

**Auf der Spur  
des Ursprungs und der Evolution  
von Sekundärionen  
aus Ion-Festkörper-Stößen**

**Dissertation**  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik (13)  
der Johann Wolfgang Goethe - Universität  
in Frankfurt am Main

von  
**Roman Neugebauer**  
aus Namysłów (Polen)

Frankfurt 2001  
DF1





vom Fachbereich **Physik (13)** der  
Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen

Dekan:  
Prof. Dr. W. Mäntele

Gutachter:  
Prof. Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld  
Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Datum der Disputation:  
12.03.2001

## Abstract

Fundamental studies are presented on ion-solid interaction leading to the emission of secondary ions (SI). The aim is to obtain information on the source and mechanism of SI-emission and to compare the experimental results in detail with calculations of a recently developed desorption-model. This work is divided into two parts: 1.) The influence of projectile-properties on SI-emission and 2.) the influence of target-properties on SI-emission. The mass analysed SI are  $Li^+$ -ions from a LiF-target and  $H^\pm$ - and  $C_xH_y^\pm$ -ions from surface layer contamination of C-targets and LiF-targets. These SI serve as messengers for the interaction process between swift ions and solid or solid surfaces. For the first time the origin, the binding mechanism and the evolution of SI from a solid and a solid surface were obtained. The SI-emission is caused here by H-, C-, N-, Ar-, Kr- and Sn-projectiles near the electronic stopping power maximum  $S_e = (dE/dx)_e$ . The emitted SI are measured from the entrance surface under high vacuum conditions in coincidence with the projectile ion with a cylindrical and a developed new linear time of flight spectrometer.

Systematic studies of the SI-emission dependence on the projectile velocity ("velocity effect") indicate a different site of emission for light  $H^+$ -SI and for heavy  $C_xH_y^+$ -SI. The experimental data are described very well by a new desorption-model. These results are also confirmed by measurements of the SI-emission dependence on the projectile charge state. Additionally, a charge state modification in the new desorption-model allows us to calculate the radius of the SI-emission site from the measured relative SI-yields.

Surprisingly, we observe -from the influence of projectile mass on SI-emission- a correlation in the emission of  $H^+$ -SI from the  $C_xH_y$ -contamination surface layer with the  $Li^+$ -SI emission from the true LiF-target surface. This correlation has its roots in the same site of emission, which is correlated with the similar binding energy of both  $H^+$ - and  $Li^+$ -SI having its origin in a different place of birth. Calculations with the new desorption-model show that the emission area for the SI depends on the deposited energy density inside the ion track.

With a newly developed target heating device the dependence of the SI-emission on the LiF-target temperature and the Cu-target temperature has been studied. The results of this measurements show that 1.) in the range of  $300K \leq T \leq 380K$   $H^+$ -SI are emitted from the contamination surface layer and 2.) in this temperature range their yields are independent of the target material. From a Langmuir-Isotherm-fit to these data, the binding energy  $E_B$  of  $C_xH_y^+$ -SI emitted directly from the LiF- and Cu-surfaces was deduced. Calculations show that the organic  $C_xH_y^+$ -compounds are connected by intermolecular binding forces to the LiF- and Cu-surfaces. Depending on the C- or H-concentration these SI have different sites of emission. High temperatures ( $< 450K$ ) show additionally for the LiF-target, that a metallisation process on the surface takes place which leads to a phase transition of the target material with increasing temperature. Studies on deuterated and hydrogenated targets show that SI-emission from the target bulk is possible only if the energy deposited from the projectile in the target is higher than an emission threshold of  $S_e (> 1700 \pm 50 eV/\text{\AA})$ .

## Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden grundlegende Untersuchungen zur Ion-Festkörper Wechselwirkung vorgestellt, die zu Sekundärionen-Emissionsprozessen führen. Das Ziel ist hierbei, aus den Experimenten Informationen über den Ursprung, die Bindungsmechanismen und die Evolution der Sekundärionen (SI) zu erhalten und die experimentellen Daten mit Rechnungen eines kürzlich entwickelten Desorptions-Modells zu vergleichen. Die Untersuchungen sind in zwei Gebiete unterteilt, die 1.) den Einfluß von Projektil-Eigenschaften wie Energie, Masse und Ladung auf die SI-Emission und 2.) den Einfluß von Targeteigenschaften wie Temperatur und Material auf die SI-Emission zum Gegenstand haben. Die gemessenen  $H^\pm$ - und  $C_xH_y^\pm$ -SI entstammen einer Oberflächen-Kontaminationsschicht der untersuchten C- und LiF-Targets. Die untersuchten  $Li^+$ -SI entstammen unmittelbar der LiF-Oberfläche. Zum Studium der SI-Emission werden hier H-, C-, N-, Ar-, Kr- und Sn-Projektile, im Bereich ihres maximalen elektronischen Bremsvermögens  $S_e = (dE/dx)_e$ , eingesetzt. Die von der Projektil-Eintrittsoberfläche emittierten SI werden in Koinzidenz mit jenen unter Hochvakuum-Bedingungen mit einem zylindrischen und einem neu konstruierten linearen Flugzeitspektrometer gemessen.

Die Abhängigkeit der SI-Emission von der Projektilgeschwindigkeit ("Geschwindigkeits-effekt") wird hervorragend durch ein kürzlich von Pereira und da Silveira [Per98a, Per00] entwickeltes Desorptions-Modell beschrieben und zeigt, daß leichte  $H^+$ -SI einen anderen Emissionsort als schwere  $C_xH_y^\pm$ -SI entstammen. Diese Resultate werden durch Messungen, die den Einfluß des Projektilladungszustands auf die SI-Ausbeute betrachten, bestätigt. Eine ladungsabhängige Modifikation des neuen Desorptions-Modells erlaubt zusätzlich, aus den gemessenen relativen SI-Ausbeuten, den Abstand des Emissionsortes von der Spurachse des Projektils zu bestimmen.

Aus Untersuchungen zum Einfluß der Projektilmasse auf die SI-Emission folgt zudem eine Korrelation im Emissionsverhalten zwischen  $H^+$ -SI der Kontaminationsschicht und  $Li^+$ -SI der tatsächlichen Targetoberfläche. Der Grund hierfür liegt im gleichen Emissionsort dieser beiden unterschiedlichen SI, der von ihrer Bindungsenergie an der Targetoberfläche abhängt.

Kontrollierte Variation der LiF- und Cu-Targettemperatur mit einem neu konstruiertem Targethalter zeigen, daß  $H^+$ -SI im Bereich von  $300K \leq T \leq 380K$  nahezu vollständig und unabhängig vom Targetmaterial aus der  $C_xH_y$ -Oberflächen-Kontaminationsschicht emittiert werden. Durch die Anpassung von Langmuir-Isothermen an die gemessenen SI-Ausbeuten gelingt die Bestimmung der Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI, die unmittelbar die LiF- bzw. Cu-Oberfläche bedecken. Das weist auf intermolekulare Bindungen zwischen den  $C_xH_y^+$ -SI und der Oberfläche hin. Die Resultate dieser Rechnung zeigen auch, daß die  $C_xH_y^+$ -SI aus unterschiedlichen Emissionsorten emittiert werden. Hohe Targettemperaturen ( $< 450K$ ) führen überraschenderweise beim LiF-Target zusätzlich zu einer Metallisierung der Oberfläche, die sich bei weiterer Temperaturerhöhung als Phasenübergang des Targetmaterials auswirkt.

Messungen an deuterierten und hydrogenierten Targets zeigen zudem, daß SI-Emission aus dem Targetvolumen nur beim Überschreiten einer hohen Emissionsschwelle  $S_e (> 1700 \pm 50 eV/\text{Å})$  erfolgt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>I</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1	Einleitung	3
<b>II</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Ion-Festkörper-Wechselwirkung</b>	<b>9</b>
<b>3</b>	<b>Bremsvermögen von Ionen im Festkörper</b>	<b>9</b>
3.1	Totales Bremsvermögen . . . . .	11
3.2	Nukleares Bremsvermögen . . . . .	13
3.3	Elektronisches Bremsvermögen . . . . .	14
3.3.1	Bremsvermögen bei niedrigen Projektilenergien . . . . .	15
3.3.2	Bremsvermögen bei hohen Projektilenergien . . . . .	16
3.4	Bremsvermögen in zusammengesetzten Festkörpern . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Ladungszustand des Projektils im Festkörper</b>	<b>17</b>
4.1	Elektroneneinfang und -verlust im Festkörper . . . . .	18
4.2	Gleichgewichtsladungszustand des Projektils . . . . .	19
4.3	Bohr-Lindhard-Modell . . . . .	20
4.4	Betz-Grodzins-Modell . . . . .	22
4.5	Veje-Zaikov-Modell . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Teilchenspuren im Festkörper</b>	<b>24</b>
5.1	Teilchenspurentstehung . . . . .	24
5.1.1	Spurkern . . . . .	26
5.1.2	Spurhalo . . . . .	26
5.2	Modelle für die Teilchenspurbildung . . . . .	28
5.2.1	Coulomexplosions-Modell . . . . .	28
5.2.2	Thermal-Spike-Modell . . . . .	29
5.3	Teilchenspur und Sekundärteilchenemission . . . . .	31
5.3.1	Sekundärionen: Boten für den Spurdurchmesser . . . . .	32
5.3.2	Temperatur in Teilchenspuren . . . . .	34
<b>6</b>	<b>Sekundärteilchenemission von Festkörpern</b>	<b>35</b>
<b>7</b>	<b>Modelle für die nukleare Zerstäubung</b>	<b>36</b>
7.1	Einzelstoß-Modell (Single Knock-on) . . . . .	36
7.2	Lineares Kollisionskaskaden-Modell . . . . .	38
7.3	Kollisionsspike-Modell . . . . .	40

<b>8</b>	<b>Desorptions-Modelle</b>	<b>40</b>
8.1	Coulombexplosionsmodell . . . . .	41
8.2	Elektronenbeschuß (Hit Modell) . . . . .	41
8.2.1	Popcorn-Modell . . . . .	43
8.3	Anregungsmodell . . . . .	44
8.4	Stoßwellen-Modell (Shock-Wave) . . . . .	46
8.5	Druckpuls-Modell (Pressure-Pulse) . . . . .	47
<b>9</b>	<b>Thermische Desorptionsmodelle</b>	<b>49</b>
9.1	Thermisch aktiviertes Desorptionsmodell . . . . .	50
9.2	Volumen-Desorptionsmodell . . . . .	51
<b>10</b>	<b>Sonstige Desorptionsmodelle</b>	<b>52</b>
10.1	Pre-Impact-Desorptionsmodell . . . . .	52
<b>11</b>	<b>Sekundärionenemission und Meteoriteneinschlag</b>	<b>54</b>
<b>III</b>	<b>Experiment und Auswertung</b>	<b>57</b>
<b>12</b>	<b>Strahlpräparation und Strahlführung</b>	<b>59</b>
12.1	Van de Graaff-Beschleuniger (IKF und PUC) . . . . .	59
12.1.1	Kollimation . . . . .	60
12.1.2	Vakuum-Meßkammeraufbau . . . . .	61
12.1.3	Erzeugung von $H^+$ -Projektilen im Bereich des $(dE/dx)_e$ - Maximums . . . . .	62
12.2	Beschleunigerstruktur an der GSI . . . . .	62
12.3	Hochladungsinjektor (GSI) . . . . .	63
12.3.1	Kollimation am HLI $11^\circ$ -Strahlkanal . . . . .	64
12.3.2	Vakuum-Meßkammeraufbau . . . . .	66
<b>13</b>	<b>Targets</b>	<b>66</b>
13.1	Herstellung freitragender C- und Cu-Targets . . . . .	67
13.1.1	Herstellung freitragender LiF-Targets . . . . .	67
13.2	Herstellung deuterierter und hydrogenierter Kohlenstofftargets . . . . .	67
13.3	Verunreinigungen von Festkörpertargets . . . . .	68
13.4	Restgasmessung mit dem Quadrupolmassenspektrometer . . . . .	69
13.5	Targetoberflächenkontrolle mit dem Flugzeitspektrometer . . . . .	70
13.6	Targetoberflächenkontrolle mit dem Elektronenmikroskop . . . . .	72
13.6.1	Targetkontrolle durch charakteristische Röntgenstrahlung . . . . .	73

