Linienbreite ist die thermische Bewegung der Gasmoleküle und der endliche Strahldurchmesser (ca. 10^{-2} cm).

Abb. 6.11.a zeigt den XT-Graph der Ionen, die in der Kollision mit dem Projektil erzeugt werden. Deutlich zu erkennen sind sowohl die schrägen Linien in der $x(T)$ -Funktion jeder einzelnen Gassorte als auch die vertikalen Linien, die durch von der Elektrode 1 emittierte Sekundärionen erzeugt werden. Die Projektion der gesamten Daten auf die T-Achse erzeugt das herkömmliche Flugzeitspektrum in Abb. 6.11b. In Abb. 6.12 sind die experimentellen Daten (schwarze Kreise) für das He-Target bei dem Projektilwinkel $\theta_p = 77^\circ$ dargestellt. Deutlich sichtbar ist der Effekt der Kollision in zwei unterschiedlichen Subregionen: nahe der T-Achse ist das elektrische Feld $d'_1 / d_1 \approx 1$ % kleiner als in der äußeren Subregion. Dieser Unterschied verursacht einen sichtbaren Anstieg der Flugzeit der He^+ -Ionen. Die durchgezogene Linie ist die Berechnung mit den Gl.en 6.9-15.

Diskussion und Schlußfolgerung:

Die Genauigkeit der Messung bzgl. Zeit (sub-nanosecond) und Ort (sub-millimeter) stellt ein empfindliches Werkzeug für die Dynamik der Ionen nach der Kollision dar. Für nicht zu komplexe elektrische Felder ist die Rekonstruktion der Gasionentrajektorie aus der

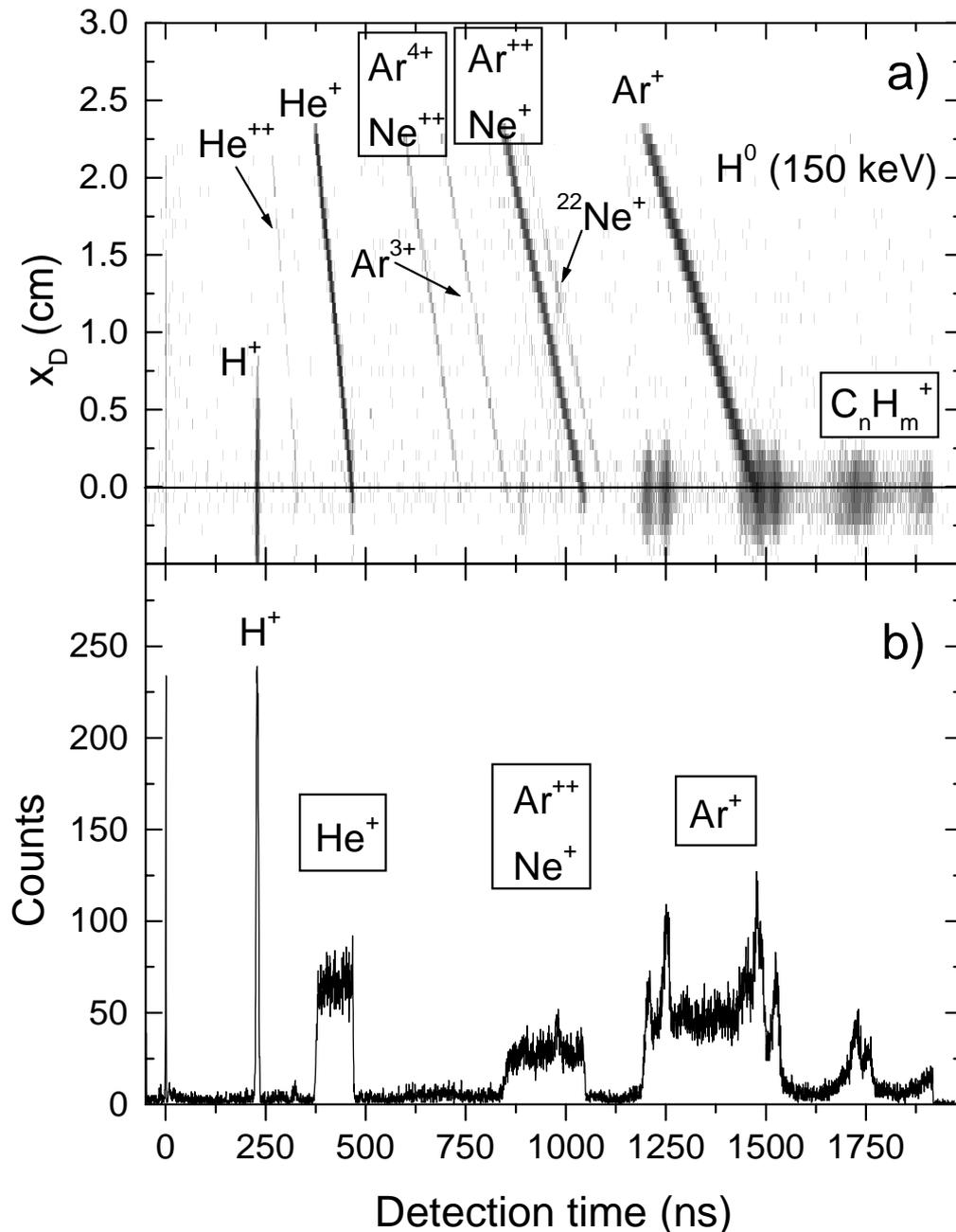


Abb. 6.11: (a) Gemessenes $x(T)$ -Spektrum eines He-, Ne- und Ar-Gases unter H^0 -Beschuss (150 keV, $\theta_p = 37^\circ$). Ereignisse von der Projektil-Gas-Kollision generieren die schrägen Linien für $x > 0$. Die Punkte nahe der T-Achse ($x = 0$) werden durch von der Elektrode 1 emittierte Sekundärionen generiert. (b) TOF-Spektrum, d.h. die Projektion der $x(T)$ -Daten auf die T-Achse: Die schmalen Linien sind von der Elektrode 1 emittierte Sekundärionen, während die Gasionen die breiten Verteilungen generieren.

Ionenflugzeit T , dem Strahlverlauf $z_p = z_p(x_p, y_p)$ und der finalen Position des Ions (x_D, y_D) möglich. Aus der Gleichung der Strahltrajektorie und dem gemessenen Datensatz (x_D, y_D, T) können sowohl die Ionenkoordinaten als auch die Anfangsgeschwindigkeiten v_0 bestimmt werden. Indirekt läßt sich so die elektrische Feldverteilung am Entstehungsort ermitteln. Mögliche Mehrdeutigkeiten in den Beschleunigungsfeldern können durch die Variation der

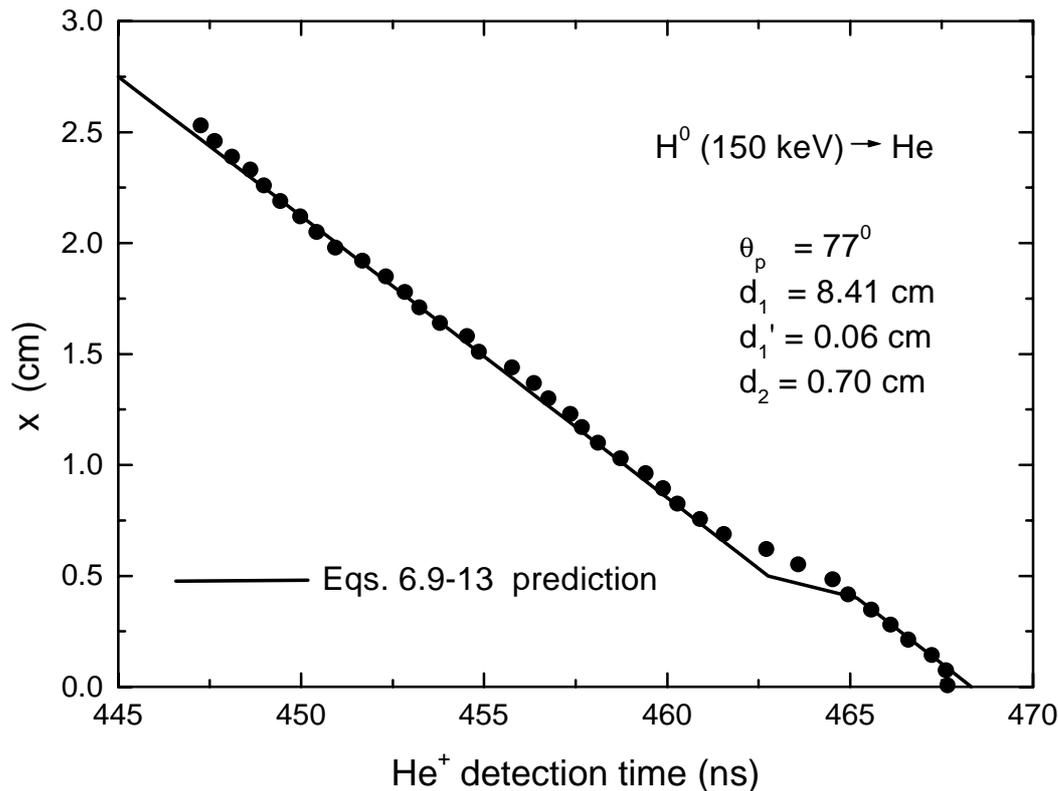


Abb. 6.12: Die Punkte sind das gemessene $x(T)$ -Spektrum für den schrägen Projektileinfall auf Elektrode 1, wobei die $x(T)$ -Steigung sehr steil ist. Bemerkenswert ist die Empfindlichkeit für die Inhomogenität des elektrischen Feldes um $x = R = 0.5$ cm. Die Linie stellt die mit den Gl.en 6.9-15 berechneten Werte dar, die in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten stehen.

Projektiltrajektorie gelöst werden. Eine effiziente Methode zur Überprüfung des Modells ist die Konstruktion der reduzierten Flugzeit aus den experimentellen Daten (siehe dazu Gl. 6.15). Die im $x(T_{\text{red}})$ -Format gemessenen Ergebnisse sind in Abb. 6.13 für He-, Ne- und Ar-Daten dargestellt. Die einzelnen Ionensorten resultieren in einer einzigen Kurve und demonstrieren, daß alle Ionen in dem gleichen elektrischen Feld geführt werden. Kleine Abweichungen sind für sehr große und sehr kleine x -Werte erkennbar, die ihren Ursprung in Feldinhomogenitäten nahe des flachen Rings der Elektrode 1 bzw. am Rand des Detektors haben. Die beiden Linien stellen die Berechnungen mit Hilfe von Gl. 6.9 unter Verwendung der Spektrometerparameter dar. Eine Linie korrespondiert zu $\theta = 0$ (Ionenemission zum Detektor hin), die andere zu $\theta = 180^\circ$ (vom Detektor weg). Prinzipiell ist diese Methode auch zur Vermessung von magnetischen Feldern geeignet.

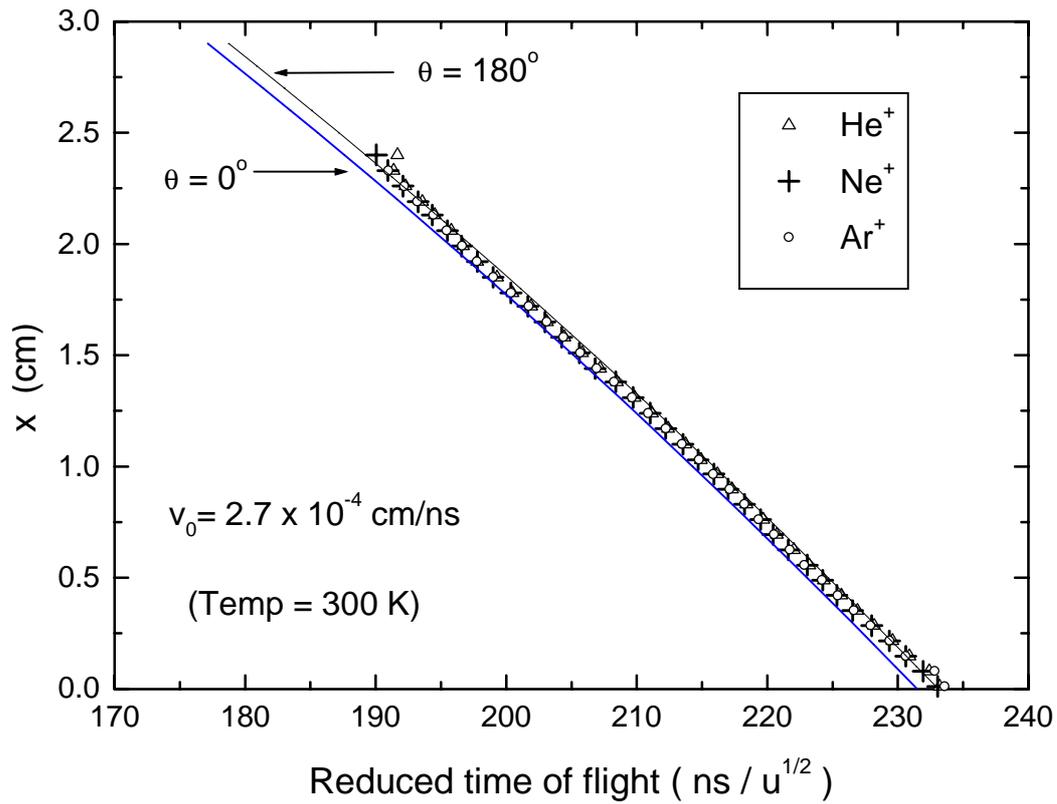


Abb. 6.13: Darstellung der gemessenen und berechneten $x(T_{red})$ -Werte. Die x -Koordinate ist aufgetragen in Abhängigkeit von der reduzierten Flugzeit. Bemerkenswert ist hier, daß alle $x(T)$ -Daten auf eine universelle Kurve reduziert sind.

6.1.3 Visualisierung der Projektilstreuung im Target

In den voran gestellten Anwendungen ist die Spur des Projektils im Spektrometer jeweils vor der eigentlichen Kollision des Projektils mit dem Festkörpertarget nachgezeichnet worden. Durch eine einfache Drehung des Spektrometers um 180° kann selbstverständlich auch die Spur des Projektils nach dem Passieren des Festkörpers visualisiert werden. Durch Vielfachstreuung und Energieverlustprozesse mit den Elektronen und Atomen des Festkörpers erfährt ein paralleler monoenergetischer Projektilstrahl eine Ablenkung aus seiner ursprünglichen Richtung und eine Verbreiterung seiner Energieverteilung. Zwischen den einzelnen Streuungen kann dabei nicht unterschieden werden, sondern nur das „gemittelte“ Verhalten nachgezeichnet werden.

Mögliche Parameter zum Studium der Projektilstreuung sind z.B. die Variation der Projektilgeschwindigkeit v_p , der Projektilkernladungszahl Z_p , des Targetmaterials (Kernladungszahl Z_T) und der Targetdicke d . Letztes kann zum einen direkt durch unterschiedlich dicke Targets erreicht werden oder durch eine einfache Veränderung des Projektil-Target-Winkel θ_p , da eine Vergrößerung von θ_p automatisch zu einer Vergrößerung der effektiven Targetdicke mit $d_{\text{eff}} = d/\cos\theta_p$ führt.

Zum Beleg der Methode soll die Abhängigkeit von der Projektilenergie E_p am Beispiel des folgenden Stoßsystems demonstriert werden: ${}^4\text{He}^0$ (1.8, 1.0, 0.25 MeV) \rightarrow Al (1500 Å) mit $\theta_p = 45^\circ$ und der resultierenden effektiven Targetdicke von 2121 Å. Dabei soll mit einer einfachen illustrativen Auswertung die Funktionsweise dieser Methode bestätigt werden.