<b>14 Sekundärionenspektrometrie</b>	<b>74</b>
14.1 Grundlagen der Flugzeitmessung . . . . .	74
14.2 Lineares Flugzeitspektrometer . . . . .	77
14.3 Zylindersymmetrisches Flugzeitspektrometer . . . . .	79
14.4 Massen- und Energiemessung der Sekundärionen . . . . .	80
14.5 Massenauflösung der Flugzeitspektrometer . . . . .	81
<b>15 Detektoren zum Teilchennachweis</b>	<b>82</b>
15.1 Channeltron-Detektor . . . . .	82
15.2 Microchannel-Plate-Detektor . . . . .	85
<b>16 Targettemperaturmessung</b>	<b>87</b>
16.1 Targethalter mit Temperaturregelung . . . . .	87
16.2 Temperaturmessung mit Pt-100 . . . . .	88
<b>17 Elektronik und Datenaufnahme</b>	<b>89</b>
17.1 Verarbeitung der Detektorsignale . . . . .	89
17.2 Singlehit-Datenaufnahme MEDA . . . . .	90
17.2.1 Normierung der Flugzeitspektren . . . . .	92
17.3 Multihit-Datenaufnahme MULTI . . . . .	93
17.4 Charakterisierung des Strahlstroms . . . . .	96
<b>18 Datenauswertung</b>	<b>97</b>
18.1 Masseneichung der Flugzeitspektren . . . . .	97
18.2 Fehlerbetrachtung . . . . .	98
<b>IV Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>101</b>
<b>19 Variation von Projektileigenschaften</b>	<b>104</b>
19.1 Geschwindigkeitseffekt . . . . .	104
19.1.1 $H^+$ induzierte Sekundärionenemission . . . . .	106
19.1.2 Kritisches-Energiedichte-Modell . . . . .	109
19.1.3 Teilchenspur und Sekundärionenemission . . . . .	112
19.1.4 N induzierte $Li^+$ -Emission . . . . .	115
19.1.5 Ergebnisse und Diskussion der $N^{q_{equ}}$ induzierten $Li^+$ -Emission	116
19.2 Projektillmasse und Sekundärionenemission . . . . .	119
19.2.1 Änderung der Energiedichte im konstanten Spurvolumen . . .	120
19.3 Variation der Projektilladung . . . . .	125
19.3.1 Bestimmung der Teilchenspurstruktur . . . . .	126
19.3.2 Bestimmung des Gleichgewichtsladungszustands . . . . .	132

<b>20 Variation von Targeteigenschaften</b>	<b>134</b>
20.1 Desorption von nichtleitendem Target . . . . .	135
20.1.1 Desorption von $C_xH_y^+$ -Sekundärionen vom LiF-Target . . . . .	136
20.1.2 Bindungsenergie der $C_xH_y^+$ -Sekundärionen am LiF-Target . . . . .	138
20.1.3 Desorption von $H^+$ - und $Li^+$ -Ionen . . . . .	141
20.2 Desorption vom leitenden Target . . . . .	146
20.2.1 Desorption von $C_xH_y^+$ -Sekundärionen vom Cu-Target . . . . .	148
20.2.2 Bindungsenergie der $C_xH_y^+$ -Sekundärionen am Cu-Target . . . . .	151
20.2.3 Desorption von $H^+$ -Ionen . . . . .	153
20.3 Sekundärionenemission aus dem Targetvolumen . . . . .	156
20.3.1 Ergebnisse und Diskussion . . . . .	159
<b>V Zusammenfassung</b>	<b>163</b>
<b>21 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>165</b>
<b>VI Anhang</b>	<b>173</b>
<b>A Target-Temperaturmessung</b>	<b>175</b>
A.1 Heizungssteuerung für den Targethalter . . . . .	175
A.2 Quellcode des Pt-100 Programms . . . . .	175
<b>B Temperatur in der Teilchenspur</b>	<b>177</b>
<b>C Elektrisches Feld in der Teilchenspur</b>	<b>178</b>
<b>D Tabellen</b>	<b>181</b>
D.1 Sekundärionenausbeuten . . . . .	181
D.1.1 $H^+$ -induzierte Sekundärionenemission . . . . .	181
D.1.2 $N^{qu.}$ induzierte $Li^+$ -Emission . . . . .	182
D.1.3 Änderung der Energiedichte im konstantem Spurvolumen . . . . .	183
D.1.4 Desorption bei Änderung der Targettemperatur . . . . .	185
D.1.5 Desorption bei Änderung der Projektilladung . . . . .	187
<b>VII Literaturverzeichnis</b>	<b>189</b>
<b>VIII Danksagung</b>	<b>203</b>

# Teil I

# Einleitung



# 1 Einleitung

Zu Beginn des 20. Jh. entdeckte Marie Skłodowska-Curie (\*1867 -†1934) bei ihren Untersuchungen zur Radioaktivität von Thorium, Polonium und Radium das Abbremsen von  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen beim Durchgang durch Materie [Sk100, Sig98]. Vor allem Rutherford (\*1871 -†1937), Thomson (\*1856 -†1940) und Bohr (\*1885 -†1962) leisteten wichtige Pionierarbeit bei ihren Untersuchungen zum Bremsvermögen eines Ions beim Durchlaufen von Materie. Bohr [Boh13, Boh48] entwickelte dabei eine Theorie auf der Grundlage der klassischen Mechanik mit relativistischen Korrekturen, die alle nachfolgenden Theorien entscheidend beeinflusste und einen systematischen Vergleich mit Nebelkammeraufnahmen von Wilson (\*1869 -†1959) erlaubte. Bethe (\*1906) und Bloch (\*1905 -†1983) [Bet30, Bet32, Blo33a, Blo33b] stellten auf der Basis des Bohrschen Konzepts eine quantenmechanische Beschreibung der Energieverlusttheorie für Ionen und Elektronen auf. Allein in der ersten Hälfte des 20. Jh. leisteten über ein Dutzend Nobelpreisträger in Physik wichtige Beiträge zum Durchgang von schnellen geladenen Teilchen durch Materie.

Das Bremsvermögen geladener Teilchen beim Durchdringen der Materie bildet die Grundlage für die Aufklärung von Wechselwirkungsprozessen zwischen ionisierender Strahlung und kondensierter Materie. Es spielt seit den Anfängen der modernen Atomphysik bis heute eine große Rolle, da es wichtige Aussagen über Struktur und inneren Aufbau der Materie sowie über die Wechselwirkung zwischen Atomen der Materie und den sie durchdringenden Projektilen vermittelt. Dieses Kenntnis ist heute von fundamentaler Bedeutung, in der schnelle geladene Ionen in zunehmendem Maße auch als Werkzeug zur kontrollierten Veränderung physikalischer und chemischer Materialeigenschaften eingesetzt werden. So finden Schwerionen als chirurgisches Instrument in der Tumorbehandlung [GSI98] und zur Modifikation der Oberflächeneigenschaften von Gelenkprothesen Verwendung [Ne95]. Mit Schwerionen läßt sich schließlich die Schädigung mikroelektronischer Bauelemente durch Höhenstrahlung simulieren und einen Beitrag zur Ausfallsicherheit elektronischer Systeme in Luft- und Raumfahrtstechnik leisten [Fis98].

Dringen energiereiche ( $> 1\text{MeV/u}$ ) schwere Ionen (Projektilen) in einen Festkörper ein, so überträgt das Ion entlang seiner Flugbahn innerhalb sehr kurzer Zeit ( $< 10^{-15}\text{s}$ ) eine beträchtliche Energiemenge auf das elektronische System des Festkörpers. Aufgrund der Energiedeposition kommt es innerhalb des Festkörpers entlang der Projektiltrajektorie zur Bildung von Defekten, wie z.B. der Verschiebung von Atomen aus ihrem Gleichgewichtszustand, dem Aufbrechen chemischer Bindungen, der Zerstörung geordneter Strukturen (Kristallgitter) und der Emission von Sekundärteilchen (Ionen, Elektronen, Photonen, etc.). Diesen entlang der Projektiltrajektorie entstehenden Schädigungsbereich bezeichnet man als "latente Spur" [Fle75, Spo90].

Obwohl die Dynamik des Entstehungsmechanismus der Teilchenspur sehr komplex und bisher noch nicht vollständig verstanden ist, finden "latente Spuren" schon heute ein breites, interessantes Anwendungsfeld in der Nanotechnologie. So

ist bereits mit dem Einsatz einer Nanosonde [Fis83, Fis98a] die Erzeugung von regelmäßig angeordneten Nanostrukturen auf der Festkörperoberfläche möglich. Da die Gefügezerstörung längs der "latenten Spur" eine Angriffsmöglichkeit für chemische Ätzflüssigkeiten bietet, gelingt die Herstellung von Nanostrukturen wie Nanonadeln und Nanoröhren [Dob98, Vet93, Spo90]. Auch die moderne Datentechnik, die weltweite Vernetzung und die zunehmend komplexen Informations- und Kommunikationssysteme profitieren von einer weitere Miniaturisierung elektrischer Schaltkreise mit Hilfe der Ionenlithographie [Spo90]. Durch Pfropfen eines Gels auf die Oberfläche einer Teilchenspur kann überdies eine Pore erzeugt werden, die in Abhängigkeit von der Temperatur oder vom pH-Wert gezielt geöffnet oder geschlossen werden kann [Reb95, Wol95]. Der Einsatz dieser Poren ist zur bedarfs-gesteuerten Abgabe von Medikamenten in der Medizin sowie bei der Entwicklung neuer Rechnergenerationen vorstellbar.

Hinsichtlich der Ausschöpfung des gesamten Potentials der Teilchenspurtechnik ist ein besseres Verständnis der beim Durchgang des Projektilions ablaufenden fundamentalen physikalischen und chemischen Prozesse von imperativer Bedeutung. Sekundäre Ionen, die aus dem Bereich der Teilchenspur emittiert werden, spielen die wichtige Rolle eines "Botschafters", der grundlegende Informationen über die Prozesse bei der Wechselwirkung des Projektilions mit Materie sowie über die Struktur der Materie selbst liefern kann [Wün99]. Mit der Rasterkraft- und Elektronenmikroskopie wird heute die Teilchenspurentstehung nach dem Ionendurchgang studiert [Kop94, Mü98, Mü99]. Die Sekundärionen jedoch bieten den entscheidenden Vorteil einer "in-situ" Analyse der Spurbildungsmechanismen während des Ionendurchgangs und stellen somit ein dynamisches Mikroskop dar. Der Mechanismus der Sekundärionenemission ist allerdings bis heute noch nicht vollständig verstanden.

Allgemein wird die Emission geladener und neutraler Teilchen von Festkörperoberflächen beim Beschuß mit Ionen im Bereich des elektronischen Bremsvermögens ( $> 1\text{MeV/u}$ ) als Desorption (elektronisches Zerstäuben) bezeichnet. Mit Einführung der Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS) 1970 durch Benninghoven [Ben70] war es erstmals möglich, von Festkörperoberflächen emittierte, geladene Sekundärionen beim Beschuß mit schweren geladenen Projektilionen nachzuweisen. Dadurch können lokal die physikalischen Eigenschaften des Festkörpers im Bereich der Teilchenspur über Ausbeuten, Winkel- und Energieverteilungen der emittierten Sekundärionen in Abhängigkeit von Projektilart, Projektilenergie, Ladungszustand, Einfallswinkel, Targetmaterial, Targettemperatur, etc. untersucht werden [Betz94]. Die stetige Weiterentwicklung dieser Technik deckt heute ebenfalls ein breites spannendes Anwendungsfeld ab. So ist beispielsweise mit SIMS die Bestimmung der Zusammensetzung von chemisch unbekanntem Stoffen [Dud88], von Planeten- und Mondatmosphären [Joh91] oder aber auch nur einfach zur Identifikation von unerlaubten Steroiden bei Athleten [Asm98] (etc.), möglich.

Zur Beschreibung von Desorptionsprozessen wurden verschiedene Modelle

entwickelt. Eine zentrale Rolle spielt bei diesen Modellen die beim Abbremsen des Projektilions im Festkörper deponierte Energie ( $dE/dx$ ), die als Energiequelle der Desorption wirksam ist. Einige Modelle ziehen aber auch das Konzept der Teilchenspur zur Beschreibung der Desorptionsvorgänge heran [Håk93, Spo90]. Zur Beschreibung der Desorptionsereignisse werden jedoch auch Kollisionen [Sig81], Einzelpulse [Kop94], Coulombexplosionen [Fle75], Elektronenbombardements [Rei93], Elektronen-Kaskaden [Scho88b], Spikes oder kollektive Pulse [Joh89] und Schockwellen [Bit87] oder thermische Modellvorstellungen [Rei93, Wie89] herangezogen. Die fundamentale Frage jedoch, wie die im elektronischen System deponierte Energie auf das atomare System übertragen wird, kann noch immer nicht befriedigend erklärt werden.

In dieser Arbeit wird zum ersten Mal die ioneninduzierte Sekundärionenemission von Festkörperoberflächen systematisch, bei gezielter Variation von Projektil- und Targeteigenschaften, untersucht. Das zentrale Ziel dieser Untersuchungen ist, aus relativen Sekundärionenausbeuten Aussagen über den Emissionsmechanismus der emittierten Sekundärionen zu gewinnen und mit aktuellen Modellvorstellungen zu vergleichen. Zur Sekundärionenemission ist die Frage von besonderem Interesse, weshalb die Sekundärionenausbeuten gleichem Bremsvermögen des Projektils aber unterschiedlichen Projektilgeschwindigkeiten voneinander abweichen. Erfolgt die Dissipation der vom Projektil im Material deponierten Energie in mehreren Reaktionskanälen, wie z.B. der Emission von Sekundärionen oder von Elektronen, Photonen, etc.? Kann ein neu entwickeltes Desorptions-Modell [Per00] zur Lösung dieser Problematik beitragen? Der Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Messung und der Rechnung gestattet dabei eine Beurteilung des zugrundeliegenden theoretischen Konzepts und des verwendeten Näherungsverfahrens. Eine zentrale Frage ist hier aber auch, ob alle Sekundärionen dem gleichen Emissionsort entstammen. Ist dies nicht der Fall, so könnten die von verschiedenen Orten emittierten Sekundärionen einen Einblick in die Evolution der Spurentstehung bzw. der Temperaturentwicklung innerhalb der Spur bieten. Aus diesem Grund ist auch die Bindungsart der emittierten Sekundärionen mit der Festkörperoberfläche von fundamentaler Bedeutung. Werden Sekundärionen überhaupt aus dem Oberflächenbereich emittiert oder stammen sie sogar aus tiefen Schichten des Targetvolumens, wo sie durch das Spurpotential ins Vakuum geführt werden? Umladungsprozesse des Projektils beim Durchgang durch Materie sind hinsichtlich Sekundärionenemission ebenfalls von großem Interesse. Könnte die Sekundärionenemission in Zukunft auch zum besseren Verständnis dieser Prozesse beitragen?

Die vorliegende Arbeit ist in acht Abschnitte aufgegliedert. Im folgenden (zweiten) Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkungsprozesse zwischen energiereichen Ionen mit Materie behandelt. Dieser Abschnitt gibt einen Überblick der theoretischen Beschreibung des Bremsvermögens von Ionen beim Durchdringen der Materie, insbesondere hinsichtlich der Teilchenspurentstehung. Es folgt

eine Darstellung der verschiedenen Modelle zu Ladungszustandsänderung eines Ions im Festkörper. Der zweite Abschnitt schließt mit den unterschiedlichen Modellen des nuklearen und elektronischen Zerstäubens.

Gegenstand des dritten Abschnitts sind die experimentellen Voraussetzungen, die im Rahmen dieser Thematik und speziell für die hier durchgeführten Messungen geschaffen werden mußten. Hierzu zählen unter anderem der Aufbau eines Meßplatzes in der Experimentierhalle der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt. Hierzu erfolgte die Messung der Sekundärionenausbeuten beim Targetbeschuß mit schweren geladenen Projektilen, die Neuentwicklung eines linearen Flugzeitspektrometers, mit dessen Hilfe die Massenauflösung und der Raumwinkel zur Detektion der emittierten Sekundärionen erhöht werden konnte, sowie die Konstruktion eines Targethalters zur temperaturabhängigen Messung der Sekundärionenemission. Darüber hinaus beschreibt dieser Abschnitt auch den experimentellen Aufbau, darunter die Methode der Flugzeitmessung, das Datenaufnahmesystem und die Datenanalyse.

Der vierte Abschnitt stellt die Ergebnisse der Experimente aus zwei Themengebieten vor; sie behandeln die Sekundärionenemission von Festkörpern in Abhängigkeit von Projektil- und Targeteigenschaften. Die Resultate der Messung werden im Rahmen eines neuen Desorptions-Modells [Per00] diskutiert.

Im fünften Abschnitt folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und es wird auf experimentelle Zukunftsperspektiven für weitergehende Untersuchungen hingewiesen. Den Schluß der Arbeit bilden drei Abschnitte, die die Anhänge, das Literaturverzeichnis und eine Danksagung enthalten.

**Teil II**  
**Theoretische Grundlagen**



## 2 Ion-Festkörper-Wechselwirkung

Abb. 1 illustriert schematisch den zeitlichen Verlauf der Prozesse, die beim Durchgang eines schnellen C-Projektions (2 MeV) durch einen 100 Å dicken C-Festkörper entstehen können. Das Projektion besitze eine Geschwindigkeit von  $0,6\text{ cm/ns}$  und passiere den Festkörper nach etwa  $10^{-17}\text{ s}$  [Rit82]. Im Festkörper wird das Projektion kontinuierlich abgebremst, da es kinetische Energie entlang seiner Trajektorie durch atomare Prozesse wie Anregung, Ionisation und Elektroneneinfang verliert (siehe Kapitel 3). Dadurch entwickelt sich beim Passieren des Festkörpers aus dem Anfangsladungszustand  $q_i$  des Projektions ein dynamischer mittlerer Gleichgewichtsladungszustand  $\bar{q}_{equ}$ . (siehe Kapitel 4). Der Ladungszustand sowie der Anregungszustand bestimmen den mittleren Energieverlust des Projektions im Festkörper.

Das Projektion bewirkt aber auch eine Anregung und Ionisation der Festkörperatome, die direkt nach dem Durchgang des Projektils ( $\approx 10^{-17}\text{ s}$ ) zur Emission von  $\delta$ -, Konvoi- und Auger-Elektronen führt.

Etwa  $10^{-15}\text{ s}$  nach dem Passieren des Projektils bildet sich aufgrund des Elektronenmangels entlang der Trajektorie eine positive Ladungsverteilung, der sogenannte Spurrkern (siehe Kapitel 5.1.1), die von einer negativen Ladungsverteilung, dem Spurrhalo (siehe Kapitel 5.1.2), umschlossen ist. Zwischen Spurrkern und Spurrhalo bildet sich kurzzeitig ein starkes elektrisches Feld ( $\approx 1\text{ V/Å}$ ) [Joh82]. Der Elektronenmangel im Spurrkern und das dadurch hervorgerufene elektrische Feld, führen nach etwa  $10^{-13}\text{ s}$  zu einer Coulombexplosion der Festkörperatome. Diese bewirkt eine Verschiebung der Festkörperatome aus ihrer Gleichgewichtslage und verursacht dadurch eine hohe lokale Schädigungsdichte im Festkörpermateriale entlang der Trajektorie.

Durch das elektrische Feld, das zwischen Spurrkern und Spurrhalo besteht, werden die Elektronen aus dem Spurrhalo wieder in den positiven Spurbereich geführt. Dies führt nach etwa  $10^{-15}\text{ s}$  zu einer Neutralisation des elektrischen Feldes [Joh82]. Die Neutralisationszeit ist jedoch vom Festkörpermateriale (Leiter/Nichtleiter) abhängig (siehe Kapitel 5.2).

Der Emission der Festkörperlektronen folgt nach etwa  $10^{-13}\text{ s}$  bis  $10^{-12}\text{ s}$  die H-Emission. Nach etwa  $10^{-10}\text{ s}$  bis  $10^{-9}\text{ s}$  emittieren auch vollständige und fragmentierte, neutrale und ionisierte Moleküle (z.B.  $C_nH_m^+$ ). Die Emission dieser Sekundärteilchen wird durch die Verschiebung der positiven Festkörperionen im Spurrkern, Gitterschwingungen, Druck- und Stoßwellen, etc., sowie über Energietransfer von  $\delta$ -Elektronen an die Sekundärteilchen verursacht (siehe Kapitel 7). Die kinetische Energie der Sekundärionen bzw. der Sekundärmoleküle liegt zwischen 0,2 und 20 eV [Per00].