In der Abb. 6.14 sind die Ortsverteilungen des ionisierten Restgases aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Verbreiterung des Strahls mit sinkender Projektilgeschwindigkeit v_p . Zur Charakterisierung der Breite der Winkelverteilungen wird die Verteilung in dem Bereich $x_S = 18.59 \pm 0.85$ mm auf die Y-Achse projiziert. Dies ist vergleichbar mit der Positionierung eines ortsempfindlichen Detektors in dem Strahl. Die somit erhaltene Verteilung s_g (gemessene Breite) wird mit Hilfe einer Gaussfunktion bestimmt und die Halbwertsbreite als

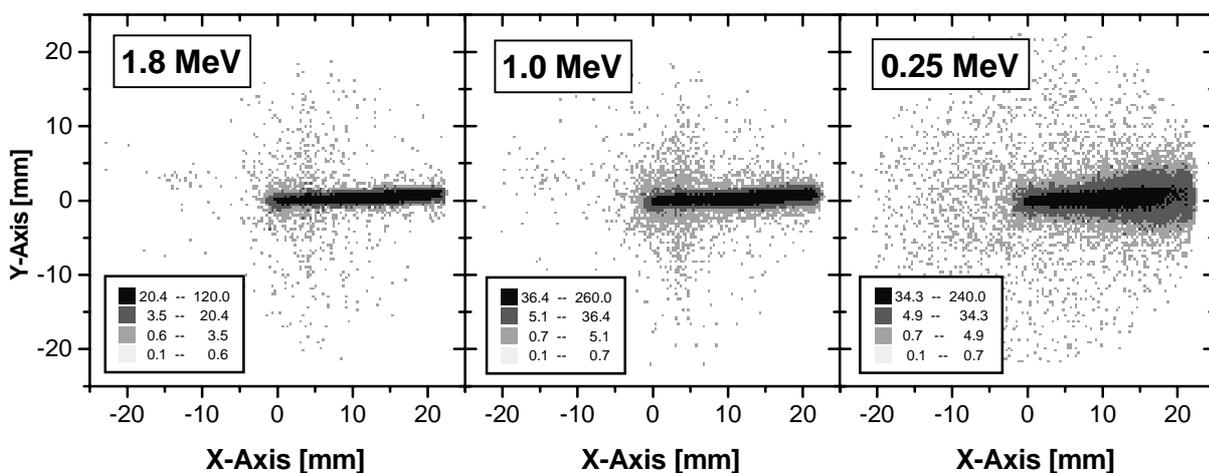


Abb. 6.14: XY-Ortsverteilungen des Detektors für verschiedene Projektilenergien. Die Linie in der X-Richtung stellt die Projektion der Projektilstrahltrajektorie auf den Detektor nach dem Durchgang durch das Target ($x = y = 0$) dar und läuft zu positiven x hin. Die Aufweitung des Projektilstrahls ist mit sinkender Projektilenergie stärker ausgeprägt.

nur integral eine Aussage über die Winkelstreuung gemacht werden kann. Dies ist ein entscheidender Nachteil dieser Methode beispielsweise gegenüber der Verwendung eines ortsempfindlichen Detektors (Delay-Line-Detektor oder Oberflächensperrschichtzähler) zum direkten Nachweis des Projektils. Zudem können noch über die absolute Flugzeit von dem Target zum Auftreffort auf dem Detektor die kinetische Energie des Teilchens und somit durch die Differenz zu der ursprünglichen kinetischen Energie neben dem Streuwinkel noch der Energieverlust im Festkörper bestimmt werden. Ein ortsempfindlicher OFSZ liefert sogar direkt die notwendige Energieinformation. Jedoch beschränkt der direkte Nachweis des Projektils die maximale Projektilzählrate mit ca. 10^4 Hz für den OFSZ und 10^6 Hz für den Delay-Line-Detektor. Daher können doch eventuell Anwendungen existieren, die auf eine deutlich höhere Projektilzählrate angewiesen sind, da bei Kenntnis der Streuparameter über diese simple Konfiguration die Dicke des Festkörpertargets auf einfache Weise bestimmt werden kann. Eventuell ergeben sich einige Anwendungen in der Verwendung dieser Methode zum Erstellen eines Strahlprofils nach dem Durchgang durch ein Target, z.B. in Channeling-Experimenten (z.B. [CHU78][DITR00]).

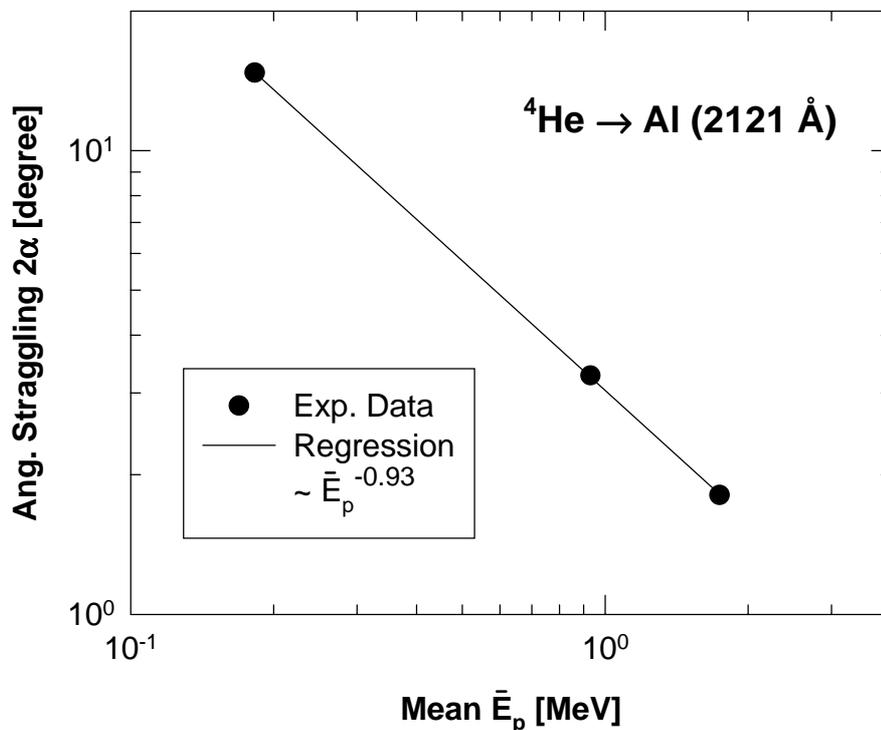


Abb. 6.16: Doppeltlogarithmische Darstellung der Winkelstreuung in Abhängigkeit von der mittleren Projektilenergie \bar{E}_p .

6.2 ... der XY-TOF-Technik in der Materialanalyse

In der Materialforschung existieren eine Vielzahl von Methoden zur elementaufgelösten, qualitativen und quantitativen Tiefenprofil- und Oberflächenanalyse von Festkörpern. Die resonanten Kernreaktionen (Nuclear Reaction Analysis NRA (z.B. [AMSE71]) sind durch Bestimmung von Energie und Ausbeute einer nuklearen Reaktion auf das Vermessen bestimmter Elemente beschränkt und können im allgemeinen nur ein Element simultan erfassen. Demgegenüber bieten „kinematische Experimente“ die Möglichkeit, in einem Experiment mehrere, eventuell sogar alle, Elemente simultan zu erfassen. Von zentralem Interesse sind hier die kinematischen Experimente der TOF-SIMS (Time of Flight Secondary Ion Mass Spectrometry), TOF-RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) und TOF-ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis). Die in Kap. 5 vorgestellten experimentellen Ergebnisse geben den Hinweis, daß die Verwendung bzw. Ergänzung der XY-TOF-Technik in den jeweiligen üblichen Meßaufbauten eine Steigerung ihrer Leistungsfähigkeit bewirken kann. Dies wird in den folgenden drei Unterkapiteln qualitativ illustriert.

6.2.1 Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS)

Neben vielen anderen Verfahren ist die Flugzeitmeßmethode (TOF-SIMS) ein Standardverfahren in der Sekundärionenmassenspektrometrie zur Bestimmung der Zusammensetzung eines Festkörpers bzw. dessen Oberfläche (z.B. [BENN70] [DÜST99]). Unter HV-Bedingungen ist die Oberfläche eines Festkörpers immer mit Adsorbaten bedeckt. Dabei handelt es sich in der Hauptsache neben H_2 und H_2O vor allen Dingen um Kohlenwasserstoffgruppen (CH_x^+ , $C_2H_y^+$, ...; siehe dazu Kap. 3.3.4), die die eigentliche Sicht auf das Target versperren. Letztere sind über viele Massen im Flugzeit- bzw. Massenspektrum präsent und erschweren den Nachweis von Targetmaterialien mit einer ähnlichen oder nahezu identischen Massenzahl.

Aluminium z.B. besitzt eine Massenzahl von 27 u (exakt: 26.982 u). Das gängige Adsorbat $C_2H_3^+$ hat eine nahezu identische Gesamtmasse von 27.044 u und erschwert somit den direkten Nachweis des Aluminiums. Beide Teilchensorten sind nur mit hochauflösenden Massenspektrometern voneinander zu unterscheiden (z.B. [PAPA96]). Eine Oberflächenbelegung mit Adsorbaten ist nur unter UHV-Bedingungen vermeidbar, der experimentelle Aufwand muß deutlich erhöht werden.

Da die Entstehung der Sekundärionen ein außerordentlich komplexer Prozeß ist, kann ihre Energieverteilung nicht nur ein gutes Hilfsmittel bei der Interpretation der Ionisierungsprozesse sondern auch der Massenspektren sein. Mit ihrer Hilfe ist es z.B. möglich, die Signale von Ionensorten mit identischen Massen voneinander zu trennen, da die Ionisierungsmechanismen und die damit verbundenen Energieverteilungen der Ionen wesentlich durch die elektronische Struktur der jeweiligen Ionensorte determiniert sind [DÜST99].

Eine Verbesserung der reinen Flugzeitmeßmethode ergibt sich durch eine Flugzeitmessung in Kombination mit einem 2-dimensionalen ortsempfindlichen Detektor und die Kenntnis der

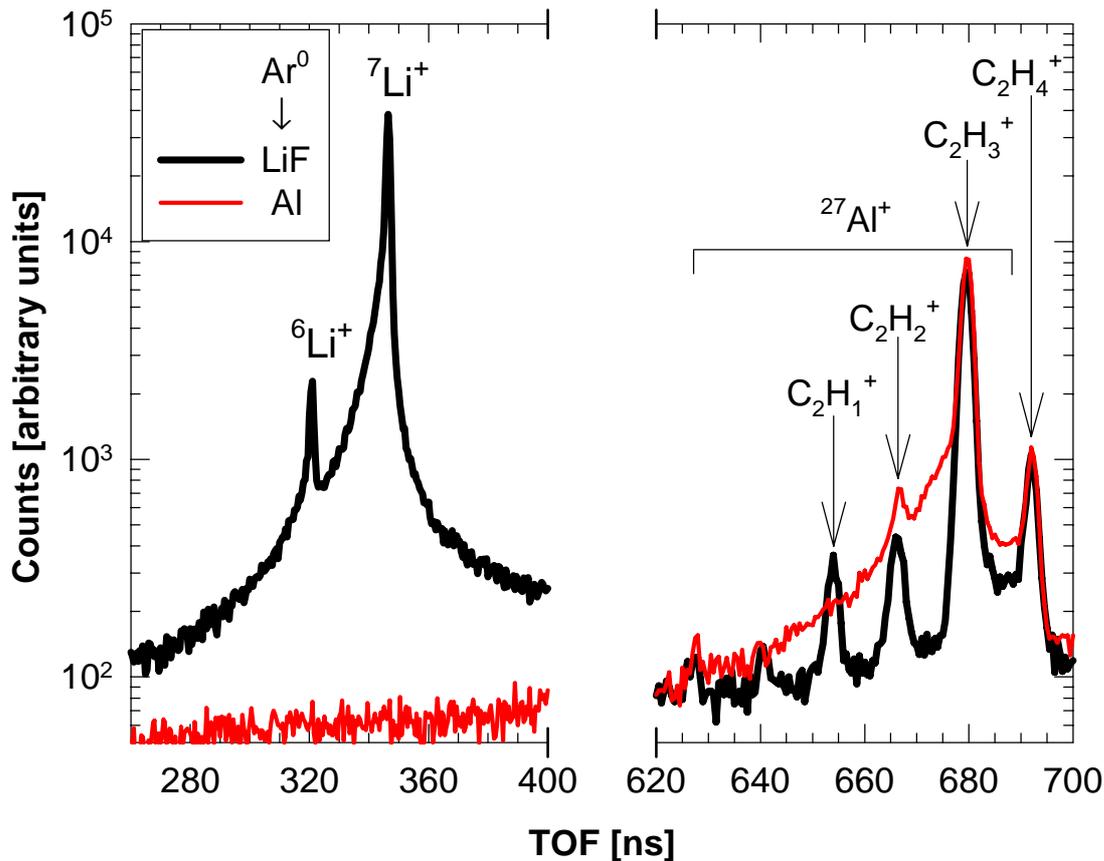


Abb. 6.17: Ausschnitt eines Flugzeitspektrums der Sekundärionenemission von einem LiF- und einem Al-Target unter dem Beschuss mit Ar^0 (1 MeV, $\theta_p = 37^\circ$).

grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen, in diesem Fall die Kenntnis der Emissionscharakteristik des Targetmaterials. Im Bereich der Bohrschen Geschwindigkeit v_B ist eine Verringerung der Projektilgeschwindigkeit v_p immer mit einer Zunahme des nuklearen Energieverlusts des Projektils im Festkörper verbunden (siehe dazu Abb. 2.2 und Kap. 2.4.1). Wie aus Kap. 5.1 ersichtlich, ist dies gleichbedeutend mit einem hohen Impulsübertrag des Projektils auf die emittierten Festkörperatome. Die Targetionen werden sowohl mit hohen radialen als auch axialen Impulsen von dem Festkörper emittiert (siehe dazu auch Abb. 4.14). Das unterscheidet sie im wesentlichen von potentiellen Adsorbaten, wie z.B. den „großen“ Kohlenwasserstoffionen ($m \geq 27u$), die durch den elektronischen Anteil des gesamten Energieverlusts von der Festkörperoberfläche emittiert werden (z.B. [WIEN89] [FERR95] [NEUG01]) und somit eine im Vergleich zum eigentlichen Targetmaterial geringere Impulsverteilung besitzen.