## 3 Bremsvermögen von Ionen im Festkörper

Beim Durchgang eines Ions mit der kinetischen Energie  $E_P$  durch einen amorphen Festkörper erleidet das Ion pro zurückgelegter Weglänge  $\Delta x$  durch Stöße mit den

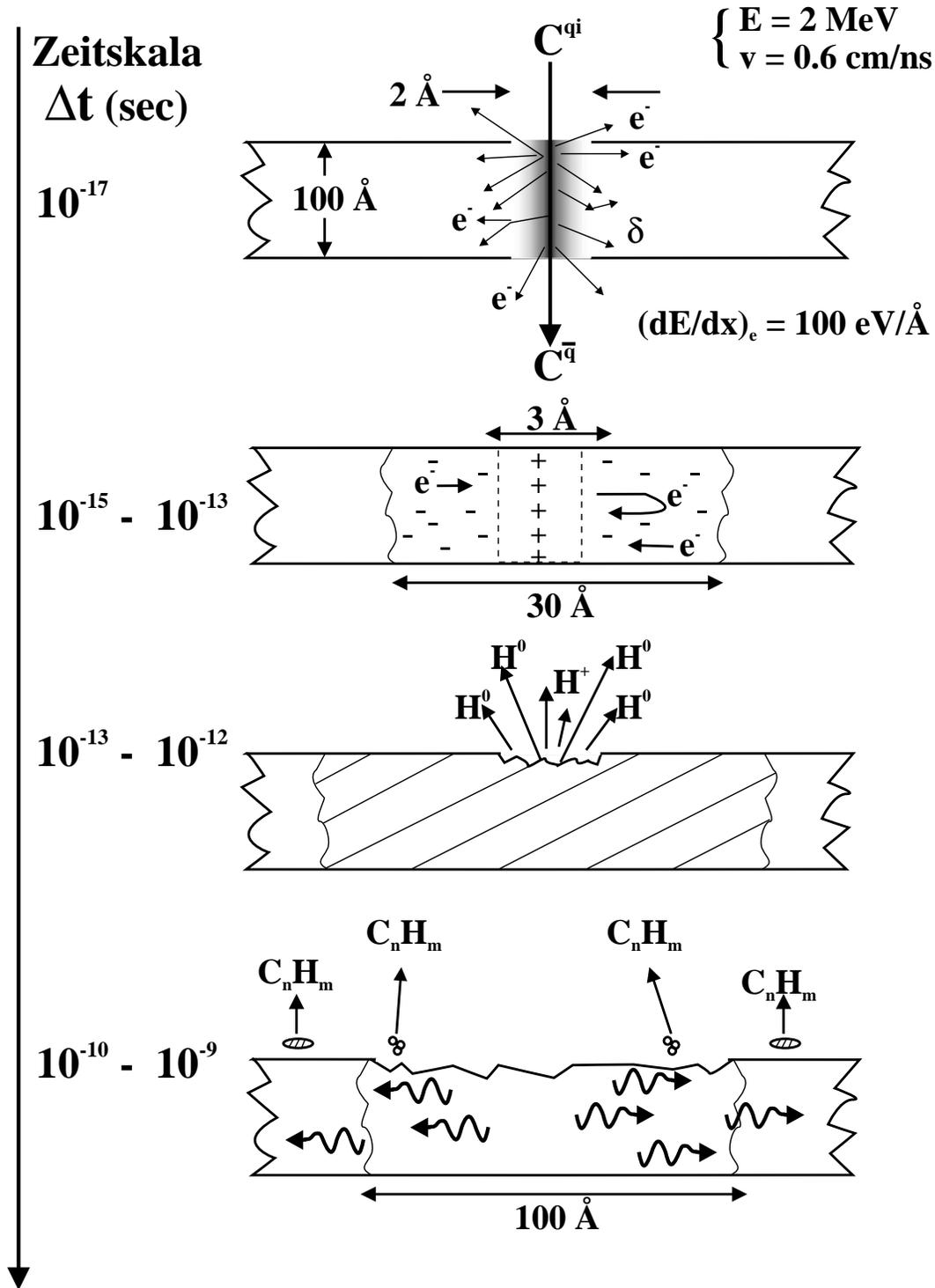


Abbildung 1: Schematischer zeitlicher Ablauf der wichtigsten Prozesse, die zur Emission von Sekundärteilchen nach dem Durchgang eines Projektilions durch ein Festkörpertarget führen.

Festkörperatomen einen kontinuierlichen Energieverlust  $\Delta E$ . Die Wahrscheinlichkeit  $dP$ , daß das Ion mit den Festkörperatomen stößt und dabei die Energie  $T$  an die Targetatome transferiert, ist gegeben durch [Kum81, Spo90]:

$$dP = N_F \cdot \Delta x \cdot d\sigma \quad (1)$$

$N_F$  ist die Streuzentren-Anzahldichte im Festkörper (Festkörperatome pro Volumeneinheit) und  $d\sigma = 2\pi \cdot b \cdot db$  (klassisch) ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für Stöße mit dem Stoßparameter  $b$ . Der mittlere Energieverlust, den das Ion im Festkörper erfährt, ist definiert als:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = N_F \langle T \rangle = N_F \int_0^{T_{max}} T \cdot d\sigma = N_F \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi \cdot b \cdot T \cdot db \quad (2)$$

wobei  $\langle T \rangle = \int_0^{T_{max}} T d\sigma$  den mittleren Energieverlust eines Ions pro gestoßenen Festkörperatom angibt. Die obere Integrationsgrenze  $T_{max}$  kennzeichnet die vom Ion an das Festkörperatom maximal übertragene Energie  $T$ ,  $b_{min}$  und  $b_{max}$  den kleinsten und größten Stoßparameter.

Aus der Grenzwertbildung  $\Delta x \rightarrow 0$  folgt das Bremsvermögen (stopping power) bzw. der mittlere Energieverlust  $dE/dx$  ( $E$ ) des Projektilions im Festkörper [Kum81, Spo90, Sig72]:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta E / \Delta x \equiv \frac{dE}{dx} (E) \left[ \frac{eV}{\text{Å}} \right] \quad (3)$$

Der Wirkungsquerschnitt des Bremsvermögens  $\sigma(E)$  (stopping cross section) ist mit der Atomanzahldichte  $N_T$  des Targets definiert als:

$$\sigma(E) \equiv \left( \frac{dE}{dx} \right) / N_T \left[ \frac{eV cm^2}{\text{Atome}} \right] \quad (4)$$

### 3.1 Totales Bremsvermögen

Das totale Bremsvermögen  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{total}$  eines Projektilions im Festkörpertarget setzt sich aus zwei unterschiedlichen Energieverlustmechanismen zusammen [Boh15, Boh40, Boh48, Zie85]. Welche der beiden Mechanismen überwiegt, hängt von der Geschwindigkeit  $v_P$  und der Masse  $m_P$  des Projektils, sowie der Geschwindigkeit  $v_B$  der lose gebundenen Targetelektronen, d.h. vom Targetmaterial, ab.

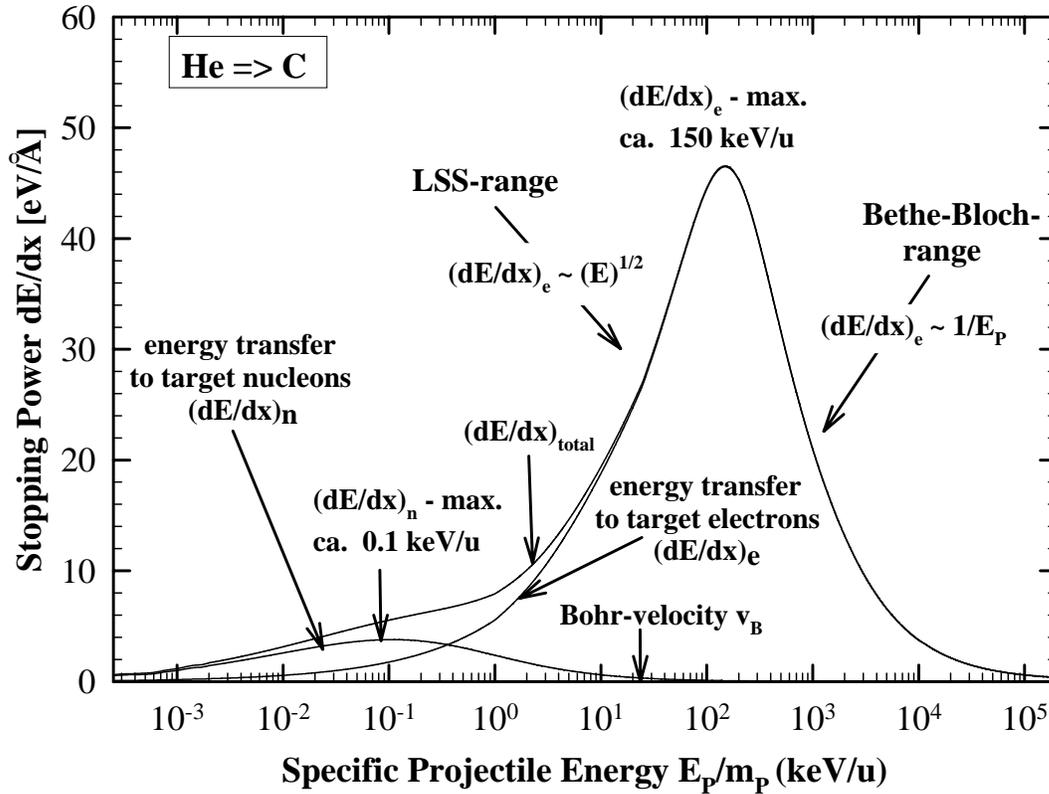


Abbildung 2: Qualitative Darstellung des Bremsvermögens ( $dE/dx$ ) eines Helium-Projektiles in einem Kohlenstofftarget als Funktion der spezifischen Projektilenergie  $E_P/m_P$ . Die Funktion wurde mit dem Computerprogramm TRIM93 berechnet [Bie87].

Bei Projektilegeschwindigkeiten  $v_P < v_B$  überwiegen elastische Stoßprozesse zwischen dem Projektilion und den Targetatomen (nukleares Bremsvermögen  $(\frac{dE}{dx})_n$ ). Ist hingegen die Projektilegeschwindigkeit  $v_P > v_B$ , so überwiegen inelastische Stoßprozesse zwischen dem Projektilion und den Targetelektronen (elektronisches Bremsvermögen  $(\frac{dE}{dx})_e$ , wobei  $v_B$  die Bohrsche Geschwindigkeit ist:

$$v_B = \frac{2\pi e^2}{h} = 2,18 \cdot 10^6 \text{ m/s} \quad (5)$$

Die Bohrsche Geschwindigkeit  $v_B$  ist die Bahngeschwindigkeit eines im Grundzustand befindlichen Elektrons im Wasserstoffatom. Sie entspricht einer spezifischen Projektilenergie von  $E_P/m_P = 24,73 \text{ keV/u}$ . Für das totale Bremsvermögen eines Projektiles beim Durchgang durch Materie gilt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_n + \left(\frac{dE}{dx}\right)_e \Leftrightarrow \sigma(E)_{total} = \sigma(E)_n + \sigma(E)_e \quad (6)$$

### 3.2 Nukleares Bremsvermögen

Beim elastischen Anteil des Energieübertrags vom Projektilion auf das Festkörperatom wird das Coulombfeld der Festkörperrnucleonen durch die Elektronen im Festkörper abgeschirmt. Aufgrund der im Vergleich zur Projektilgeschwindigkeit  $v_P$  hohen Bahngeschwindigkeit der Festkörperelektronen  $v_B$  ( $v_P \ll v_B$ ) können sich die Elektronen im Festkörper auf das herannahende Projektilcoulombfeld einstellen, so daß die Elektronenhüllen der Festkörperatome für das Projektil undurchdringlich werden.

Der Impuls- und Energieübertrag vom Projektilkern auf den Festkörperkern erfolgt bei niedrigen Projektilenergien ( $v_P \ll v_B$ ) in einem direkten Stoß (Binärer Stoß) und kann, in den hier interessierenden Geschwindigkeitsbereich, in sehr guter Näherung klassisch beschrieben werden. Der größte Energieübertrag  $T_{max}$  findet bei einer Frontalkollision (Stoßparameter  $b = 0$ ) zwischen dem Projektilkern und dem Festkörperkern statt:

$$T_{max} = 4 \cdot \frac{m_P \cdot m_F}{(m_P + m_F)^2} \cdot E_P \quad (7)$$

Hier bezeichnen  $m_P$  bzw.  $m_F$  die Masse des Projektilions bzw. des Festkörperatoms. Aus der Rutherford'schen Streuformel ergibt sich der mittlere Energieübertrag zwischen dem Projektil- und dem Festkörperkern in einem Zweikörperstoß in Abhängigkeit vom Stoßparameter  $b$  durch die folgende Beziehung [Boh48, Spo90]:

$$T = 2 \cdot \frac{Z_P \cdot Z_F}{m_P \cdot v_P^2} \cdot \frac{1}{b + (d_n/2)^2} \quad (8)$$

$d_n$  ist der sogenannte Stoßradius. Dieser beschreibt den kleinstmöglichen Abstand bei dem Wechselwirkung zwischen zwei geladenen Teilchen gleichen Vorzeichens beim Stoßparameter  $b = 0$  stattfinden kann.  $d_n$  ist gegeben durch:

$$d_n = \frac{Z_P \cdot Z_F}{\frac{1}{2} \cdot m_0 \cdot v_P^2} \quad , \text{ mit } \quad m_0 = \frac{m_P \cdot m_F}{m_P + m_F} \quad (9)$$

wobei  $m_0$  die reduzierte Masse des Stoßsystems darstellt.  $Z_P$  bzw.  $Z_F$  ist die Ladungszahl des Projektilions bzw. des Festkörperatoms. Glg. (8) stellt eine wichtige Verbindung zwischen dem Stoßparameter  $b$  und dem Energieübertrag  $T$  dar. Die Grenzfälle dieser Gleichung zeigen, daß für  $T \rightarrow 0$  der Stoßparameter  $b \rightarrow \infty$  (entfernter Stoß) und für  $T \rightarrow T_{max} = 2m_0^2 v_P^2 / m_F$ ,  $b \rightarrow 0$  geht (zentraler Stoß).

Aus der obigen Beziehung läßt sich das nukleare Bremsvermögen  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_n$  eines Projektilions beim Durchgang durch einen Festkörper bestimmen:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n = N_F \int_0^{b_{n,max}} T(b) 2\pi b db = 4\pi \frac{Z_P^2 \cdot Z_F^2 \cdot e^4}{m_F \cdot v_P^2} \cdot N_F \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot b_{n,max}}{d_n}\right) \quad (10)$$

$N_F$  ist die Streuzentren-Anzahldichte der Kerne im Festkörper und  $e$  die Elementarladung.

### 3.3 Elektronisches Bremsvermögen

Neben den elastischen Stoßprozessen zwischen dem Projektilion und dem Festkörperatom werden bei Projektilgeschwindigkeiten  $v_P \gg v_B$  inelastische Stoßprozesse relevant. Kennzeichnend für inelastische Stoßprozesse ist, daß das Projektilion bei der Wechselwirkung mit dem Festkörperatom seine kinetische Energie bzw. seinen Impuls an die einzelnen Festkörperelektronen überträgt. Das Ergebnis dieser Wechselwirkung ist ein elektronischer Energieverlust  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$  des Projektils durch Anregung  $\left(\frac{dE}{dx}\right)^{exc}$  und Ionisation  $\left(\frac{dE}{dx}\right)^{ion}$  der Festkörperatome entlang der Projektiltrajektorie [Boh48, Kum81, Spo90]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{exc} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{ion} \quad (11)$$

Ähnlich wie beim nuklearen Bremsvermögen kann der elektronische Energieverlust auf direkte Rutherfordstöße zwischen dem Projektilion und den Elektronen aus dem Festkörper zurückgeführt werden [Sig75]. Hieraus ergibt sich:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = N_e \int_0^{b_{e,max}} T(b) b 2\pi db = 4\pi \frac{Z_P^2 \cdot e^4}{m_e \cdot v_P^2} \cdot N_e \cdot Z_F \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot b_{e,max}}{d_e}\right) \quad (12)$$

$Z_P, Z_F$  sind die Kernladung des Projektil- und des Atomkerns im Festkörper,  $m_e$  die Elektronenmasse. Der Stoßradius  $d_e$  ist analog zum elastischen Fall gemäß Glg. (9) definiert, wobei die Masse  $m_F$  der Festkörperatome durch die Elektronenmasse  $m_e$  ersetzt wird.  $N_e$  beschreibt die Streuzentren-Anzahldichte der Festkörperelektronen,  $b_{e,max}$  ist der maximale Stoßparameter, bei dem noch Energie vom Projektilion auf das Festkörperelektron übertragen werden kann.

Um  $b_{e,max}$  abschätzen zu können (Cut-Off Energy), wird nach Bohr [Boh48] das Festkörperatom als Ensemble von harmonischen Oszillatoren dargestellt. Jeder dieser Oszillatoren ist dabei ein an das Festkörperatom gebundenes Elektron mit der Oszillationsfrequenz  $\omega_e$ . Die Elektronen bewegen sich dabei im Radius  $a_s \sim \frac{v_s}{\omega_s}$  um das

Festkörperatom, wobei  $\omega_s$  die Oszillationsfrequenz des  $s$ -ten Elektrons und  $v_s$  seine durch  $I_s = 1/2 \cdot m_0 \cdot v_s^2$  definiert Orbitalgeschwindigkeit ist.  $I_s$  kennzeichnet die Bindungsenergie des Elektrons. Die mittlere Oszillationszeit  $t$  der Elektronen ist gegeben durch  $t = 1/\omega_e$ , während die Kollisionszeit aus der Beziehung  $\tau = b/v_P$  abgeschätzt werden kann. Daraus ergibt sich für den maximalen Stoßparameter [Boh48]:

$$b_{e,max} = v_P \cdot \tau = \frac{v_P}{\omega_e} \quad (13)$$

Diese Beziehung wird auch als adiabatisches Kriterium bezeichnet.

### 3.3.1 Bremsvermögen bei niedrigen Projektilenergien

Die theoretische Beschreibung des elektronischen Bremsvermögens nach Bohr behält ihre Gültigkeit im niederenergetischen Bereich nur für Projektilgeschwindigkeiten  $v_P \geq v_B$  und im hochenergetischen Bereich nur für nicht-relativistische Projektilgeschwindigkeiten  $v_P \ll c$ . Durch zwei Näherungen kann die theoretische Beschreibung des elektronischen Bremsvermögens erweitert werden.

Das Maximum des elektronischen Bremsvermögens kann grob mit der Thomas-Fermi Geschwindigkeit  $v_{TF}$  berechnet werden:

$$v_{TF} = Z_P^{2/3} \cdot v_B \quad (14)$$

Dies entspricht einer spezifischen Projektilenergie von  $E_P/m_P = Z_P^{4/3} \cdot v_B$  [Chu78]. Im niederenergetischen Bereich  $v_P \ll v_B$ , bis nahe dem Maximum des elektronischen Bremsvermögens (siehe Abb. 2), gilt die Lindhard-Scharff-Schiøtt-Näherung (LSS-Region).

Nach Lindhard et al. [Lin61, Lin63] wird das elektronische Bremsvermögen des Projektilions im Festkörper durch die Wechselwirkung zwischen dem Projektilion und einem freien Elektronengas im Festkörper beschrieben. Die Dichte des Elektronengases ist abhängig vom Festkörpermateriale und vom Abstand der Elektronen zum Targetkern. Beim Durchgang des Projektilions durch das Elektronengas wird dieses polarisiert, so daß ein elektrisches Feld entsteht, das als Bremskraft auf das geladene Projektil wirkt [Boh48, Her94, Kum81]. Für das elektronische Bremsvermögen nach Lindhard et al. gilt:

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_e^{LSS} = Z_P^{1/6} \cdot 8\pi a_0 N_e \frac{Z_P \cdot Z_F \cdot e^2}{\left( Z_P^{2/3} + Z_F^{2/3} \right)^{3/2}} \cdot \frac{v_P}{v_B} \quad (15)$$

wobei  $a_0 = h^2/(4\pi e^2 m_e) = 0,529\text{Å}$  der Bohrsche Radius ist. Glg. (15) besagt, daß das elektronische Bremsvermögen des Projektils in der LSS-Region ( $v_P < v_B$ )

proportional zur Projektilgeschwindigkeit  $v_P$  bzw. proportional zur Wurzel der Projektilenergie  $E_P$  ansteigt:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e^{LSS} \sim v_P \sim \sqrt{E_P} \quad (16)$$

Der experimentelle Vergleich mit der LSS-Näherung zeigte, daß die gemessenen Daten weniger als 10 % von der Näherung abweichen [Omr63].

Lindhard et al. [Lin63] fanden außerdem bei der Untersuchung des Bremsvermögens von Wasserstoff und Deuterium ( $m_H < m_D$ ), daß bei niedrigen Energien, bei denen das nukleare Bremsvermögen überwiegt,  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_n(H) < \left(\frac{dE}{dx}\right)_n(D)$  gilt. Bei Energien jedoch, bei denen die Coulombabschirmung abnimmt und das elektronische Bremsvermögen überwiegt, gilt  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e(H) > \left(\frac{dE}{dx}\right)_e(D)$ . Dieses Verhalten wird im allgemein als der Isotopeneffekt bezeichnet.

### 3.3.2 Bremsvermögen bei hohen Projektilenergien

Der hochenergetische Bereich des elektronischen Bremsvermögens ( $v_{TF} \leq v_P \leq c$ ) wird durch die quantenmechanische Bethe-Bloch Näherung (BB-Region) beschrieben [Bet30, Bet32, Blo33a, Blo33b]. Diese gilt im Gegensatz zur Bohr-Näherung auch für Projektilenergien innerhalb des relativistischen Energiebereichs:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e^{BB} = \frac{4\pi Z_P^2 Z_F e^4}{m_e v_P^2} N_e \cdot \left( \ln \left( \frac{2m_e v_P^2}{I} \right) + \ln(1 - \beta) - \beta^2 \right) \quad (17)$$

Hierbei ist  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $I$  die mittlere Ionisierungsenergie des Festkörpermateriails, die durch empirische Anpassung an das Maximum des Kurvenverlaufs gewonnen wird;  $\beta = v_P/c$  ist das Verhältnis der Projektilgeschwindigkeit  $v_P$  zur Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

Aus Glg. (17) folgt, daß das elektronische Bremsvermögen in der BB-Region ( $v_P > v_{TF}$ ) proportional zu  $1/v_P^2$  bzw.  $1/E_P$  abfällt:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e^{BB} \sim \frac{1}{v_P^2} \sim \frac{1}{E_P} \quad (18)$$

Diese Abnahme kommt dadurch zustande, daß die Wechselwirkungszeiten des Projektilions mit den Elektronen der Festkörperatome kürzer werden und somit für schnellere Projektile kleinere Impulsüberträge möglich sind. Als Grenzfall der Bethe-Bloch Näherung folgt für kleine Projektilenergien ( $v_P \ll c$ ) die klassische Bohr-Näherung. Das Maximum des elektronischen Bremsvermögens, der sogenannte Bragg-Peak  $v_P = Z_P^{2/3} \cdot v_B$  im Bereich zwischen der niederenergetischen LSS-Region

und der hochenergetischen BB-Region, wird durch folgende Abschätzung beschrieben [Bie87, Var70]:

$$\frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{Max}} = \frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{LSS}} + \frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{BB}} \quad (19)$$

Eine Bestätigung für die Beschreibung des Maximums durch diese Näherung liefern experimentelle Daten [Bad56, Nec96], die weniger als 13 % von dieser Näherung abweichen.

### 3.4 Bremsvermögen in zusammengesetzten Festkörpern

Passiert ein Projektilion ein aus zwei Elementen bestehendes Festkörpertarget  $A_mB_n$ , so setzt sich das Bremsvermögen des Projektils in diesem Target additiv aus dem Bremsvermögen der einzelnen Targetkomponenten zusammen. Dieser Zusammenhang wird als die Braggsche Regel bezeichnet [Bra05, Chu78, Spo90]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{A_mB_n} = m \left(\frac{dE}{dx}\right)_A + n \left(\frac{dE}{dx}\right)_B \quad (20)$$

wobei m bzw. n die Anzahl der Atome des Elements A bzw. B sind. Für leichte Projektile ( $Z_P = 1 - 3$ ) ist die Braggsche Regel über einen weiten Energiebereich für eine große Anzahl von Festkörper- und Gastargets gültig [Bou71]. Für das Bremsvermögen von Projektilen in der Bethe-Bloch-Region müssen jedoch Korrekturen in der Braggschen Regel berücksichtigt werden [Thw92].