Dies deutet sich in der breiten Flugzeitverteilung der Masse 27 für das Aluminiumtarget an (siehe Abb. 6.17). Jedoch fällt es in dieser Darstellung schwer, den Beitrag vom Aluminium korrekt zu erfassen. Eine Verbesserung der reinen Flugzeitmeßmethode ergibt sich durch die Vermessung der Flugzeit in Kombination mit einem 2-dimensionalen ortsempfindlichen Detektor und der damit verbundenen Bestimmung der radialen Impulsbestandteile. Präsentiert werden die Daten der Stoßsysteme: $\text{Ar}^0(1\text{MeV}) \rightarrow \text{LiF/Al}$. Da in diesem

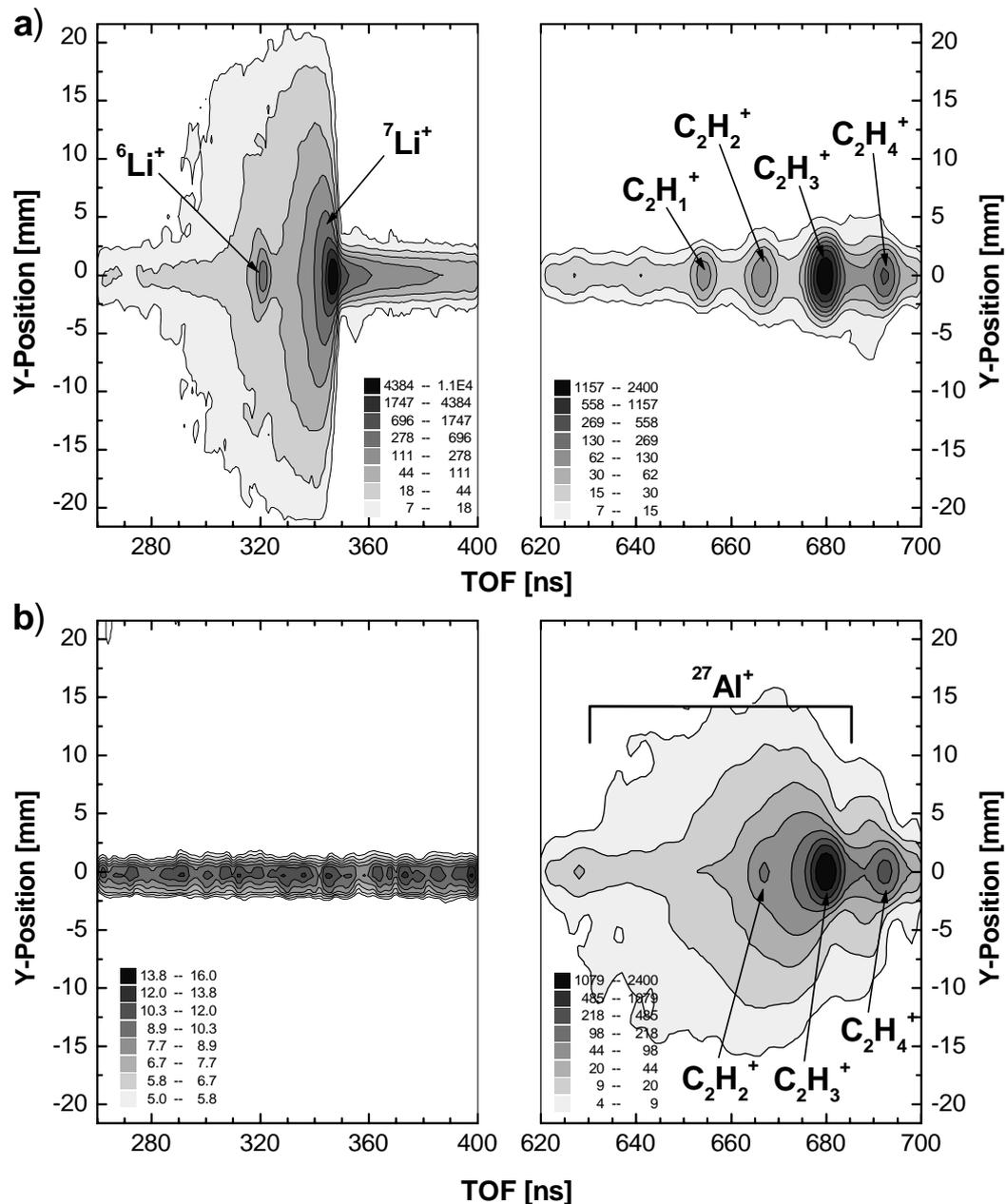


Abb. 6.18: Die gleichen Daten wie in Abb. 6.17 in der $y(T)$ -Darstellung (a) für das LiF-Target, (b) für das Al-Target.

Zusammenhang die Energieverteilungen nicht von zentralem Interesse sind, geben die Abb.en 6.18a und b die Rohdaten, d.h. die gemessenen Flugzeiten und radialen Y-Positionen wieder (bzgl. der Energieverteilungen sei auf Kap. 5 hingewiesen). Das Targetmaterial Li^+ zeigt eine breite Orts- und Flugzeitverteilung, während die Verteilungen der Kohlenwasserstoffgruppen auf kleine y -Werte beschränkt und die einzelnen Massen deutlich getrennt sind. Im Unterschied dazu besitzt beim Al-Target die Masse 27 eine dem Li^+ (beim LiF-Target) ähnliche „breite“ Emissionscharakteristik und erstreckt sich als „Untergrund“ in der Flugzeit und dem Ort über mehrere Massen. Dies ist ein direkter Hinweis auf Aluminium als Targetmaterial. Ein ausgemessenes jedoch hier nicht vorgestelltes Goldtarget zeigt die gleiche

Charakteristik einer breiten Verteilung bei der Au-Masse 197. Die qualitative Erfassung des Targetmaterials ist somit gewährleistet. Die quantitative Erfassung ist jedoch nur möglich bei Kenntnis des Beitrages vom $C_2H_3^+$ -Ion durch Vergleichsmessung mit einem anderen Targetmaterial und der Annahme einer ähnlichen Oberflächenbesetzung. Somit bietet die Kombination der Flugzeit-Technik mit 2-dimensionalen ortempfindlichen Detektoren eine vielversprechende Ergänzung auf dem Gebiet der SIMS.

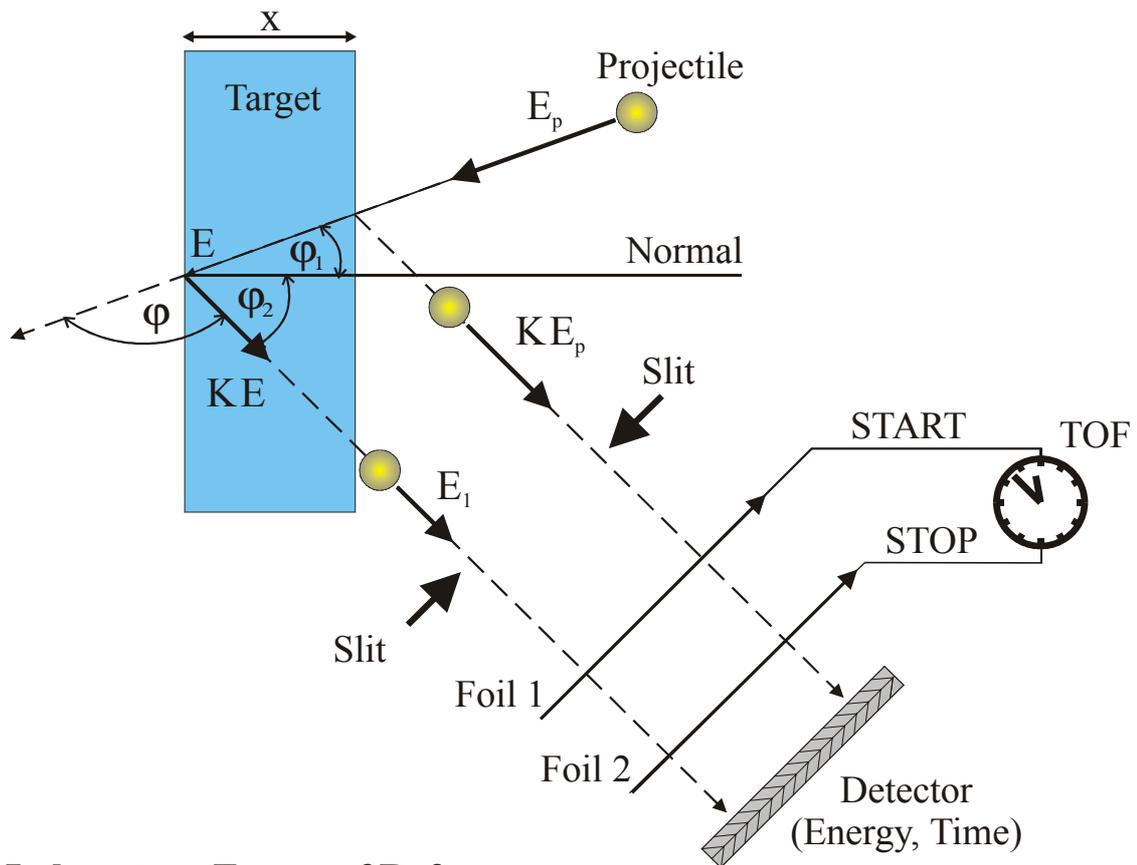
6.2.2 Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS)

Das elementaufgelöste Tiefenprofil eines Materials wird in der RBS durch die elastische Streuung eines Teilchens an einem Targetatom vermessen (z.B. in [LINK00]). In Abb. 6.19 sind das Meßprinzip [CHU78] und eine vereinfachte typische (TOF-)RBS-Anordnung (z.B. in [GARS94]) schematisch dargestellt: Der Projektilstrahl tritt unter dem Winkel φ_1 ($= \theta_p$) mit der Energie E_p in den Festkörper ein und kann zum einen direkt an den Oberflächenatomen mit der Energie KE_p (K = kinematischer Faktor [CHU78], siehe Kap. 2.4.1) in den Winkel φ_2 , definiert durch die Position des Detektors, gestreut werden. Die Größe des abgebildeten Winkelintervalls wird über die Begrenzung mit den Schlitzen bestimmt. Ein in der Tiefe x nach φ_2 gestreutes Projektil besitzt die Energie KE und verläßt den Festkörper mit einer resultierenden Energie E_1 .

Die Messung der Energie erfolgt in der traditionellen RBS über die Energiedeposition in einem Oberflächensperrschichtdetektor, in der TOF-RBS über die Flugzeit (TOF) der Teilchen zwischen zwei in einem bekannten Abstand platzierten Folien (über Sekundärelektronen) und/oder über die Energiemessung des Detektors. TOF-RBS zeichnet sich bei niedrigen Projektilenergien ($\leq 100\text{keV/u}$) durch eine erhöhte Oberflächensensitivität und Tiefenauflösung aus [WOLL95]. Das Resultat ist ein Energiespektrum, aus dem die Tiefe des Streuortes bzgl. der Targetoberfläche und der Stoßpartner bestimmt wird.

An dem gemessenen Stoßsystem Ar^0 (1MeV, $\theta_p = 37^\circ$) \rightarrow Au (1000Å) soll in vereinfachter Form das Prinzip demonstriert werden. Dabei soll es sich nicht um eine detaillierte Beschreibung handeln, da durch die hier spezielle experimentelle Konfiguration das gezeigte Stoßsystem nicht als repräsentativ für TOF-RBS angesehen werden kann.

Das Referenzsignal zur absoluten Messung der Flugzeit und zum Aktivieren der Datenauslese (in Koinzidenz mit dem Stoppsignal (siehe Kap. 3.8)) erfolgt über die von der Projektilaustrittseite emittierten Sekundärelektronen, welches ein zurückgestreutes Ar-Projektil im allgemeinen nicht erzeugen kann. Hier kann somit nur in speziellen Situationen eine Koinzidenz für TOF-RBS vorliegen. Das Projektil kollidiert in einem ersten Stoß mit einem leichten Atom (z.B. H) und „schießt“ es durch den Festkörper, welches dann über die Sekundärelektronen das Startsignal erzeugt und wird selber in einem zweiten Stoß mit einem Goldatom zurückgestreut. Oder das Projektil wird an einem der Projektilaustrittsseite oberflächennahen Au-Atom gestreut und die in diesem Bereich simultan erzeugten Sekundärelektronen besitzen eine ausreichende kinetische Energie, um die Oberfläche zu erreichen und das Startsignal zu generieren. Zusätzlich handelt es sich um ein reines Au-Target. Daher ist es nicht sinnvoll an diesem Beispiel ein detailliertes Tiefenprofil zu



Laboratory Frame of Reference

Abb. 6.19: Schematische Darstellung des Aufbaus und Meßprinzips eines TOF-RBS-Spektrometers.

erzeugen, jedoch die prinzipielle Idee zu verdeutlichen. In Abb. 6.20 ist ein Ausschnitt des Flugzeitspektrums für ein Al- und das Au-Target dargestellt. Nach Normierung der beiden Spektren auf eine vergleichbare H^+ - und H_2^+ -Intensität läßt sich durch eine einfache Subtraktion der beiden Spektren der Anteil der zurückgestreuten Projektile separieren (eingefügt in Abb. 6.20). Der Energie KE_p entspricht das linke und der Energie E_1 das rechte Ende vom TOF-Spektrum. Durch die Einführung von $\Delta E = KE_p - E_1$ ergibt sich [CHU78]:

$$\Delta E = [S]x \quad (6.21)$$

mit dem Energieverlustfaktor

$$[S] \equiv \left[\frac{K}{\cos \varphi_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{in} + \frac{1}{\cos \varphi_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{out} \right] \quad (6.22)$$

in/out bezeichnet den konstanten Wert des Energieverlustes dE/dx entlang des hinein- bzw. hinausführenden Pfads.

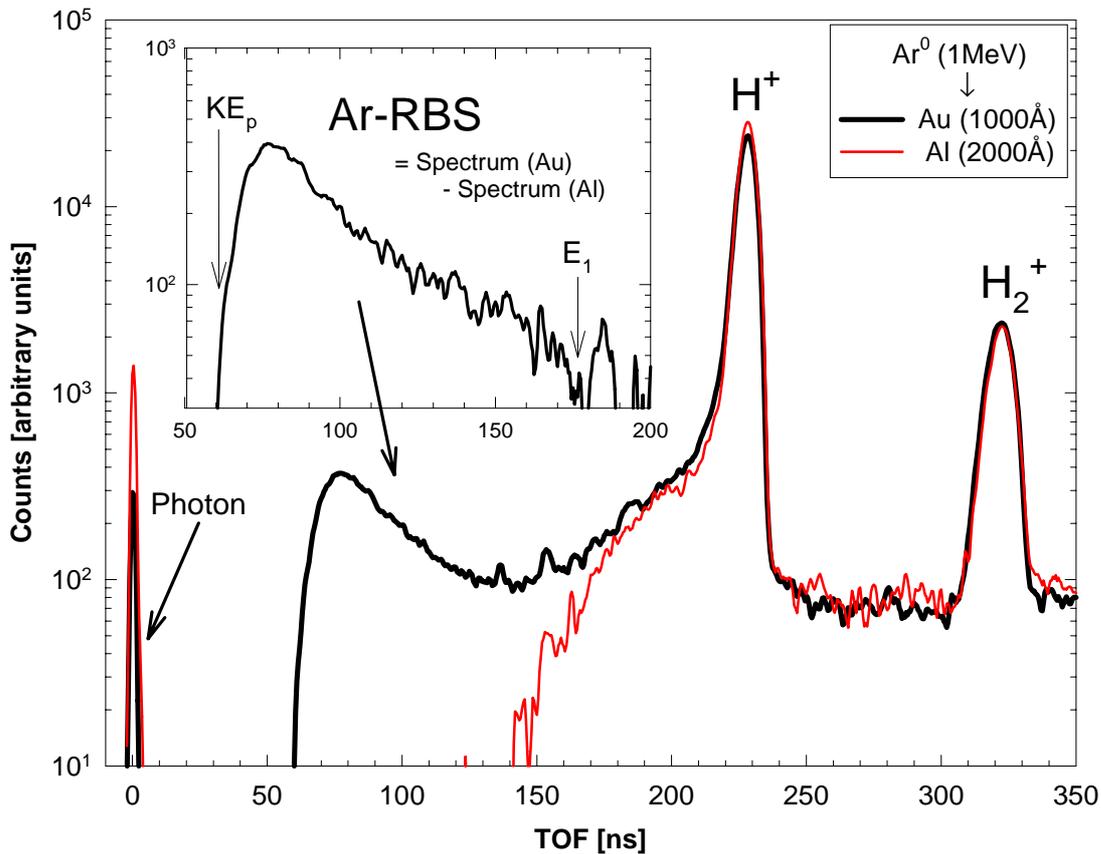


Abb. 6.20: Ausschnitt eines Flugzeitspektrums der TOF-RBS und der Sekundärionenemission von einem Au- und einem Al-Target beim Beschuss mit Ar^0 (1 MeV, $\theta_p = 37^\circ$). Eingefügt ist das durch Subtraktion der beiden Spektren resultierende reine TOF-RBS-Spektrum.