## 4 Ladungszustand des Projektils im Festkörper

Der Ladungszustand  $q$  eines schnellen Projektilions, das einen Festkörper passiert, fluktuiert aufgrund von Elektroneneinfang- und Elektronenverlust-Prozessen, die durch die aufeinanderfolgenden Stöße mit den Festkörperatomen hervorgerufen werden (siehe Abb. 3).

Das Projektilion verliert im Festkörper einen wesentlichen Teil seiner kinetischen Energie. Darüber hinaus geht der Ladungszustand des Projektils in eine dynamische Gleichgewichtsverteilung über, deren Maximum als der mittlere Gleichgewichtsladungszustand  $\bar{q}$  bezeichnet wird. Die Form der Ladungsverteilung ist von der Projektilgeschwindigkeit und dem Bremsmedium abhängig.

Die Umladungsprozesse eines Projektilions im Festkörper sind vom wesentlichen Interesse bei der Berechnung des Bremsvermögens vom Projektilion im Festkörper, aber auch bei der Erzeugung von vielfach geladenen Projektilionen in der Beschleunigertechnik.

### 4.1 Elektroneneinfang und -verlust im Festkörper

Wenn ein Projektilion der Ladung  $q$  mit Targetatomen stößt, so kann es bei jedem Stoß ein oder mehrere Elektronen einfangen und/oder verlieren.

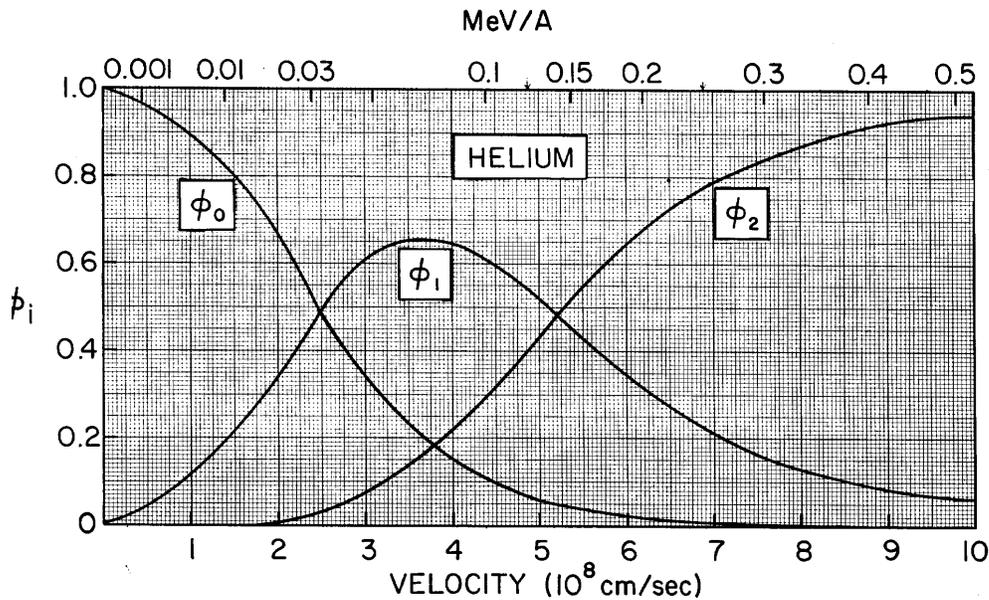


Abbildung 3: Die Abbildung zeigt  $\phi_i$ , den Bruchteil eines totalen Heliumstrahls mit der Ladung  $i$ , beim Durchgang eines Kohlenstofftargets als Funktion der spezifischen Projektilenergie  $E_P/v_P$  [Mar68].

Die Wahrscheinlichkeit für jeden dieser Prozesse wird durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(q, q')$  beschrieben, wobei  $q$  den Ladungszustand des Projektils vor und  $q'$  den Ladungszustand nach dem Stoß mit dem Targetatom bezeichnet. Die Änderung des Ladungsanteils  $dF_q$  des Projektils längs der Strecke  $dx$  im Target läßt sich mit einem System gekoppelter linearer Differentialgleichungen, der sogenannten Raten-gleichung, bestimmen [All58]:

$$\frac{dF_q(x)}{dx} = \sum_{q \neq q'} [\sigma_c(q, q') F_{q'}(x) - \sigma_l(q, q') F_q(x)] \quad \text{mit} \quad \sum_q F_q = 1 \quad (21)$$

Der erste Term der Gleichung gibt den Zuwachs der Elektronenbesetzungszahl, der zweite Term ihre Abnahme an. Erste umfangreiche theoretische Betrachtungen über den Ladungsaustausch-Wirkungsquerschnitt wurden von Bohr vorgestellt [Boh48, Betz72]. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_c$  und  $\sigma_l$  für Elektroneneinfang und Elektronenverlust betrachtete Bohr jeden Stoßprozeß zwischen dem Projektil und jedem Targetelektron gesondert. Für schwere Projektilionen in leichten Targets gilt nach Bohr:

$$\sigma_c \sim 4\pi a_0^2 Z_P^{1/3} Z_T^5 \left(\frac{v_B}{v_P}\right)^6 \quad (22)$$

$$\sigma_l \sim 4\pi a_0^2 Z_P^{1/3} Z_T^2 \left(\frac{v_B}{v_P}\right)^3 \quad (23)$$

Eine Beschreibung des Umladungsprozesses durch die Ratengleichung (21) ist jedoch nur möglich, wenn folgende Annahmen berücksichtigt werden: Die einzelnen Wirkungsquerschnitte müssen konstant sein, also unabhängig vom Ort  $x$  des Projektils im Target. Das bedeutet, daß das Bremsvermögen des Projektils vernachlässigbar sein muß ( $v_P = \text{konstant}$ ). Außerdem muß angenommen werden, daß das Projektil vor jedem Stoß mit einem Targetatom sich im Grundzustand befindet. Diese Annahmen gelten streng genommen nur für ideal verdünnte Gase, in denen jedes Projektil maximal einen Stoßprozeß erfährt. Durch die wesentlich höhere Kollisionsfrequenz in einem Festkörper ist dies nicht mehr gewährleistet. Mit diesen Einschränkungen lassen sich dennoch Systeme mit zwei oder drei Ladungszuständen (z.B.  $H^0$ ,  $H^+$  oder  $He^0$ ,  $He^+$ ,  $He^{2+}$ ) analytisch behandeln [All58].

Der Fall  $dF_q(x)/dx = 0$  (homogenes Gleichungssystem) ist für unendlich dicke Targets erreicht, da die Elektronen-Einfang- und Verlustprozesse gleich sind. Das Projektil gelangt somit in ein dynamisches Ladungsgleichgewicht.

## 4.2 Gleichgewichtsladungszustand des Projektils

Beim Eintritt des Projektils mit dem Anfangsladungszustand  $q_i$  in ein Target wird dieser Ladungszustand durch Elektronen-Einfang und Verlustprozesse gestört. Das Projektil erreicht jedoch, nach Brandt et al. [Bra73], ein dynamisches Ladungsgleichgewicht innerhalb des Targets. Der Übergang in dieses dynamische Ladungsgleichgewicht ist von der sogenannten dynamischen Abschirmrate  $\lambda$  ( $\lambda$  ist invers proportional zur Relaxationszeit des Elektronengases im Target) abhängig, die definiert ist als:

$$\lambda = \frac{\beta\omega_p}{2\pi} \quad (24)$$

wobei  $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$  die Plasmafrequenz und  $\beta$  eine Konstante in der Größenordnung von 0,1 ist. Die Annäherung an den Gleichgewichtsladungszustand des Projektils entlang seiner Trajektorie im Target folgt der Gleichung [Bra73, Kum81]:

$$q(x) = q_i \exp\left(-\frac{\lambda x}{v_P}\right) + \bar{q}_{equ.} \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda x}{v_P}\right)\right] \quad (25)$$

$$\bar{q}_{equ.} = \sum_q q F_q(x) \text{ mit } q = Z_P - n \text{ (n ist die Anzahl der fehlenden Elektronen)}$$

ist der mittlere Gleichgewichtsladungszustand. Er gibt das statistische Mittel der Ladung eines Projektils nach dem Austritt aus dem Target an (siehe Abb. 3) Nach dem Bohrschen Kriterium [Boh48, Spo90] wird die mittlere Ladung des Projektils durch die Anzahl der Elektronen bestimmt, deren Orbitalgeschwindigkeit  $v_e \leq v_P$  ist. Die Stoßwechselwirkung zwischen Targetelektronen und dem Projektil findet im Mittel nur mit einer effektiven Kernladung  $Z_{P,eff.}$  statt. Nach Betz wird die Abhängigkeit der effektiven Ladung in einem Festkörper von der Projektilgeschwindigkeit  $v_P$  durch eine semiempirische Formel beschrieben [Betz72, Spo90]:

$$Z_{P,eff.} = Z_P \left( 1 - \exp\left(-\frac{v_P}{v_B} \cdot Z_P^{-2/3}\right) \right) \quad (26)$$

Nach Bohr gilt auch die Näherung:  $Z_{P,eff.} \approx Z_P^{1/2} \frac{v_P}{v_B}$  [Boh48].

Aus der Kenntnis der effektiven Kernladungszahl  $Z_{P,eff.}$ , läßt sich das elektronische Bremsvermögen eines Projektilions im Festkörpertarget berechnen [Boh48, Bie87]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{Z_P} = Z_{P,eff.}^2(v) \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{H^+} \quad (27)$$

Das Bremsvermögen des Projektils wird also mit dem Bremsvermögen eines Protons für die gleiche Projektilgeschwindigkeit  $v_P$  und das gleiche Targetmaterial beschrieben. Nach Bohr besteht zwischen der effektiven Kernladungszahl  $Z_{P,eff.}$  und dem mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $\bar{q}$  des Projektils praktisch kein Unterschied, so daß näherungsweise gilt [Betz72, Kum81]:

$$Z_{P,eff.}^2 \simeq \bar{q}^2 \simeq \bar{q}^2 \quad (28)$$

Lassen fand jedoch, daß die mittlere Ladung eines Projektils beim Austritt aus einem Festkörpertarget  $\bar{q}_{Solid}$  oft mehr als 50% höher ist als die mittlere Ladung hinter einem Gastarget  $\bar{q}_{Gas}$  [Betz72, Las51, Woo84]. Für die Erklärung dieses Dichteeffektes  $\bar{q}_{Solid} > \bar{q}_{Gas}$  gibt es verschiedene Modelle (siehe Abb. 4). Da die Ladungszustände der Projektils nur hinter einem Target aber in diesem selbst nicht gemessen werden können, steht der strikte Beweis zugunsten eines der folgenden Modelle noch aus.

### 4.3 Bohr-Lindhard-Modell

Diesem Modell (und auch den folgenden Modellen) liegt zugrunde, daß im Inneren eines Festkörpers hochangeregte Zustände existieren können. Diese angeregten Zustände lassen sich leichter ionisieren als die Grundzustände (Bohrsches Kriterium).

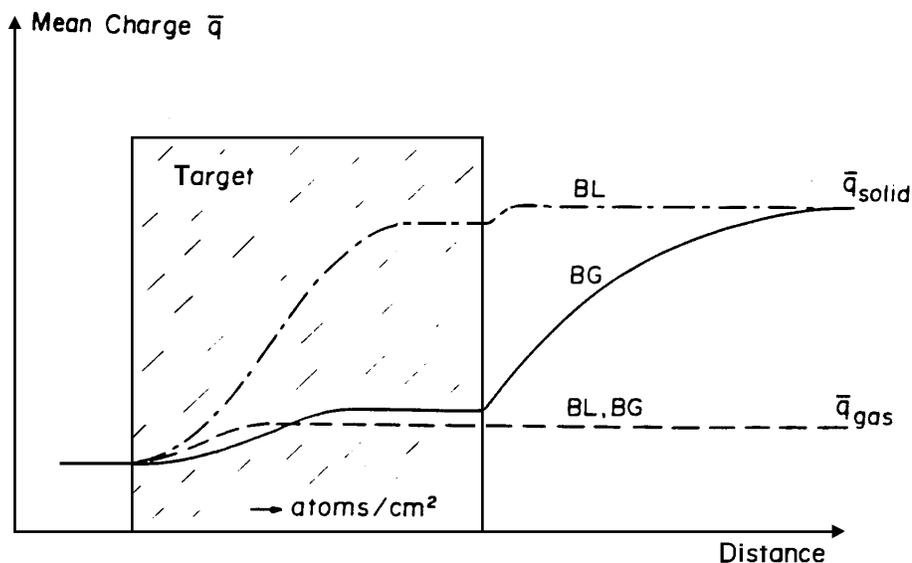


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Dichteeffekts. Sie zeigt die Einstellung des Projektil-Ladungsgleichgewichts in einem Festkörpertarget  $\bar{q}_{solid}$  und in einem Gastarget  $\bar{q}_{gas}$  nach den Modellen von Bohr-Lindhard (BL) und nach Betz-Grodzins (BG) [Betz72].

Die wesentliche Idee des Bohr-Lindhard-Modells für den Dichteeffekt ist, daß es beim Durchflug von Projektilen in Gas- und Festkörpertargets zu sukzessiven Anregungen eines einzelnen Projektilelektrons in schnell aufeinander folgenden Stoßprozessen kommen kann. Das angeregte Elektron kann schließlich ionisiert werden, falls die mittlere Zeitdauer bis zum nächsten Stoß kürzer ist als die mittlere Lebensdauer des Elektrons im angeregten Zustand. Da die Stoßfrequenz in einem Gastarget kleiner ist als im Festkörpertarget und das Projektilektron dadurch im Gastarget eher in den Grundzustand übergehen kann als im Festkörpertarget, wird als Resultat im Festkörpertarget ein erhöhter Verlustwirkungsquerschnitt gegenüber einem Gastarget erhalten [Boh54, Betz72].

Das Ladungsgleichgewicht des Projektils stellt sich im Festkörper nur ein, wenn der Elektronenverlust gleich dem Elektroneneinfang ist. Im Bohr-Lindhard-Modell werden die Elektronen vorzugsweise in hochangeregte Projektilzustände eingefangen, da sich nur so ein Ladungsgleichgewicht ausbilden kann. Das eingefangene Elektron löst aber einen Augerprozeß aus, bei dem ein Elektron wieder aus dem Projektilverband emittiert wird, falls die Anregungsenergie des Projektilatoms die Ionisationsenergie des Elektrons überschreitet. Die Zeit für den Augerprozeß ist hierbei viel kürzer als die Stoßvorgänge, die zur Ladungsänderung des Projektils führen [Kum81]. Dieser Effekt bewirkt eine Verminderung des Wirkungsquerschnitts für den Elektroneneinfang.

Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts für den Elektronenverlust und die Vermin-

derung des Wirkungsquerschnitts für den Elektroneneinfang führen zu einem Anstieg der mittleren Projektilladung  $\bar{q}_{equ.}$  während des Durchgangs durch den Festkörper.

Beim Austritt aus dem Festkörper befindet sich das Projektil immer noch im hochangeregten Zustand. Dabei kann es unter Aussendung von Augerelektronen zerfallen. Dieser Zerfall führt zu einer zusätzlichen jedoch geringeren Erhöhung von  $\bar{q}_{equ.}$  beim Verlassen des Festkörpers (siehe Abb. 4)

#### 4.4 Betz-Grodzins-Modell

Das Bohr-Lindhard-Modell wurde aufgrund von Unstimmigkeiten zwischen Theorie und Experiment von Betz und Grodzins modifiziert [Bet70, Betz72]. Die Diskrepanzen des Bohr-Lindhard-Modells gegenüber Messungen von Pierce et al. und Kalish et al. [Pie68, Kal69] lagen darin, daß die Erhöhung der mittleren Ladung eines Projektils beim Durchgang durch ein Festkörpertarget eine Erhöhung des Bremsvermögens mit sich bringen müßte, da das Bremsvermögen des Projektils proportional zum Quadrat der effektiven Ladung  $Z_{P,eff.}$  ist (siehe Glg. (27)). Diese Annahmen konnten jedoch durch Pierce et al. und Kalish et al. nicht bestätigt werden, da sie keine signifikanten Unterschiede zwischen dem Bremsvermögen aus Gas- und Festkörpertargets gefunden haben. Aus ihren Beobachtungen folgte, daß der mittlere Ladungszustand im Inneren des Targets  $\bar{q}_{Gas} \approx \bar{q}_{Solid}$  sein müsse.

Weiterhin wurde durch Ryding et al. [Ryd70] gezeigt, daß der Verlustwirkungsquerschnitt nur unwesentlich von der Dichte eines Gastargets abhängt. Diese beiden Resultate führten Betz und Grodzins zu der Annahme, daß überdurchschnittlich viele Elektronen sich im hochangeregten Zuständen befinden. Sie erklärten dies damit, daß die Anregung im Inneren des Festkörpers durch sukzessive Stöße nicht für ein einzelnes bestimmtes Elektron erfolgt, sondern sich gleichmäßig auf die äußeren Schalen-elektronen verteilt. Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Modellen ist, daß die hochangeregten Zustände im Inneren des Festkörpers gebunden bleiben. Dies führt zu einer geringen Erhöhung des Verlustwirkungsquerschnitts und der mittleren Ladung innerhalb des Festkörpertargets gegenüber einem Gastarget. Erst beim Verlassen des Targets zerfallen die hochangeregten Zustände durch Augerprozesse (Autoionisation) und gelangen dadurch in ein Ladungsgleichgewicht. Die Differenz zwischen den mittleren Ladungen  $\bar{q}_{Solid}$  und  $\bar{q}_{Gas}$  entsteht somit im Betz-Grodzins-Modell erst hinter dem Target (siehe Abb. 4)

#### 4.5 Veje-Zaikov-Modell

Verschiedene Messungen weisen daraufhin, daß das Betz-Grodzins-Modell für niedrige Projektilenergien nicht uneingeschränkt seine Gültigkeit beibehält. Unter anderem bestimmten Fortner et al. [For75] die Besetzung angeregter Zustände von langsamen Ar-Ionen (30 bis 200 keV) innerhalb eines Graphittargets durch die Messung charakteristischer Röntgenstrahlung. Der Vergleich ihrer Ergebnisse mit der Ausgangs-

ungsverteilung deutete auf einen Abfall des mittleren Ladungszustands  $\bar{q}_{equ.}$  an der Austrittsoberfläche des Targets hin.

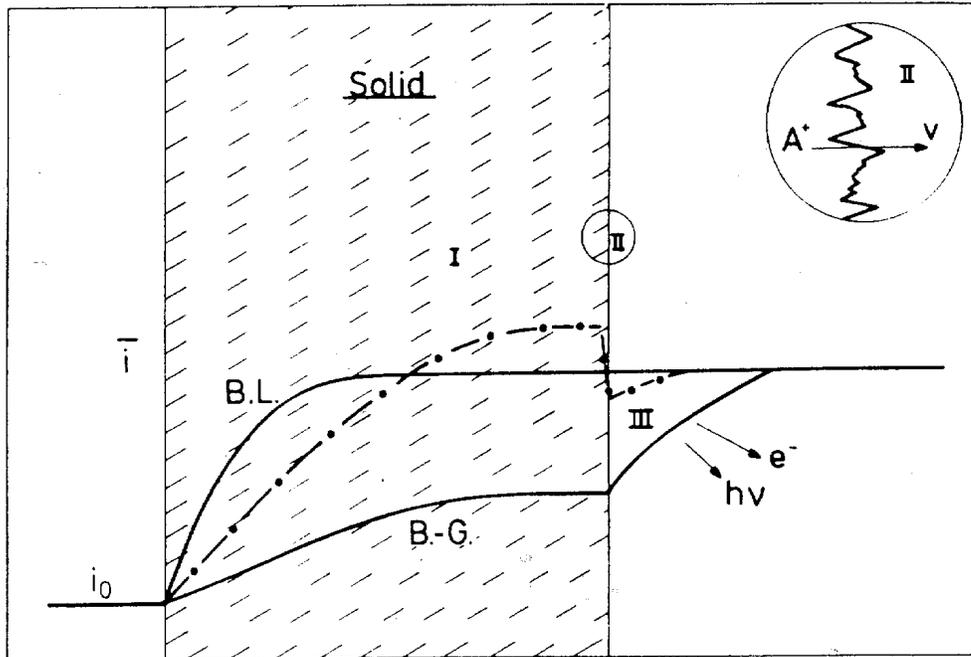


Abbildung 5: Graphische Veranschaulichung der Entwicklung der mittleren Projektil-Ladung mit der Targetdicke in einem Festkörper. Modell nach Bohr-Lindhard (BL), nach Betz-Grodzins (BG) und Veje-Zaikov (strichpunktierte Linie) [Zai86].

Veje stellte aus den Beobachtungen von Fortner et al. und anderen Messungen bei niedrigen Projektilenergien ein Modell auf [Vej76]. Dieses besagt, daß für niedrige Projektilenergien der Elektroneneinfang-Wirkungsquerschnitt an der Austrittsoberfläche des Targets zu einer Verringerung des Projektilladungszustands führen kann (siehe Abb. 5)

Zaikov et al. erweiterten das Modell von Veje, denn in ihren Experimenten an einfachen und doppelten Celluloidfilmen, auf die langsame N- und O-Ionen ( $E_P/m_P < 5keV/u$ ) trafen, wurde beobachtet, daß die mittlere Ladung der Projektilionen außerhalb des Targets geringer ist als im Target selbst. So wurde von Zaikov et al. geschlossen, daß direkt hinter der Austrittsoberfläche des Targets Autoionisation zum Gleichgewichtsladungszustand führen muß. Außerdem stellten Zaikov et al. aus ihren Meßergebnissen fest, daß das Betz-Grodzins-Modell für niedrige Projektilgeschwindigkeiten nicht gänzlich verworfen werden darf, denn die Veje-Zaikov-Modell-Rechnungen zeigen, daß die Wirkungsquerschnitte nahezu aller Projektilionen, die ein genügend dickes Target passieren, für Verlustprozesse auf  $\sigma_l^{Gas} \approx \sigma_l^{Solid}$  und für Einfangsprozesse auf  $\sigma_c^{Gas} < \sigma_c^{Solid}$  führen. Dieses Resultat stimmt mit den Ergebnissen von Betz

und Grodzins überein [Zai86].

## 5 Teilchenspiuren im Festkörper

Beim Passieren eines Projektilions durch ein Festkörpertarget hängt der Grad der Schädigung des Festkörpermaterials entlang der Trajektorie von der Menge der vom Projektil im Target deponierten Energie ab.