Die Einführung einer groben Abschätzung der mittleren Energie mit

$$\bar{E}_{in} \cong E_p - \frac{1}{4} \Delta E \quad \text{und} \quad \bar{E}_{out} \cong E_1 + \frac{1}{4} \Delta E \quad (6.23)$$

erlaubt die Bestimmung des mittleren Energieverlustfaktors aus den experimentellen Daten durch:

$$[\bar{S}] \equiv \left[\frac{K}{\cos \varphi_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{\bar{E}_{in}} + \frac{1}{\cos \varphi_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{\bar{E}_{out}} \right] \quad (6.24)$$

Daher kann bei Kenntnis von $[\bar{S}]$ über Gl. 6.21 direkt die Targetdicke ermittelt werden. Durch die reine Verwendung der Flugzeit ohne Berücksichtigung der Ortsinformation wird die Situation mit einem, wie in der herkömmlichen TOF-RBS üblichen, nicht-ortsempfindlichen Detektor simuliert (mit $\varphi_2 = 0^\circ$ und den Spektrometerabständen: $d_1 + d_2 = 9.11$ cm unter Vernachlässigung der elektrischen Absaugfelder) und über ein breites Winkelintervall von φ_2 (ca. $\pm 13^\circ$, entspricht dem Verhältnis Target-Detektor-Abstand zum effektiven Detektorradius) integriert. Unter dieser Annahme ergibt sich aus den experimentellen Daten in Verbindung mit den aus [SRIM00] ermittelten dE/dx -Werten eine Targetdicke von $x \approx$

1600 Å gegenüber dem nominellen Wert von 1000 Å. Um eine bessere Auflösung zu erhalten, muß das Winkelintervall definiert bestimmt sein. Erreicht wird das in der traditionellen TOF-RBS durch ein Verkleinern der Schlitzabstände (siehe Abb. 6.19) und dadurch bei vorgegebener Meßzeit auf Kosten der Statistik. Wird dagegen neben der reinen Flugzeit noch die Ortsinformation mit berücksichtigt, so ergibt sich ein mit der nominellen Targetdicke, behaftet mit einer Unsicherheit von etwa ± 15 bis 20% (siehe Kap. 3.3.1), vergleichbarer Wert von $x \approx 1100$ Å. Dies ist ein Indiz für den Nutzen eines ortsempfindlichen Detektors in der TOF-RBS zugunsten einer besseren Statistik ohne gleichzeitige Verschlechterung der Auflösung in der Tiefenprofilanalyse.

6.2.3 Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA)

ERDA ist eine der RBS ähnliche Methode, bei der aus der Vermessung der Rückstoßteilchen auf die Targetzusammensetzung geschlossen werden kann [LECU79]. Auch der experimentelle Zugang in ERDA und TOF-ERDA zur Messung der Masse und der kinetischen Energie der Rückstoßteilchen ist identisch mit RBS und TOF-RBS (vergleiche Abb. 6.19 und 6.21). Der eigentliche Unterschied zwischen ERDA und RBS ist, daß in RBS das rückgestreute Projektil, jedoch in ERDA das Rückstoßteilchen nachgewiesen wird. Die kinematischen Gegebenheiten beschränken RBS daher auf den Nachweis von mittleren bis schweren Massen ($Z \geq 11$), während ERDA den Nachweis der leichteren Massen ($1 \leq Z \leq 9$) ermöglicht, die für RBS prinzipiell nicht erfaßbar sind.

Das dabei zugrundeliegende physikalische Konzept von ERDA und RBS ist jedoch identisch und basiert auf vier physikalischen Prinzipien. Durch deren Anwendung kann ein elastisches Rückstoßspektrum in ein quantitatives Konzentrationsprofil als eine Funktion der Tiefe transformiert werden [CHU78] [GREE90].

1. Der kinematische Faktor beschreibt den Energietransfer vom Projektil auf das Targetatom in einem elastischen 2-Körper-Stoß.
2. Der differentielle Wirkungsquerschnitt beschreibt die Wahrscheinlichkeit dieses Streuprozesses.
3. Die „Stopping Power“ gibt den mittleren Energieverlust des Projektils und des Targetatoms beim Durchgang durch den Festkörper und stellt dabei die Methode der Tiefenprofilerstellung bereit.
4. Die Energiestreuung beschreibt die statistische Fluktuation im Energieverlust.

Die mögliche Anwendung von TOF-ERDA bezieht sich auf die in Kap. 5.1 vorgestellten Ergebnisse. Sie sind noch einmal beispielhaft in Abb. 6.22 dargestellt. Mit TOF-ERDA ist es in speziellen experimentellen Konfigurationen heutzutage möglich, einzelne Monolagen von Atomen in Festkörpern aufzulösen [BEHR96] [DOLL98]. Bevorzugt werden im allgemeinen Winkel von $\phi_r \leq 40^\circ$, um einen großen Impulsübertrag auf das Rückstoßion zu gewährleisten (siehe Abb. 2.7). Eine Schwierigkeit ist jedoch der im Vergleich zu anderen Materialanalysen kleine Wirkungsquerschnitt [JOKI96].

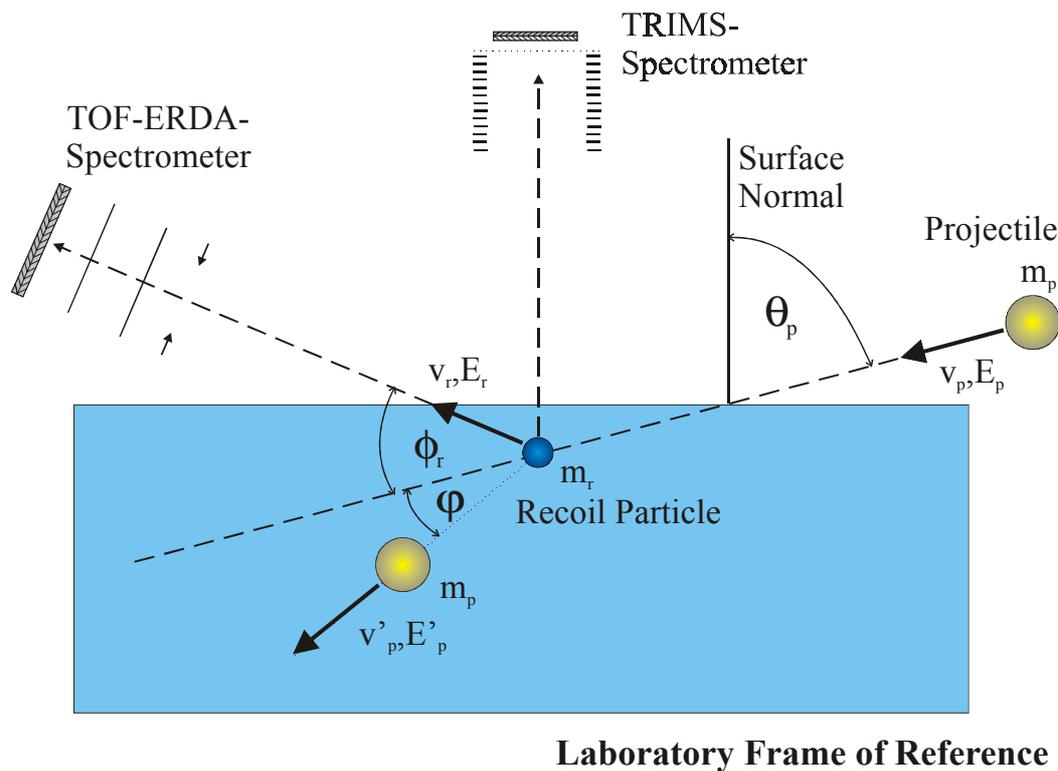


Abb. 6.21: Schematische Darstellung des Aufbaus und Meßprinzips eines TOF-ERDA-Spektrometers.

Daher wäre es günstig, die Rückstoßteilchen in der Nähe von $\phi_r = 90^\circ$ (Maximum des Rückstoßstreuquerschnitts, siehe Abb. 2.7) zum einfallenden Projektilstrahl zu detektieren. Dies ist mit dem TRIMS-Spektrometer unter 0° zur Oberflächennormalen und einem Projektil-einfallswinkel von $\theta_p = 78^\circ$ im Ansatz gewährleistet. Nachteil dieser Winkelwahl ist der relativ kleine Impulsübertrag für Rückstoßteilchen nach $\phi_r \approx 90^\circ$ (siehe Abb. 2.7) und die damit verbundene geringe mittlere Reichweite in Festkörpern (z.B. 23 \AA für ein 100eV H-Atom in Aluminium [SRIM00]). Somit können nur oberflächennahe Strukturen erfaßt werden. In einer vereinfachten Annahme können diese jedoch sehr präzise untersucht werden, da der Energieverlust dE/dx in der Größenordnung von eV/\AA [SRIM00] liegt und das Spektrometer eine Energieauflösung im sub-eV-Bereich besitzt (siehe Abb. 4.16 und 4.17).

In der hier verwendeten experimentellen Konfiguration muß das Rückstoßteilchen ionisiert sein, damit es nach dem Verlassen des Festkörpers von dem elektrischen Feld erfaßt und auf dem Detektor nachgewiesen werden kann (IRDA: Ion Recoil Detection Analysis). Erschwerend ist die Präsenz der nachzuweisenden Teilchensorte als Adsorbat auf der Oberfläche des Festkörpers, da langsame Ionen der Oberfläche nicht ohne großen Aufwand von schnelleren Ionen aus tieferen Schichten unterschieden werden können. Identisch zur Situation beim TOF-RBS kann mit einem ortsempfindlichen Detektor ein großer Raumwinkel zugunsten einer besseren Statistik ohne gleichzeitige Verschlechterung der Auflösung simultan erfaßt werden (vergleiche Kap. 6.2.2, siehe auch [ASSM96]).

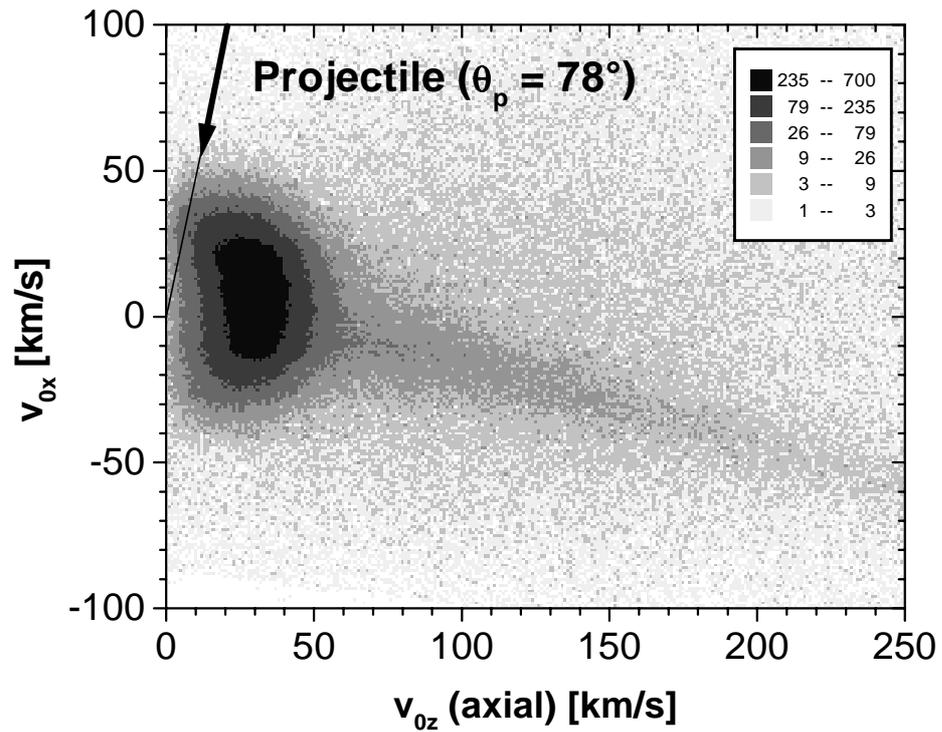


Abb. 6.22: Darstellung der v_{0x} - v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilung eines von einem LiF-Target emittierten H^+ -Sekundärions beim Beschuss mit Ar^0 (1MeV, $\theta_p = 78^\circ$) (siehe auch Abb. 5.9).

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7. Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Das Hauptinteresse in dieser Arbeit gilt dem Verständnis der dynamischen Wechselwirkungsmechanismen atomarer Projektile mit Festkörpern und deren Oberflächen. Beim Durchlaufen von Festkörpern werden die Projektile in Stoßprozessen mit den Elektronen und Atomen des Festkörpers quasikontinuierlich abgebremst. Die verlorene kinetische Energie des Projektils wird überwiegend im Festkörper deponiert und führt unter anderem zur Emission von Sekundärteilchen. Die emittierten Sekundärteilchen sind Boten dieser Wechselwirkung. Daher erlaubt deren Untersuchung Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Mechanismen. Vor allem die Vermessung der Dynamik der emittierten Sekundärionen, d.h. die Untersuchung geschwindigkeits- bzw. energie- und winkeldifferentieller Verteilungen, verspricht gegenüber der reinen Vermessung von Ausbeuten einen weit detaillierteren Blick in die Wechselwirkung von Projektilen mit Oberflächen.

Zur Untersuchung der Dynamik von Sekundärionen, die in Ion-Festkörper-Stößen emittiert werden, wurde daher ein neuartiges Spektrometer entwickelt, dessen Prinzip auf dem in Gastargetexperimenten erfolgreich eingesetzten Frankfurter Meßsystem COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) basiert (z.B. [WEBE00b]). Der Kreuzungspunkt von Projektilstrahl und Target befindet sich in einem wohl definierten, parallel zur Oberflächennormalen verlaufenden homogenen elektrostatischen Feld. Die in dem Stoß von Projektil und Target entstehenden geladenen Teilchen werden in diesem Feld auf einen 2-dimensionalen ortsempfindlichen „Multi-Hit-Detektor“ [ROEN02] gelenkt und nachgewiesen. Durch die gemessenen Positionen (XY) und absoluten Flugzeiten (TOF) können alle Komponenten der 3-dimensionalen Anfangsgeschwindigkeit der einzelnen Massen und damit die vollständige Energie- und Winkelverteilung rekonstruiert werden. Dieses System wurde weiterentwickelt und erstmalig in Frankfurt in einem Festkörperexperiment auf die energie- und winkeldifferentielle Spektrometrie von Sekundärionen ((COL)TRIMS-Technik) angewendet [JALO02a]. Ein zusätzliches Merkmal gegenüber herkömmlichen Spektrometern (z.B. [CAST98]) ist die Möglichkeit einer einfachen Variation des Einfallswinkels zwischen Projektil und Target. Es kann durch seine universelle Konstruktion sowohl zur energie- und winkeldifferentiellen Analyse als auch als traditionelles Massenspektrometer betrieben werden.

Eine korrekte Transformation der gemessenen Daten in eine 3-dimensionale Anfangsgeschwindigkeitsverteilung bzw. Energie- und Winkelverteilung (äquivalent der 3-dimensionalen Impulsverteilung) bedingt eine möglichst exakte Eichung des Spektrometers mit bekannten Spektrometerparametern. Dazu wurde der in diesem Zusammenhang neuartige Strahlprofilmonitor entwickelt und eingesetzt. Zur Erzeugung eines nicht lokalisierten Gastargets wird das Grundvakuum ($\approx 5.0 \cdot 10^{-7}$ mbar) in der Kammer gezielt durch den Einlaß

eines Edelgasgemischs (70%He/15%Ne/15%Ar) um bis zu zwei Größenordnungen verschlechtert. Durch die Wechselwirkung des Projektils mit dem Restgas (Ionisation) erzeugt es auf seinem Weg durch das Spektrometer vor der Kollision mit dem Festkörper eine Spur aus Ionen, die durch das anliegende elektrische Feld ebenfalls auf den Detektor gelenkt werden und dadurch die Spur des Projektils im Spektrometers nachzeichnen [UNVE92]. Das Prinzip ist ähnlich dem der Blaskammer oder der Nebelkammer. Die Gasionen befinden sich verglichen mit den von dem Festkörper emittierten Sekundärionen nahezu in Ruhe. Daher kann über die Analyse der Projektilspur erstmalig auf die zur Eichung notwendigen aber im Experiment nicht direkt zugänglichen Parameter geschlossen werden. Vor allen Dingen die präzise experimentelle Bestimmung der Flugzeiten (T_0), für die Transformation ein äußerst kritischer Parameter, und der Orte (x_0/y_0) für Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_{0z} = v_{0x} = v_{0y} = 0$ ist eine entscheidende Verbesserung und bietet auch für vergleichbare Experimente ein interessantes Werkzeug zur Eichung (z.B. [CAST98] [MOST00a]).

Die systematische Auswahl der Projektil- und Targeteigenschaften erlaubt ein gezieltes Studium der dynamischen Wechselwirkung zwischen schnellen Atomen und Festkörperoberflächen. Ein Teil der Stoßsysteme ist dabei so gewählt, um auf ähnliche Daten zum Vergleich zurückgreifen zu können, da die (COL)TRIMS-Technik erstmalig auf diesem Gebiet in Frankfurt zum Einsatz kam. Die Anwendbarkeit dieser Methode wurde dabei für innovative Experimente erfolgreich nachgewiesen. Es wurden zudem durch die einfache Variation des Einfallswinkels θ_p zwischen Projektil und Target schon hier neue Phänomene aufgezeigt.

Innerhalb der nutzbaren Beschleunigungsspannungen wurden sowohl die Einschubenergien von neutralen He⁰, N⁰- und Ar⁰-Projektilen (0.2MeV bis 2.2MeV) als auch die Einfallswinkel θ_p zwischen Projektil und Target (37° bis 78° relativ zur Oberflächennormalen) systematisch variiert. Lithiumfluorid (LiF), Aluminium (Al), Gold (Au) und Kohlenstoff (C) finden als Targets Verwendung. Unter HV-Bedingungen sind die Festkörperoberflächen mit einer quasistabilen Kontaminationsschicht bedeckt, die sich im wesentlichen aus den Adsorbaten H₂, H₂O und Kohlenwasserstoffen (C_xH_y) zusammensetzt und dem Restgas entstammt [NEUG01]. Das Studium der Emissionsdynamik erfolgt fast ausschließlich an den emittierten positiv geladenen Sekundärionen. Zentraler Ansatzpunkt der Untersuchungen ist im wesentlichen das leichte H⁺-Sekundärion, welches unabhängig von dem Targetmaterial immer mit einem großen Anteil am gesamten Massenspektrum präsent ist.

Die gemessenen H⁺-Geschwindigkeitsverteilungen besitzen ein Maximum etwa bei $v_0 \approx 25$ -35 km/s mit Ausläufern, abhängig von θ_p , bis hin zu 240 km/s. Bei sinkender Projektilgeschwindigkeit zeigt die Verteilung der emittierten H⁺-Sekundärionen bei hohen Emissionsgeschwindigkeiten ($v_0 > 60$ km/s) in der von Projektilstrahl und Oberflächennormale aufgespannten Ebene eine stark ausgeprägte Asymmetrie. Ionen werden mit einer hohen Geschwindigkeit (bis zu 140 km/s bei $\theta_p = 45^\circ$) unter einem Winkel von ca. 90° (Maximum des Rückstoßstreuquerschnitts) zum Projektil emittiert.

Die Variation des Einfallswinkels zwischen Projektil und Target ($\theta_p = 37^\circ$ bis 78°) zeigt, daß diese schnellen Sekundärionen immer in einem Winkel von 90° zum Projektil emittiert

werden. Diese Asymmetrie wird durch eine binäre Kollision des Projektils mit dem Wasserstoff verursacht. Die Variation der Projektilgeschwindigkeit ist korreliert mit der deponierten Energie des Projektils im Festkörper. Daher können zum ersten Mal in der Dynamik der Sekundärionen die Beiträge des nuklearen und des elektronischen Anteils an der totalen Energiedeposition deutlich getrennt aufgezeigt werden.

Die im oberen Geschwindigkeitsbereich beobachtbare Asymmetrie ist bei konstanter Projektilgeschwindigkeit (50 keV/u) unabhängig von der Projektilsorte (He/N/Ar) und wirkt sich nur aus in den relativen Ausbeuten, d.h. dem Verhältnis des nuklearen zum elektronischen Beitrags an der gesamten Energiedeposition. Die Asymmetrie ist zudem in seiner Erscheinungsform unabhängig von der elektrischen Targetoberflächenleitfähigkeit.

Bei Emissionsgeschwindigkeiten von $v_0 < 60$ km/s trifft das aber nicht zu. Bei konstantem Einfallswinkel $\theta_p = 37^\circ$ zeigt sich eine Verschiebung der Maxima von 26.5 km/s für das Au- über 27.9 km/s für das Al- bis hin zu 32.5 km/s für das LiF-Target, verbunden mit einer Zunahme der axialen und radialen Geschwindigkeiten. Unter Vernachlässigung der Asymmetrie für Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 > 60$ km/s sind für Au- und C-Targets keine meßbare Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Projektils (Variation von $\theta_p = 37^\circ$ bis 78°) feststellbar. Dagegen zeigt sich bei Vergrößerung von θ_p eine deutliche Verschiebung der Maxima hin zu größeren Geschwindigkeiten sowohl für das Al-Target ($v_0 \approx 27.5$ km/s bis 30 km/s) als auch für das LiF-Target ($v_0 \approx 32.5$ km/s bis 35.5 km/s). Ein Großteil der Ionen mit $v_0 < 30$ km/s werden dabei rückwärts, also in Richtung des einfallenden Projektils, emittiert.

Diese winkel- und materialabhängige Verschiebung liegt in der elektrischen Leitfähigkeit der Targets begründet. Au und C sind gute, LiF und das mit einer Aluminiumoxidschicht überzogene Al dagegen schlechte elektrische Oberflächenleiter. Das H^+ -Sekundärion wird im Bereich des Spurkerns etwa 10^{-14} - 10^{-13} s nach dem Durchgang des Projektils gebildet (z.B. [BETZ94]), daher läßt sich dieser Unterschied durch eine temporäre Aufladung des Spurkerns erklären. Das H^+ -Ion stammt dabei sehr wahrscheinlich aus dem Zerfall eines angeregten Moleküls (z.B. H_2 , H_2O , C_xH_y) der Kontaminationsschicht. Die Neutralisationszeit τ der Spur eines elektrischen Leiters liegt in der Größenordnung von etwa 10^{-17} s $\leq \tau < 10^{-15}$ s [MOSH91] [WIEN95a], daher sind keine Abhängigkeiten von θ_p nachweisbar. Die Verschiebungen der Verteilungen bei einem schlechten elektrischen Leiter zu größeren Geschwindigkeiten sind ein Hinweis auf den zeitabhängigen Zerfall des Spurpotentials (Lebenszeit ca. 10^{-12} s) [WIEN95b]. Die Zunahme der Emissionsgeschwindigkeit v_0 bei Zunahme von θ_p ist in der Vergrößerung der effektiven Targetdicke mit $d_{\text{eff}} = d/\cos\theta_p$ begründet. Dies ist ein Hinweis auf eine targetdickenabhängige Neutralisationszeit des geladenen Spurkerns durch Elektronen des Substrats.

Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit Experimenten zur Vermessung von radialen Geschwindigkeiten [FENY94], axialen Energien [WIEN95b] und kompletten Energie- und Winkelverteilungen [MOST00a] und konnte hier erstmalig durch eine gezielte Variation von θ_p nachgewiesen werden.

Im Rahmen der bisher analysierten Massen wurden Korrelationen im Sekundärionenemissionsprozeß bezüglich Impuls- und Energieerhaltung nicht beobachtet. Zentraler Ansatzpunkt der Untersuchung war dabei das emittierte H^+ -Sekundärion mit einem

möglichen zweiten emittierten Sekundärion (z.B. H^+ , H_2^+ , ...). Dies liegt zum einen an der Präsenz vieler Nachbarmoleküle auf der Oberfläche und zum anderen an der Oberfläche selbst. So führt z.B. unter der Annahme einer Fragmentation eines diatomaren H_2 -Moleküls in zwei geladene H^+ -Ionen (sog. Coulombexplosion, z.B. in [GROE80b]) nur die Orientierung der Molekülachse parallel zur Oberfläche des Festkörpers zu einem möglichen Nachweis beider Fragmente. In allen anderen Orientierungen trifft ein Fragment auf die Oberfläche des Festkörpers, wird neutralisiert und ist für das Meßsystem nicht mehr nachweisbar oder verliert durch eine Reflexion seine kinematische Beziehung zu dem anderen Fragment.

Über die genannten Ziele hinaus eröffnen sich noch einige vielversprechende interessante Anwendungsmöglichkeiten, die sich auf die Verwendung des Strahlprofilmonitors und der XY-TOF-Technik direkt beziehen.

In der Gasmassenspektrometrie führten W. Wiley und I. McLaren [WILE55] die Zeitfokussierung in einem dafür konstruierten 2-stufigen linearen Spektrometer ein, so daß die Ionenflugzeit in erster Näherung nicht von dem Ort der Ionisation abhängt. Hier wird die Kombination der Flugzeittechnik und der ortsempfindlichen (XY-) Detektoren angewendet, um die Flugzeit der Ionen exakt und nicht nur in erster Näherung über die Bestimmung der Ionisationskoordinate in einer Gaszelle beliebiger Größe zu korrigieren. Diese Korrektur kann als ein Algorithmus interpretiert werden, der die gemessenen Daten in einen neuen Datensatz verwandelt, der in einem virtuellen experimentellen Aufbau mit dem Projektilstrahl senkrecht zur Spektrometerachse gemessen wurde [JALO02b]. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine überzeugende Verbesserung der Massenauflösung und Sensitivität bei Verwendung der XY-TOF-Korrektur.

Ein innovative Anwendung des Strahlprofilmonitors findet sich in der Kartographie lokaler elektrischer Felder. Die Bewegung der Ionen ist im wesentlichen nur durch die thermische Energie bestimmt, die gegenüber den verwendeten elektrostatischen Energien vernachlässigbar klein ist. Somit entstammt deren Energie nur dem Energiegewinn im elektrischen Feld des Spektrometers. Umgekehrt läßt sich so die elektrische Feldverteilung am Entstehungsort ermitteln. Über die Vermessung der in dem Feld abgebildeten Ionen kann so auf die lokale Verteilung des elektrischen Feldes an ihrem Entstehungsort geschlossen werden [JALO02c]. Zur Illustration der Situation wird hier die Störung der Homogenität des elektrischen Feldes bewußt herbeigeführt und untersucht.

Durch eine einfache Drehung des Spektrometers um 180° kann auch die Spur des Projektils nach dem Passieren des Festkörpers nachgezeichnet werden. Dies ist ein alternativer Zugang zur Vermessung von Projektilstreuwinkeln. Bei dem Stoßsystem He^0 (0.2 - 1.8 MeV) \rightarrow Al ergibt sich ein Zusammenhang des Streuwinkels α mit der mittleren Projektilenergie \bar{E}_p von $\alpha \sim \bar{E}_p^{-0.93}$ und steht in Übereinstimmung mit Ergebnissen in [SPAH75a] [SPAH75b].

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit geben den Hinweis, daß die Verwendung der XY-TOF-Technik in den üblichen Meßaufbauten der TOF-SIMS (Time of Flight Secondary Ion Mass Spectrometry), TOF-RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) und TOF-ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis) eine Steigerung der Leistungsfähigkeit bewirken kann. In der TOF-SIMS ist neben der Ergänzung mit einem 2-dimensionalen ortsempfindlichen XY-Detektor auch die Kenntnis der Emissionscharakteristik der

sekundären Ionen bedeutsam. Targetionen aus dem Volumen des Festkörpers und von der Oberfläche werden mit einer unterschiedlichen Emissionscharakteristik emittiert. Dies äußert sich im nuklearen Energieverlust des Projektils sowohl in gemessenen breiten Flugzeit- als auch Ortsverteilungen der Ionen aus dem Volumen. Das unterscheidet sie von molekularen Adsorbaten auf der Oberfläche des Festkörpers. Daher können sogar fast massengleiche Ionen wie Al^+ (26.982 u) und C_2H_3^+ (27.044 u) trotz mäßiger Massenauflösung über ihre Emissionscharakteristik unterschieden werden.

In TOF-RBS und TOF-ERDA wird das elementaufgelöste Tiefenprofil eines Materials durch die elastische Streuung eines Projektils an einem Targetatom vermessen. Das Resultat ist ein Flugzeit- bzw. Energiespektrum der elastisch gestreuten Teilchen, aus dem die Tiefe des Streuortes bezüglich der Targetoberfläche und der Stoßpartner bestimmt werden kann. Bei der alleinigen Vermessung der Flugzeit schließen eine gute Tiefenauflösung und ein großes Winkelintervall der gestreuten Teilchen einander aus [ASSM96]. Eine Verbesserung bietet die Ergänzung mit einem ortsempfindlichen XY-Detektor zur präzisen Energiebestimmung der elastisch gestreuten Teilchen.

7.2 Ausblick

Das Verständnis der grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen zwischen Projektilen und Festkörpern bzw. deren Oberflächen ist das wesentliche Ziel dieser Arbeit. Es konnten dazu, neben potentiellen Anwendungen der Methode, einige fundamentale Aspekte der zugrundeliegenden Mechanismen ermittelt werden. Dies sind die ersten Messungen mit Hilfe des neu entwickelten Spektrometers. Ein Großteil der experimentellen Vorarbeiten betraf die Targetherstellung und die Spektrometereichung. Da die experimentellen Bedingungen vollständig unter Kontrolle sind, können die bisherigen Messungen als vielversprechender Ausgangspunkt für weitere physikalische Fragestellungen und neuartige Experimente angesehen werden. Es existiert eine Vielzahl von Möglichkeiten für dieses Feld der Technik. Dazu werden hier einige Ansätze vorgeschlagen und diskutiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden fast ausschließlich die geschwindigkeits- und winkeldifferentiellen Verteilungen des emittierten H^+ -Sekundärions analysiert und interpretiert. Daher ist die zusätzliche Analyse der anderen in den Spektren vorhandenen Massen naheliegend. Da das H^+ -Sekundärion und die Mehrzahl der in den Spektren meßbaren Massen der die Festkörperoberfläche bedeckenden Adsorbat- bzw. Kontaminationsschicht entstammen, sind Messungen mit kontrollierten definierten Festkörperoberflächen unter UHV-Bedingungen ($\sim 10^{-11}$ mbar) und entsprechender Targetpräparation wünschenswert.