Sehr weit entfernt von der Projektiltrajektorie bzw. bei sehr geringer Energiedeposition durch das Projektil werden im Festkörper Gitterschwingungen der Atomrümpfe oder Schwingungen des Elektronenplasmas angeregt (Phononen, Plasmonen). Die deponierte Energie kann aber auch ausreichen, um ein Elektron-Lochpaar (Exziton) zu erzeugen. Die Annihilation des Exzitons kann zu einem angeregten Atom führen, das mit seinen Nachbaratomen wechselwirkt und zu permanenten lokal begrenzten Defekten im Festkörper führt. Alternativ dazu kann die Anregungsenergie zur Bildung von Radikalen führen.

Ist die vom Projektil deponierte Energie größer als die Bindungsenergie, so können einzelne Targetatome ihre Gitterplätze verlassen (Fehlstellen, Zwischengitteratome, Frenkel-Paare). Diese sogenannten Punktdefekte können im Target wandern und eine Anhäufung von Defekten bilden.

Bei einer hohen Energiedeposition des Projektils wird eine große Anzahl von Defekten erzeugt, die die Folge atomarer Kollisions-Kaskaden ist. Alle Atome werden im Bereich der Trajektorie hoch ionisiert aus ihren Gitterplätzen entfernt und geraten in Bewegung. Die Folge ist ein plasmaähnlicher Zustand, der für eine Teilchenspur charakteristisch ist.

### 5.1 Teilchenspiurentstehung

Teilchenspiuren entstehen durch die Wechselwirkung schneller Projektilionen mit Materie (Festkörpertarget). Die Bildung der Teilchenspur ist von zwei wesentlichen Prozessen, den atomaren und den elektronischen Kollisionskaskaden (siehe Abb. 6) geprägt, so daß die Spur durch zwei Regionen, den Spurrkern (Trackcore, Infratrack) und den Spurrhale (Trackhalo, Ultratrack), beschrieben werden kann.

Der Spurrkern wird durch die primäre Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetatomen definiert. Ist die Projektilgeschwindigkeit größer als die Bohrsche Geschwindigkeit  $v_P > v_B$  (siehe Kapitel 3.3), so wird etwa ein Drittel der vom Projektil im Festkörper deponierten Energie für Anregung und Ionisation der Targetatome verwendet [Gro80a, Tra94]. Durch das Fehlen der Bindungselektronen werden die verbliebenen positiven Ionenrümpfe durch elektrostatische Kräfte voneinander abgestoßen [Gro80b] und lösen atomare Kollisionskaskaden aus. Die Reichweite der atomaren Kollisionskaskaden definiert den Spurrkern [Spo90].

Die durch die primäre Wechselwirkung zwischen Projektil und Target ausgelösten Sekundärelektronen ionisieren weitere Targetatome und lösen dadurch Kaskadenpro-

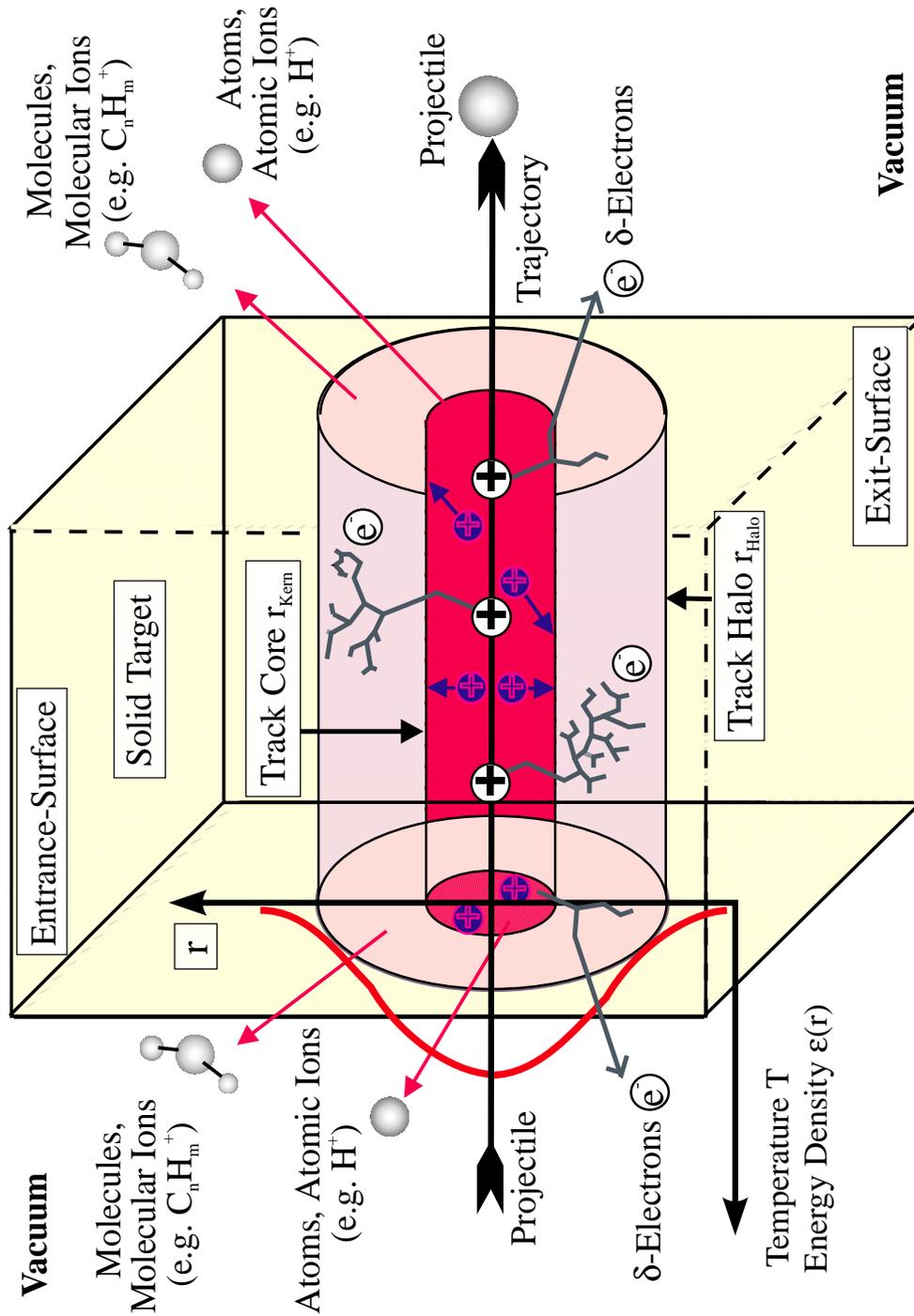


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Entstehung des Spurkerns und des Spurhalos beim Durchgang eines Projektils durch einen Festkörper.

zesse aus. Etwa zwei Drittel der vom Projektil deponierten Energie wird in die kinetische Energie der Elektronen umgesetzt [Gro80a, Tra94, Hed85]. Die Reichweite dieser schnellen  $\delta$ -Elektronen, die durch binäre, nahe Stöße mit dem Projektil produziert werden, definiert den Spurhalo.

Die Energiedichte der deponierten Projektilenergie nimmt mit  $1/r^2$  radial vom Spurzentrums ab, wobei  $r$  den Spurradius beschreibt.

### 5.1.1 Spurkern

Wenn ein Projektilion mit einer Geschwindigkeit  $v_P$ , die größer als die Bohrsche Geschwindigkeit  $v_B$  ist, einen Festkörper passiert, so dominiert das elektronische Bremsvermögen. Das Projektil überträgt seine Energie auf die Targetelektronen, so daß die Targetatome angeregt und ionisiert werden. Der maximale Stoßparameter  $b_{e,max}$ , bei dem das Projektil noch Energie auf die Targetelektronen überträgt, kann durch das Bohrsche Adiabatische Kriterium [Boh13, Boh48] abgeschätzt werden (siehe Kapitel 3.3):

$$b_{e,max} \approx \frac{v_P}{\omega_0} \equiv r_{Kern} \text{ mit } \omega_0 = \frac{E_H}{\hbar} \Rightarrow r_{Kern} = \frac{\hbar\sqrt{2}}{E_H} \sqrt{\frac{E_P}{m_P}} \quad (29)$$

Die Kreisfrequenz  $\omega_0$  des anzuregenden Targetelektrons wird in erster Näherung gleich der Kreisfrequenz des Elektrons im Wasserstoffatom im Grundzustand gesetzt. Es gilt  $\omega_0 = E_H/\hbar$ , mit der Bindungsenergie  $E_H = 13,6\text{eV}$  des Elektrons im Wasserstoffatom und der Planckschen Konstante  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}\text{Js} = 4,14 \cdot 10^{-15}\text{eVs}$ . Wenn die spezifische Projektilenergie  $E_P/m_P$  von der Einheit  $\text{m}^2/\text{s}^2$  in die Einheit  $\text{MeV}/u$  umgerechnet wird gilt [Sun93, Håk93]:

$$r_{Kern} = \frac{\sqrt{2} \cdot 4,14 \cdot 10^{-15}\text{eVs}}{2\pi \cdot 13,6\text{eV}} \sqrt{9,59 \cdot 10^{13} \frac{E_P}{m_P}} \approx 6,7 \sqrt{\frac{E_P}{m_P}} [\text{\AA}] \quad (30)$$

wobei die kinetische Projektilenergie  $E_P$  in MeV und die Masse des Projektilions  $m_P$  in atomaren Einheiten  $u$  eingesetzt wird. Aus Glg. (30) wird ersichtlich, daß der Radius des Spurkerns im allgemeinen nur von der Geschwindigkeit  $v_P$  des Projektilions abhängt.

### 5.1.2 Spurhalo

Elektronen, die vom Projektil durch binäre Stöße im Spurkern erzeugt werden, sind die sogenannten  $\delta$ -Elektronen. Diese transportieren einen Teil der vom Projektil deponierten Energie in einen hohlzylindrischen Bereich um die Projektiltrajektorie im Targetmaterial. Die Reichweite der  $\delta$ -Elektronen definieren den Radius  $r_{Halo}$  des Spurhalos.

Bei einer Frontalkollision ( $b_e = 0$ ) zwischen dem Projektil ( $m_P, v_P$ ) und dem Targetelektron ( $m_e$ ) ist der maximale Energieübertrag  $T_{max}$  vom Projektil auf das Targetelektron gegeben durch (siehe Kapitel 3.2):

$$T = 4 \frac{m_P m_e}{(m_P + m_e)^2} E_P \text{ mit } E_P = \frac{1}{2} m_P v_P^2$$

aus  $m_e \ll m_P$  folgt

$$T_{max} = 4 m_e \frac{E_P}{m_P} = 2 m_e v_P^2 \Rightarrow v_{e,max} = 2 v_P \quad (31)$$

Die Beziehung zwischen der Reichweite der  $\delta$ -Elektronen bzw. dem Radius des Spurhalos  $r_{Halo}$  und der vom Projektil auf die Elektronen übertragene Energie  $T$  wird durch eine semiempirische Gleichung ausgedrückt [Spo90]:

$$r_{Halo} = C \cdot T^\alpha \left[ \frac{\mu g}{cm^2} \right] \quad (32)$$

Hierbei hängt  $C$  von der Dichte  $\rho$  des Festkörpermateriale und  $\alpha$  von der kinetischen Energie  $T$  der  $\delta$ -Elektronen ab. Für kinetische Energien  $T > 1 keV$  ist  $\alpha \approx 1,67$  und für  $\delta$ -Elektronenenergien  $T < 1 keV$  gilt  $\alpha \approx 1$  [Spo90, Wal86].

Nach Sundqvist [Sun93, Håk93] kann für den Radius des Spurhalos  $r_{Halo}$  die folgende Gleichung verwendet werden:

$$r_{Halo} \approx \frac{830}{\rho} \cdot \left( \frac{E_P}{m_P} \right) [\text{\AA}] \quad (33)$$

wobei  $r_{Halo}