Messungen mit der Rasterkraft-Mikroskopie weisen auf eine Krater- und Spurbildung unter Schwerionenbeschuß hin (z.B. [PAPA99] [FARE01]). Dementsprechend ist es aufschlußreich, diesen Vorgang in Korrelation mit der Emissionsdynamik der Sekundärteilchen zu untersuchen. In diesen Experimenten war eine solche Untersuchung wegen der mikroskopisch rauhen Oberflächen prinzipiell nicht möglich. Die Sekundärionen bieten jedoch gegenüber der Rasterkraft-Mikroskopie, die erst lange nach dem Projektildurchgang stattfindet, den Vorteil einer Analyse der Spurbildung in dem Augenblick

ihrer Entstehung [PAPA94] [WUEN99]. In einem ähnlichen Kontext steht die Existenz einer Schwellenenergie für die Emission von Deuterium aus dem Targetvolumen [NEUG01].

Sowohl die Verwendung hochenergetischer schwerer Ionen (z.B. [NEUG01]) als auch langsamer hochgeladener Ionen (z.B. [SCHE97]) führt zu einer Erhöhung der Ausbeute an Sekundärionen. Das ist ein sinnvoller Ansatz, um die Multi-Hit-Fähigkeit des verwendeten Detektors besser zur Geltung zu bringen und mögliche Korrelationen im Emissionsprozeß nachweisen zu können.

Der Anteil der Sekundärionen an der Gesamtzahl der sekundären atomaren Teilchen schwankt je nach Element um etwa 6 Größenordnungen und beträgt selbst in Extremfällen nur einige Prozent [DÜST99]. Daher wäre die Nachionisation der emittierten Neutralteilchen (z.B. durch einen Laser, siehe dazu [HUSI93]) und deren energie- und winkeldifferentielle Vermessung ein vielversprechender Zugang zum weitergehenden Verständnis der Ion-Festkörper-Wechselwirkung.

Die in der Arbeit erzielten Ergebnisse verdeutlichen die weitreichenden Möglichkeiten, die mit dieser Spektrometerentwicklung zugänglich werden und die ein wesentlich detaillierteres Verständnis der Prozesse eröffnen, die ein Projektil im Festkörper und an seiner Oberfläche auslöst, als dies bisher möglich war. Die gemessene Sekundärionendynamik kann deutlich zwischen Emissionsmechanismen (Einzel- und Vielfachstoßprozesse) unterscheiden und darüber hinaus die Spurentstehung und Spurentwicklung und somit die komplexe Evolution der Vorgänge nachzeichnen. Das jetzt möglich gewordene Messen der Evolution über die Dynamik der Sekundärionen ist somit ein erfolgversprechender Ansatz für die genannten zukünftigen Experimente.

Anhang

A.1 Mikroskopische Rauigkeit der Targetoberfläche

Mit Hilfe der Rasterkraft-Mikroskopie konnte die projektilinduzierte Krater- und Hügelbildung an der Oberfläche eines polymeren Targets (z.B. [PAPA99] [FARE01]), siehe dazu Abb. A.1) und in LiF-Einkristallen [TRAU00] unter Schwerionenbeschuß nachgewiesen werden. Die Präsenz eines solchen Kraters an der Festkörperoberfläche könnte zu einer deutlichen Beeinflussung der energie- und winkeldifferentiellen Verteilung der emittierten Sekundärionen führen (siehe dazu Kap. 5.2). Daher ist es aufschlußreich, die mögliche Kraterbildung mit der Emissionsdynamik der Sekundärteilchen zu vergleichen.

Aufgrund der Erzeugung des Referenzsignals für die Flugzeitmessung (siehe Kap. 3.6) wurden in den durchgeführten Experimenten nur freitragende, in einem Standard-Evaporationsverfahren hergestellte, Festkörpertargets verwendet (siehe Kap. 3.3). In Abb. A.2 sind dazu die Aufnahmen eines im Experiment verwendeten LiF-Targets bei zwei Vergrößerungen dargestellt. Es zeigt sich eine granulare Struktur, die die herstellungsbedingte polykristalline Struktur des LiF widerspiegelt. Es sind Höhenunterschiede und eine damit verbundene Rauigkeit der Oberfläche von bis zu 30 nm sichtbar. Der in Abb. A.1 dargestellt Krater besitzt dagegen eine Höhe von nur etwa 6 nm. Falls somit ein Krater bei den verwendeten Projektilsystemen (z.B. Ar mit 25 keV/u) existieren sollte, so kann dieser bei den vorliegenden Bedingungen mikroskopisch nur sehr schwer bzw. überhaupt nicht nachgewiesen werden. Daher ist in dieser Arbeit ein Vergleich zwischen der projektilinduzierten Oberflächenstruktur und der zugehörigen Emissionsdynamik der Sekundärionen prinzipiell nicht möglich. Jedoch können diese Erkenntnisse bei der Auswahl von Targetsystemen in zukünftigen Experimenten berücksichtigt werden.

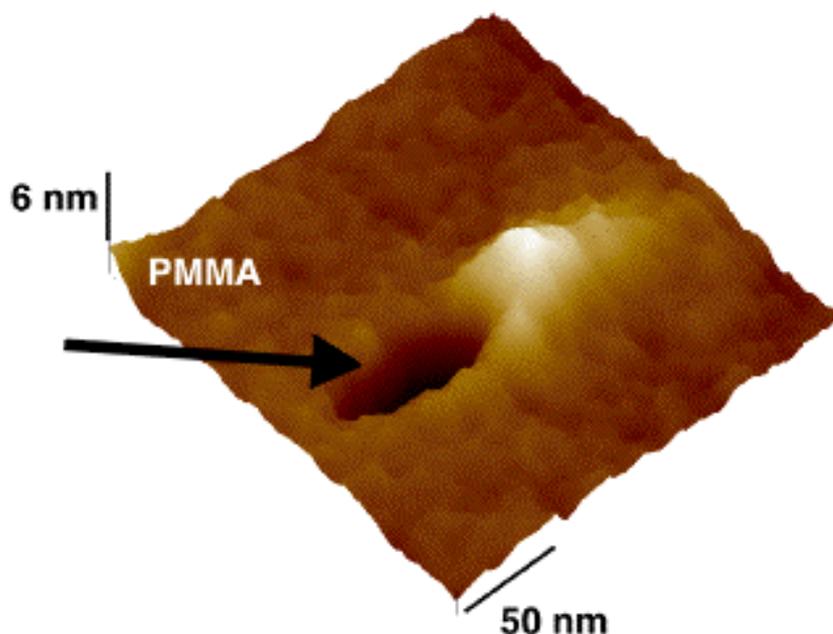


Abb. A.1: Aufnahme eines Kraters von einem PMMA-Target (Polymethylmethacrylat) bei Beschuß mit Au (50 MeV, $\theta_p = 79^\circ$) mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie [FARE02].

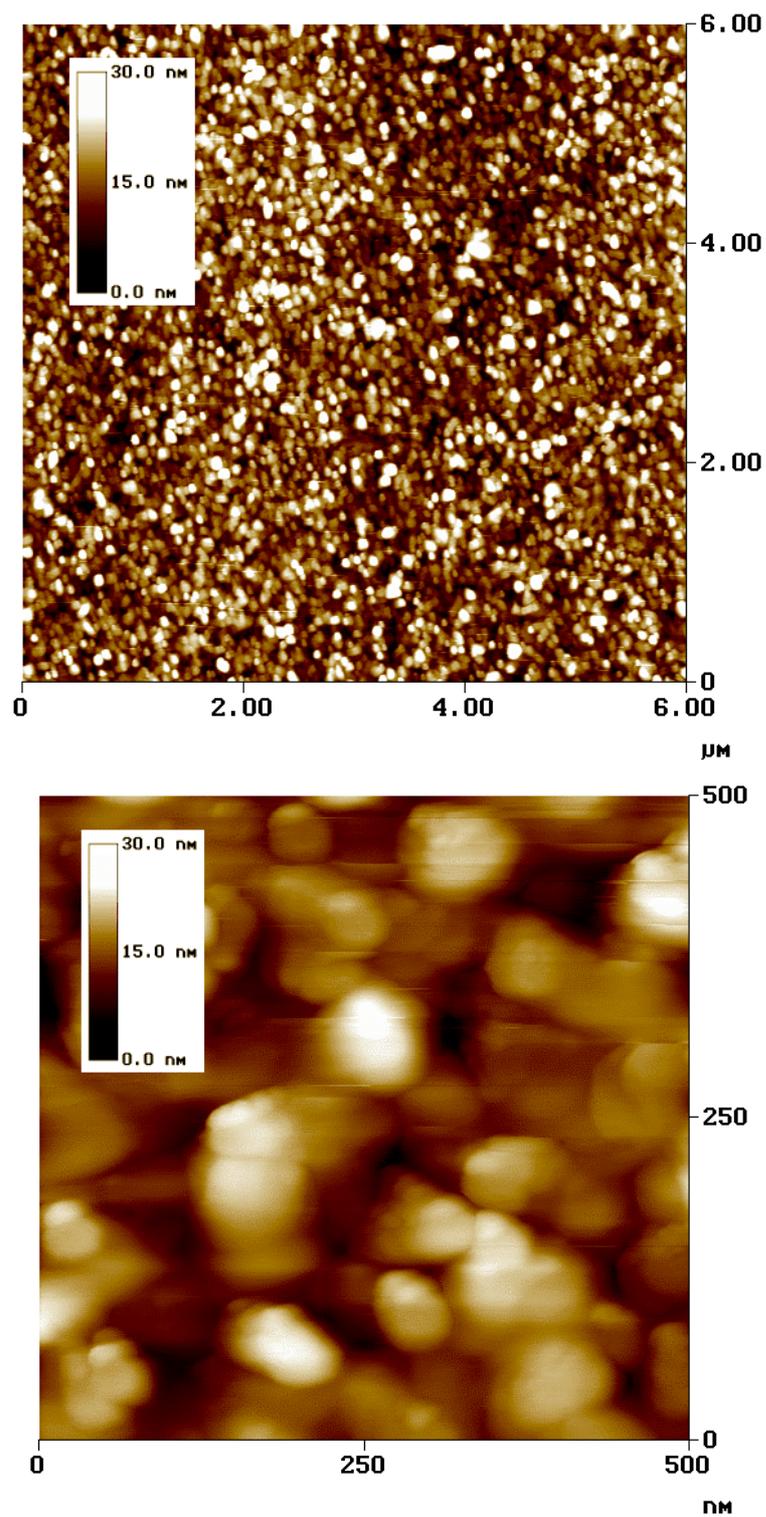


Abb. A.2: Aufnahmen der Oberfläche eines im Rahmen dieser Experimente untersuchten (aufgedampften und daher polykristallinen) LiF-Targets mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie bei verschiedenen Vergrößerungen [FARE02].

Literaturverzeichnis

Literaturverzeichnis

- [ABDA00] M.A. Abdallah, C.R. Vane, C.C. Havener, D. R. Scultz, H. F. Krause, N. Jones, S. Datz, Phys. Rev. Lett. 85, 278 (2000).
- [ACHL99] M. Achler: „*Untersuchung von Symmetrieffekten in der Photodoppelionisation von Helium mit zirkular polarisiertem Licht*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 687 (1999).
- [AFAN01] Feras Afaneh: „*Momentum Images of Continuum Electrons from the Molecular Ionization and Dissociation of H₂ induced by slow He²⁺ Ions*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 726 (2001).
- [AFAN02] F. Afaneh, R. Dörner, L. Schmidt, Th. Weber, K.E. Stiebing, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 35 (2002) L229.
- [AMSE71] G. Amsel, J.P. Nadai, E. d'Artemare, D. David, E. Girard, J. Moulin, Nucl. Instr. and Meth 92 (1971) 481.
- [ASSM96] W. Assmann, J.A. Davies, G. Dollinger, J.S. Forster, H. Huber, Th. Reichelt, R. Siegele, Nucl. Instr. and Meth. B 118 (1996) 242.
- [BARB90] J.C. Barbour, B.L. Doyle, „*Handbook of Modern Ion Beam Materials*“, J.R. Tesmer, N. Nastasi (Herausgeber) (Materials Research Society) (1995) 83.
- [BEHR96] R. Behrisch, V.M. Prozesky, H. Huber, W. Assmann, Nucl. Instr. and Meth. B 118 (1996) 262.
- [BENN70] A. Benninghoven, Z. Phys. 230 (1970) 403.
- [BETH30] H.A. Bethe, Ann. d. Phys 5 (1930) 325.
- [BETH32] H.A. Bethe, Zeitschrift für Physik 76 (1932) 293.
- [BETZ94] G. Betz und K. Wien, Int. J. of Mass Spectrom. and Ion Proc. 140 (1994) 1.
- [BEYN60] J. H. Beynon, „*Mass spectrometry and its applications to Organic Chemistry*“, Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1960).
- [BITE87] I.S. Bitensky, E.S. Parilis, Nucl. Instr. and Meth. B 21 (1987) 26.

- [BITE92] I.S. Bitensky, E.S. Parilis, S. Della-Negra, Y. Le Beyec,
Nucl. Instr. and Meth. B 72 (1992) 380.
- [BLOC33a] F. Bloch, Ann. d. Phys 16 (1933) 285.
- [BLOC33b] F. Bloch, Zeitschrift für Physik 81 (1933) 263.
- [BOHR15] N. Bohr, Phil. Mag. 30 (1915) 581.
- [BOHR48] N. Bohr, K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 18 (8) (1948).
- [BURK86] M. Burkhard: „*Ioneninduzierte Elektronenemission von Atomen und von zerstäubungsgereinigten Festkörperoberflächen unter UHV-Bedingungen*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 380 (1986).
- [CAST97] C.C. Castro, I.S. Bitensky, E.F. da Silveira,
Nucl. Instr. and Meth. B 132 (1997) 561.
- [CAST98] C.C. Castro, I.S. Bitensky, E.F. da Silveira, M. Most, K. Wien,
Int. J. of Mass Spectrom. and Ion Proc. 173 (1998) 1.
- [CHU78] W.K. Chu, J.W. Mayer, M.-A. Nicolet: „*Backscattering Spectrometry*“, Academic Press, New York (1978).
- [COTT89] R.J. Cotter, Biomed. Environ. Mass. Spectrom. 18 (1989) 513.
- [COTT97] R.J. Cotter, „*Time-of-Flight Mass Spectrometry*“, ACS Professional Reference Books, Washington, DC (1997).
- [CZAC02] A. Czasch: Private Mitteilung (2002), Anschrift: Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M..
- [DITR00] F. Ditrói, J.D. Meyer, K. Stiebing, S. Biri, K. Bethge,
Nucl. Instr. and Meth. B 161-163 (2000) 111.
- [DOBR98] D. Dobrev, J. Vetter, R. Neumann, Nucl. Instr. and Meth. B 146 (1998) 513.
- [DOLL98] G: Dollinger, C.M. Frey, A. Bergmaier and T. Faestermann,
Europhys. Lett. 42 (1) (1998) 19.

- [DÖRN94] R. Dörner, V. Mergel, R. Ali, U. Buck, C.L. Cocke, K. Froschauer, O. Jagutzki, S. Lencinas, W.E. Meyerhoff, S. Nüttigens, R.E. Olson, H. Schmidt-Böcking, L. Spielberger, K. Tökesi, J. Ullrich, M. Unverzagt, W. Wu, *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994) 3166.
- [DÜST99] H. Düsterhöft, M. Riedel, B.-K. Düsterhoft: „*Einführung in die Sekundärionen-massenspektrometrie- SIMS*“, Teubner-Studienbücher Physik, Stuttgart-Leipzig, ISBN 3-519-03239-2 (1999).
- [FARE01] L. S. Farenzena, R. P. Livi, M.A. de Araújo, G. Garcia Bermudez, R. M. Papaléo, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 104108.
- [FARE02] L. S. Farenzena, Private Mitteilung (2002), Anschrift: Pontifícia Universidade Católica, Departamento de Física, CP 38071, Rio de Janeiro 22452-970, Brasilien.
- [FENY94] D. Fenyö, P. Håkansson, B.U.R. Sundqvist, *Nucl. Instr. and Meth. B* 84 (1994) 31.
- [FERR95] W.R. Ferrell, M.J. VanStipdonk, E.F. da Silveira, E.A. Schweikert, *Nucl. Instr. and Meth. B* 96 (1995) 536.
- [FISC98] B.E. Fischer, J. Barak, E. Adler, S. Metzger, *Nucl. Instr. and Meth. B* 146 (1998) 587.
- [FLEI75] R.L. Fleischer, P. Buford Price, R.M. Walker: „*Nuklear Tracks in Solids, Principles and Applications*“, University of California Press, Berkeley, ISBN 0-520-02665-9 (1975).
- [GALI91] Galileo Electro-Optics Corporation, „*Channeltron, Electron Multiplier, Handbook for Mass Spectrometry Applications*“ (1991).
- [GARS94] W. Garske: „*Präparation und Analyse des Dünnschichtsystems Gold/Silizium*“, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelmsuniversität Münster (1994).
- [GEMM81] D. S. Gemmell, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 191 (1981) 425.
- [GEMM84] D. S. Gemmell, *Phys. Today* 37 (1984) S25.
- [GERT93] Gerthsen, Vogel, „*Lehrbuch Physik*“, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, ISBN 3-540-56638-4, 17. Auflage (1993).
- [GLÖC81] W. Glöckner, „*CHEMIE Fischer Kolleg*“, Fischer Taschenbuch Verlag, Frankfurt am Main, ISBN 3-596-24513-3, (1981).

- [GREE90] P.F. Green and B.L. Dorney: Conference Proceedings in „*High Energy and Heavy ion Beams in Materials Analysis*“, J.R. Tesmer, C.J. Maggiore, M. Nastasi, J.C. Barbour, and J.W. Mayer (Herausgeber), Material Research Society, Pittsburgh, Pennsylvania, (1990) 87.
- [GROE80a] K.O. Groeneveld, E. Schopper, S. Schumann, in: H. Francois et al. (Herausgeber), „*Solid State Nuclear Track Detectors*“, Pergamon Press, Oxford and New York (1980) 81.
- [GROE80b] K.O. Groeneveld, Phys. Bl. 36 (7) (1980) 223.
- [GROE88] K.O. Groeneveld, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 15 (1988) 51.
- [GROE91] K.O. Groeneveld, J. Kemmler, H. Rothard, D. Hasselkamp, P.Varga, H. Winter in: „*Particle Induced Electron Emission II*“, Band 123 der Reihe *Springer Tracts in Modern Physics*. Springer Verlag, Berlin (1991).
- [GROE95] K.O. Groeneveld, R. Maier, R.Wünsch, Rad. Meas. 25 (1995) 27.
- [GSI98] GSI Darmstadt (Hrsg.), Radiologische Universitätsklinik und deutsches Krebsforschungszentrum Heidelberg: „*Errichtung einer klinischen Therapieanlage zur Krebsbehandlung mit Ionenstrahlen*“ (1998).
- [HÅKA93] P. Håkansson, K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Med. 43 (1993) 593.
- [HÅKA99] Per Håkansson, Brazilian Journal of Physics, vol. 29, no. 3 (1999) 422.
- [HATT02] M. Hattaß, A. Czasch, S. Schößler, T. Jahnke, Th. Weber, O. Hohn, T. Jalowy, A. Morozov, F. U. Hillebrecht, J. Kirschner, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, Jahresbericht IKF-62 (2001) 22.
- [HEDI85] A. Hedin, P. Håkansson, B.U.R. Sundqvist, R.E. Johnson, Phys. Rev. B 31 (1985) 1780.
- [HÜFN96] Stefan Hüfner: „*Photoelectron Spectroscopy, Principles and Applications*“, Springer-Verlag, Heidelberg (1996).
- [HUSI93] W. Husinsky, G. Nicolussi, G. Betz, Nucl. Instr. Meth. B 82 (1993) 323.
- [HYTE94] 1330 / IBM PC/ XT / AT and PS2 Interface and Crate Controller, „*Technical Manual and Circuit Description. HYTEC Electronics LTD.*“, 64 Amy Street, Leicester LE3 2FB, England, UM1330 Auflage, 4/94.

- [JAGU96] O. Jagutzki: „*Entwicklung eines Rückstoßionenimpulsspektrometers zur Untersuchung der Dynamik im Heliumatom*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 585 (1996).
- [JAGU98] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Spillmann, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking, M.R. Descour, S.S. Shen (Herausgeber), *Imaging Spectrometry IV*, Proceedings of SPIE, Vol.3438 (1998) 322.
- [JAGU02] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Spillmann, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, *Nucl. Instr. and Meth. A* 477 (2002) 244.
- [JALO97] T. Jalowy: „*Quasifreie Elektronenstreuung in der Inversen Kinematik*“, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 663 (1997).
- [JALO99] T. Jalowy, D. Jakubassa-Amundsen, M.W. Lucas, K.O. Groeneveld, *Phys. Rev. A* 61 (1998) 022714.
- [JALO02a] T. Jalowy, R. Neugebauer, M. Hattass, J. Fiol, F. Afaneh, J.A.M. Pereira, V. Collado, E. F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld, *Nucl. Instr. Meth. B* 193 (2002) 762.
- [JALO02b] T. Jalowy, R. Neugebauer, K.O. Groeneveld, C.R. Ponciano, L.S. Farenzena, E.F. da Silveira, *Int. J. Mass Spectrom.* 219 (2002) 343.
- [JALO02c] T. Jalowy, R. Neugebauer, K.O. Groeneveld, C.R. Ponciano, L.S. Farenzena, E.F. da Silveira, *Rev. Sci. Instr.* Vol. 73, No. 9 (2002) 3187.
- [JERO93] J.M.F. Jeronimo, E.F. da Silveira, R.R. Pinho, C.V. Barros Leite, G.B. Baptista, A.C.M. Gonçalves, *Int. J. of Mass Spectrom. and Ion Proc.* 126 (1993) 59.
- [JOHN87] R.E. Johnson, *Int. J. Mass. Spectr. and Ion Proc.* 78 (1987) 465.
- [JOHN89] R.E. Johnson, B.U.R. Sundqvist, A. Hedin, D. Fenyö, *Phys. Rev. A* 40 (1989) 49.
- [JOHN93] R.E. Johnson, J. Schou, *K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 43 (1993) 403.
- [JOKI98] J. Jokinen, J. Keinonen, P. Tikkanen, A. Kuronen, T. Ahlgren, K. Nordlund, *Nucl. Instr. and Meth. B* 119 (1996) 533.
- [KARA92] M. Karas, *K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 43 (1993) 623.

- [LECR97] LeCroy Corporation, 700 Chestnut Ridge Road, Chestnut Bridge, NY 10977-6499, USA, <http://www.lecroy.com>, “3377 Drift Chamber Time-To-Digital Converter: Manual and Technical Data“ (1997).
- [LECU76] J. L’Ecuyer, C Brassard, C. Cardinal, J. Chabbal, L. Deschenes, J.P. Labrie, B. Terrault, J.G. Martel and R. S.-Jacques, J. Appl. Phys. 47 (1976) 381.
- [LEO93] W.R. Leo „Techniques for Nuclear Particle Physics Experiments“, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokio, Hong Kong, Barcelona, Budapest (1993).
- [LEYB80] Leybold-Heraeus GMBH, „Grundlagen der Vakuumtechnik, Berechnungen und Tabellen“ (1980).
- [LIND61] J. Lindhard, M. Scharff, Phys. Rev. 124 (1961) 128.
- [LIND63] J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiott, K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 33 (14) (1963) 1.
- [LINK00] F. Link, H. Baumann, K. Bethge, Nucl. Instr. and Meth. B 161-163 (2000) 1095.
- [LORE89] P. Lorenzen: „Charakterisierung von Festkörpern und ihren Oberflächen mit Ionenstrahlen“, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 441 (1989).
- [MACF74] R.D. Macfarlane, D.F. Torgerson, Science 191 (1976) 920.
- [MAIE96] R. Maier, R. Wunsch, D. Hofmann, K.O. Groeneveld, Proc. of the 15th Werner Brandt Workshop on Penetration Phenomena, (1994) 127.
- [MAMY01] B. A. Mamyryn, Int. J. of Mass Spectrom. and Ion Proc. 206 (2001) 251.
- [MARI68] J.B. Marion, F.C. Young: „Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables“, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1968).
- [MERG95] V. Mergel, R. Dörner, J. Ullrich, O. Jagutzki, S. Lencinas, S. Nüttgens, L. Spielberger, M. Unverzagt, C.L. Cocke, R.E. Olson, M. Schulz, U. Buck, E. Zanger, W. Theisinger, M. Isser, S. Geiss und H. Schmidt-Böcking, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2200.
- [MERG96] V. Mergel: „Dynamische Elektronenkorrelationen in Helium“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 646 (1996).

- [MERG98] V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, K. Ullmann-Pfleger, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 502:171 (1998).
- [MOSH91] R. Moshhammer: „*Energie und Winkelverteilung von Sekundärionen beim elektronischen Sputtern von Nichtleiteroberflächen*“, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, Fachbereich Physik (1991).
- [MOSH96] R. Moshhammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *Nucl. Instr. Meth. B108* (1996) 425.
- [MOST00a] M. Most, K. Wien, A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, M. Pautrat, Y. Le Beyec, *Nucl. Instr. and Meth. B 168* (2000) 203.
- [MOST00b] M. Most, K. Wien, A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, M. Pautrat, Y. Le Beyec, *Nucl. Instr. and Meth. B 164-165* (2000) 772.
- [MUGG87] A.H.F. Muggleton: „*Invited Review: Deposition Techniques for the Preparation of thin films*“, *Vacuum 37* (11/12) (1987) 785.
- [MURA02] Y. Muramatsu, K. Ueda, N. Saito, M. Lavollée, A. Czasch, Th. Weber, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer, U. Becker, K. Kubozuka, I. Koyano, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 133002.
- [NEU95] K. Neu: „*Auswirkung der Ionenimplantation von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff auf den Wasserstoffgehalt in Titan*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 589 (1995).
- [NEUG01] R. Neugebauer: „*Auf der Spur des Ursprungs und der Evolution von Sekundärionen aus Ion-Festkörper-Srößen*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 723 (2001).
- [PAPA94] R.M. Papaléo, G. Brinkmalm, D. Fenyö, J. Eriksson, H.F. Kammer, P. Demirev, P. Håkansson, B.U.R. Sundqvist, *Nucl. Instr. and Meth. B 91* (1994) 667.
- [PAPA96] R.M. Papaléo, P. Demirev, J. Eriksson, P. Håkansson, B.U.R. Sundqvist, *Phys. Rev. B 54* (1996) 3173.
- [PAPA97] R.M. Papaléo, *Nucl. Instr. and Meth. B 131* (1997) 121.
- [PAPA99] R. M. Papaléo, L. S. Farenzena, M.A. de Araújo, R. P. Livi, M. Alurralde, G. Garcia Bermudez, *Nucl. Instr. and Meth. B 148* (1999) 126, *B 151* (1999) 135.

- [PONC01] C.R. Ponciano, F.E. Ávalos, A. Rentería and E.F. da Silveira, Int. J. Mass Spectrom., 209 (2001) 197.
- [PONC02] C.R. Ponciano, Private Mitteilung (2002), Anschrift: Pontifícia Universidade Católica, Departamento de Física, CP 38071, Rio de Janeiro 22452-970, Brasilien.
- [REBE95] N. Reber, H. Omichi, R. Spohr, M. Tamada, A. Wolf, M. Yoshida, Nucl. Instr. and Meth. B 105 (1995) 275.
- [REIM93] C.T. Reimann, K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 43 (1993) 351.
- [RITC82] R.H. Ritchie, C. Claussen, Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 133.
- [ROEN02] Roentdek GmbH, Im Vogelshaag 8, D-65779 Kelkheim-Ruppertshain, Germany.
- [ROTH90] H. Rothard: „Ioneninduzierte Elektronenemission von kontrollierten Oberflächen dünner Festkörper und von Hochtemperatur-Supraleitern“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 468 (1990).
- [SCHE97] T. Schenkel: „Zur Wechselwirkung langsamer, hochgeladener Ionen mit Festkörpern: Neutralisation, Energieverlust und Sekundärteilchenproduktion“, Dissertation, J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M. (1997).
- [SCHI92] G. Schiewitz, P. Grande, B. Skogvall, J.P. Biersack, R. Köhrbrück, K. Sommer, A. Schmoldt, P. Goddelt, I. Kádár, S. Ricz, U. Stettner, Phys. Rev. Lett. 69, 628 (1992).
- [SCHI99] G. Schiewitz G. Xiao, P.L. Grande, E. Luderer, R. Pazirander, U. Stettner, Europhys. Lett. 47 (1999) 384.
- [SCHM98] W. Schmitt: „Kinematisch vollständige Experimente zur Einfachionisation von Helium durch hochenergetische Schwerionen“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 683 (1998).
- [SCHM00] L. Schmidt: „Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He^{2+} -He-Stößen: Eine kinematisch vollständige experimentelle Untersuchung.“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 712 (2000).

- [SCHO88] J. Schou: „*Ion Energy Dissipation and Sputtering during Bombardment of Multicomponent Materials*“, Invited Talk at NATO-ASI Meeting on Structure-Property Relationships in Ion-Beam Surface-Modified Ceramics-Theory and Practice. Il Cioco, Italy, (1988).
- [SIGM69] P. Sigmund, Phys. Rev. 184 (1969) 383.
- [SIGM81] P. Sigmund, In: Behrisch, R. (Herausgeber): *Sputtering by Particle Bombardment I*, Topics in Applied Physics. Springer Verlag, Berlin (1981).
- [SIGM93] P. Sigmund (Herausgeber), „*Fundamental Processes in Sputtering of Atoms and Molecules (SPUT92)*“, K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 43 (1993).
- [SIGM98] P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth. B 135 (1998) 1.
- [SILV88] E.F. da Silveira, E.A. Schweikert, J. Chem. Phys. 89 (11) (1988) 6708.
- [SILV02] E.F. da Silveira, Private Mitteilung (2002), Anschrift: Pontificia Universidade Católica, Departamento de Física, CP 38071, Rio de Janeiro 22452-970, Brasilien.
- [SIMI95] Simion 3D code, version 6.0 , David A. Dahl, Idaho National Engineering Laboratory (1995).
- [SIMO01] K. Simonyi: „*Kulturgeschichte der Physik. Von den Anfängen bis heute.*“, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, ISBN 3-8171-1651-9 (2001).
- [SKLO00] M. Sklodowska-Curie, Compt. Rend. Acad. Sci. 130 (1900) 76.
- [SOBO88] S.E. Sobottka and M.B. Williams, IEEE Trans. Nucl. Sci. 35, 348 (1988).
- [SPAH75a] G. Spahn: „*Vielfachstreuung von Schwerionen ($A \leq 20$) beim Durchgang durch Festkörperstargets*“, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 176 (1974).
- [SPAH75b] G. Spahn and K.O. Groeneveld, Nucl. Instr. and Meth. 123 (1975) 425.
- [SPIE96] L. Spielberger: „*Erforschung von Korrelationseffekten in atomaren Mehrteilchen-Systemen: Doppel- und Einfachionisation von Helium induziert durch hochenergetische Photonen*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 640 (1996).

- [SPOH90] R. Spohr: „*Ion Tracks and Microtechnology Principles and Applications*“, Vieweg, Braunschweig, ISBN 3-528-06330-0 (1990).
- [SPOH98] R. Spohr, N. Reber, A. Wolf, G.M. Alder, V. Ang, C.L. Bashford, C.A. Paternak, H. Omichi, M. Yoshida, *Journal of Controlled Release*, 50 (1998) 1.
- [SRIM00] J.F. Ziegler, J.P. Biersack: „*The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM2000)*“, Programm Code, (2000) mit folgenden angegebenen (Sub-) Referenzen:
- J. P. Biersack and J. F. Ziegler, „*The Calculation of Ion Ranges in Solids with Analytic Solutions*“, 157-176, in „*Ion Implantation Techniques*“, H. Ryssel and H. Glawischnig, Springer Verlag, Berlin (1982).
 - J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, „*The Stopping and Range of Ions in Matter*“, Pergamon Press, New York (1985).
 - J. P. Biersack and L. Haggmark, *Nucl. Instr. and Meth.* 174 (1980) 257.
 - J. F. Ziegler, „*The Stopping and Range of Ions in Matter*“, vol. 2-6, Pergamon Press, 1977-1985).
- [STRO51] K. Strohmeier, *Z. Naturforsch.* 6a (1951) 508.
- [SUND93] B.U.R. Sundqvist, *Int. Journ. of Mass Spect. and Ion Proc.* 126 (1993) 1.
- [THOM11] J.J. Thomson, *Philos. Mag.* 21 (1911) 225.
- [THOR99] G. Thornell, R. Spohr, E.J. van Veldhuizen, K. Hjort, *Sensors and Actuators* 73 1999 176.
- [UNVE92] M. Unverzagt: „*Entwicklung eines Strahlprofilmonitors für das ESR*“, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt am Main, IKF-D 506 (1992).
- [URBA87] H.M. Urbassek, J. Michl, *Nucl. Instr. and Meth. B* 22 (1987) 480.
- [WALD02] M. Waldschmidt, Private Mitteilung (2002), Anschrift: Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M.
- [WEAZ73] R.C. Weast: „*Handbook of Chemistry and Physics*“, The chemical Rubber Co. (Herausgeber), Cleveland, Ohio (1973).
- [WALK48] W. Walkenhorst, *Naturwissenschaft* 34 (1947) 373.
- [WEBE98] T. Weber: „*Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie*“, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 672 (1998).

- [WEBE00a] Th. Weber, Kh. Khayyat, R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Schmidt, F. Afaneh, A. Gonzales, C.L. Cocks, A.L. Anders, H. Schmidt-Böcking, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 33 (2000) 3331.
- [WEBE00b] Th. Weber, H. Giessen, M. Weckenbrock, G. Urbasch, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, F. Afaneh, M. Vollmer, R. Dörner, NATURE, Vol. 405 (2000) 658.
- [WIEN27] W. Wien, Handbuch der Experim. Physik, Bd. XIV, Leipzig: Akad. Verlag (1927) 491.
- [WIEN89] K. Wien, Rad. Eff. and Def. in Solids 109 (1989) 137.
- [WIEN95a] K. Wien: „Ionenstrahlen und ihre atomare Wechselwirkung mit Materie“, Manuskript zur Vorlesung „Meßmethoden und Technologien der Kernphysik“, IKDA 95/3, Institut für Kernphysik der TH Darmstadt (1994/95).
- [WIEN95b] K. Wien, Ch. Koch, Nguyen van Tan, Nucl. Instr. and Meth. B 100 (1995) 322.
- [WILE55] W. C. Wiley and I. H. McLaren, Rev. Sci. Instr. 26 (1955) 1150.
- [WIZA79] J.L. Wiza, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 587.
- [WOLF95] A. Wolf, N. Reber, P.Yu. Apel, B.E. Fischer, R. Spohr, Nucl. Instr. and Meth. B 105 (1995) 291.
- [WOLL95] S. Wollschläger, W. Garske, S. Kuczkowiak, B. Cleff Jahresbericht (1995): „*Implantation controlled by TOF-RBS-Spectrometer*“, IKF Westfälische Wilhelmsuniversität Münster.
- [WUEN99] R. Wunsch: „*Sekundärteilchen: Boten für den Spurdurchmesser schneller Ionen*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a.M., IKF-D 689 (1999).
- [WUTZ86] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher: „*Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*“, Vieweg Verlag, Braunschweig (1986).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Für die Förderung dieser Arbeit danke ich den geschäftsführenden Direktoren des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main Herrn Prof. Dr. H. Ströbele und Herrn Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. Karl-Ontjes Groeneveld gebührt mein besonderer Dank für die engagierte Betreuung dieser Arbeit. Über seine Pensionierung hinaus war er immer präsent und trug durch sein stetes Interesse mit Ratschlägen und Ideen zu einem erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit entscheidend bei. Seinen globalen Kontakten verdanke ich die Mitarbeit in internationalen Projekten und der damit verbundenen Möglichkeit, eine Vielzahl von Forschungsaufenthalten im Ausland zu verbringen, die neben meiner physikalischen vor allem auch meine persönliche Entwicklung nachhaltig beeinflusst haben.

Den ehemaligen Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe, insbesondere meinem „alten“ Weggefährten Dr. Roman Neugebauer danke ich für die gute Atmosphäre und Zusammenarbeit in der Arbeitsgruppe. Über dessen Promotion hinaus sind wir immer noch freundschaftlich miteinander verbunden. Eine bleibende Erinnerung ist immer noch der Aufenthalt am CIRIL, insbesondere das Bestellen von „Moules et Frites“. Unserem Ehrengruppenmitglied Herrn Dr. D. Hofmann danke ich für die zeitaufwendige Hilfe bei der Korrektur dieser Arbeit. Ich möchte mich auch bei Frau Dr. D.H. Jakubaša-Amundsen bedanken, deren Überzeugung und Engagement mir die Möglichkeit der Promotion eröffneten, obwohl wir durch einen thematischen Wechsel im weiteren nicht mehr zusammen arbeiten konnten.

Da durch die bevorstehende Pensionierung von Professor Groeneveld die Arbeitsgruppe zwangsläufig aus immer weniger Mitarbeitern bestand und wir durch die Entwicklung des neuen Spektrometers die innovative COLTRIMS-Technik verwendeten, so bin ich auch ein Teil der Arbeitsgruppe um Prof. Schmidt-Böcking geworden, die mich ausgesprochen herzlich und freundschaftlich aufnahm und mir mit Rat und Tat beim Einstieg in diese neue Technik zur Seite stand. Horst Schmidt-Böcking war dabei selber auch immer direkter Ansprechpartner. Vor allem danke ich ihm auch für das unermüdliche Engagement bei der Organisation von Geldquellen zur Finanzierung meiner Promotion. Ein großer Dank gilt Mirko Hattass, der bezüglich experimenteller Fragestellungen und in der Datenauswertung immer eine gute Idee hatte und mit dem mich seit der ICACS-Konferenz in Odense ein freundschaftliches Verhältnis verbindet. Weiterhin möchte ich Thorsten Weber danken, dem ich während meiner Diplomzeit durch das „Heulen des Beschleunigers“ seine experimentelle Arbeit nicht gerade erleichtert habe und mit dem ich trotz- und seitdem freundschaftlich verbunden bin. Aus den Diskussionen mit ihm und Prof. Dr. Reinhard Dörner entstand dabei auch die Idee der Spektrometereichung mit dem Strahlprofilmonitor. Mein Dank gilt auch:

Feras Afaneh für die Einführung in die COLTRIMS-Technik und die arabische Gastfreundschaft, Klaus Ullmann-Pfleger und Dr. Lutz Spielberger für die Hilfe beim Anpassen der Datenaufnahme, Dr. Ottmar Jagutzki und Dr. Lothar Schmidt als Ansprechpartner für „Detektor-Fragen“, Achim Czasch für die Hilfe beim Anpassen seiner Resort-Routine an meine Datenauswertung und Sven Schößler und Till Jahnke beim Lösen vieler Probleme bezüglich PC-Hard- und Software.

Mein Dank gilt auch Herrn K. Schneider und seiner Beschleunigermannschaft (R. W. Dilfer, R. Baumgarten und P. Ziel) für die tatkräftige Unterstützung während der vielen Strahlzeiten, sowie für die Durchführung der Vakuumarbeiten an der Experimentierkammer. In diesem Zusammenhang „entschuldige“ ich mich noch einmal bei den (früheren) studentischen Beschleuniger-Operatoren, insbesondere Markus Schöffler, Martin Trummel, Matthias Weckenbrock und Susi Kammer für die vielen verursachten Nachtschichten. Die Ausführung der zum Teil langwierigen Experimente wäre ohne deren Bereitschaft, das Experiment in der Nacht weiterzuführen, wesentlich aufwendiger gewesen.

Ein großer Beitrag zum Aufbau des neuen Experiments war die Herstellung des Spektrometers. Stellvertretend für das gesamte Personal der IKF-Feinmechanikwerkstatt möchte ich mich daher bei dem Werkstattleiter Herrn E. Zanger für die schnelle und präzise Erledigung von kurzfristigen Aufträgen (meistens während der brasilianischen Aufenthalte in Frankfurt) bedanken. Seit beiderseitigen Aufenthalten in Südamerika verbindet mich mit dem Ehepaar Zanger eine Leidenschaft für Argentinien und Brasilien. Ebenso gilt mein Dank Herrn H. Dühring, der das Spektrometer mit einigen Verbesserungsvorschlägen vom Papier in die Realität umgesetzt hat.

Stellvertretend für die Elektronikwerkstatt möchte ich mich bei Herrn G. Rüschemann und seinem Team für die Reparatur verschiedener elektronischer Bauteile bedanken. Herrn Dr. M. Waldschmidt danke ich für die Herstellung der vielen Targets. Beim Überwinden bürokratischer Hindernisse gilt mein Dank allen Mitarbeitern des administrativen Teams um Herrn Dr. P. Eschenbrenner und des früheren Verantwortlichen Herrn H. Latka.

Zu den schönsten Erlebnissen während meiner Zeit als Doktorand zählen vor allen Dingen die Forschungsaufenthalte im Ausland und die vielen freundschaftlichen Verbindungen, die sich daraus entwickelt haben.

In dem deutsch-brasilianischen Forschungsprojekt PROBRAL mit der Pontificia Universidade Católica (PUC) in Rio de Janeiro (Brasilien) danke ich Prof. Dr. Enio F. da Silveira, Dr. Lucio S. Farenzena, Dr. Joao Pereira, Dr. Vladimir Collado und Dr. Cassia R. Ponciano für die gute Zusammenarbeit und Gastfreundschaft. Vor allen Dingen die enge Zusammenarbeit mit Enio F. da Silveira bei den Experimenten, Auswertungen und Interpretationen der gemessenen Daten hat entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Darüber hinaus verbindet mich seitdem mit der Familie da Silveira ein ausgesprochen freundschaftliches Verhältnis. („Muito obrigado pela boa cooperação e hospitalidade. É muito bom saber que temos amigos no Brasil. Nossos amigos brasileiros são sempre bem vindos aqui.“

Für den fast 2-monatigen Forschungsaufenthalt am Centro Atómico Bariloche und Instituto Balseiro, CNEA in SC de Bariloche (Argentinien) gilt ein herzlicher Dank Herrn Dr. Sergio Suarez und seinen ehemaligen Mitarbeitern Dr. Daniel Fregenal und Dr. Juan Fiol, der einen wesentlichen Beitrag beim Anpassen der Datenaufnahme geleistet hat. Die erlernten Grundschriffe des argentinischen Tango sind über diese Zeit hinaus eine schöne Erinnerung an diese Zeit („Volver, con la frente marchita ...“).

Herrn Dr. Hermann Rothard gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit und den Gastaufenthalt am CIRIL (Centre Interdisciplinaire de Recherches avec les Ions Lourds, Caen, Frankreich) in Caen (Frankreich).

Die Durchführung der Promotion, sowie die Forschungsaufenthalte im Ausland oder die Teilnahme an nationalen und internationalen Konferenzen ist im allgemeinen nicht möglich ohne finanzielle Unterstützung. Daher gilt diesbezüglich mein Dank: dem Land Hessen, der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD), dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), der Europäischen Gemeinschaft („Training and Mobility of Researchers“, TMR), der „European Science Foundation“ und der Hermann Willkomm Stiftung.

Ein besonders großer und herzlicher Dank gilt meinen Eltern, die mir überhaupt erst die Möglichkeit eröffneten, das Studium zu absolvieren. Da mein Vater durch sein viel zu frühes Ausscheiden aus dem Leben dies alles leider nicht mehr mit erleben kann, möchte ich mich in diesem Sinn ganz herzlich bei meiner Mutter bedanken, die mich trotzdem immer mit viel Verständnis und mit vollem Engagement unterstützt hat, um mein Studium und die anschließende Promotion erfolgreich absolvieren zu können. Sie hatte trotz einiger (meist prüfungsbedingter) schlechter Laune meinerseits immer ein aufbauendes Wort für mich.

Obwohl hier zuletzt genannt gilt mein ganz besonderer Dank meiner Freundin und Lebenspartnerin Yvonne. Trotz einer Vielzahl (viel) zu langer Experimente und einiger Aufenthalte im Ausland hast Du mich immer unterstützt und vor allem an mich geglaubt. Wir haben eine schöne, aber anstrengende und manchmal auch nervenaufreibende Zeit überwunden. Doch ich finde, wir haben das gemeinsam gut gemeistert und ich schaue nun gespannt nach vorne. Vielen Dank für Deine Geduld (manchmal auch Ungeduld) und Liebe in dieser Zeit.

(„Bis zum Mond und wieder zurück ... !“)

Danke !

Lebenslauf

Thorsten Jalowy, geboren am 18.04.1971 in Offenbach am Main.

1977-1981	Grund- und Hauptschule in Gründau/Rothenbergen
1981-1990	Grimmelshausen Gymnasium in Gelnhausen
06/1990	Allgemeine Hochschulreife
07/1990 – 06/1991	Bundeswehrdienst in Hermeskeil und Wetzlar
WS 1991/92 - WS 1997/98	Doppelstudium der Physik (Diplom + Lehramt L3) und Mathematik (Lehramt L3) mit Abschluß in Physik (Diplom) an der Johann Wolfgang Goethe Universität in Frankfurt a. M.
04/1994	Physik-Vordiplom
02/1995 – 01/1998	Diplomand am Institut für Kernphysik (IKF) der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt a. M. in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld
01/1998	Physik-Diplom
02/1998	Beginn der Promotion bei Prof. Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld am IKF
03/1998 - 12/1999	Stipendiat des DFG-Graduiertenkollegs der theoretischen und experimentellen Schwerionenphysik
seit 01/2000	Wissenschaftlicher Angestellter am IKF und Mitarbeit im deutsch-brasilianischen DAAD-Forschungsprojekt PROBRAL

Forschungsaufenthalte:

03/1996	Atommagkutató Intézet (ATOMKI), Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, Debrecen, Ungarn
11-12/1998	Centro Atómico Bariloche (CAB) und Instituto Balseiro, Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA), SC de Bariloche, Argentinien
07/1999	Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt
06/2000	Centre Interdisciplinaire de Recherches avec les Ions Lourds (CIRIL), Caen, Frankreich
11-12/2000 + 06-07/2001 + 11/2001	Pontificia Universidade Católica (PUC), Rio de Janeiro, Brasilien
06/2002	HASYLAB am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburg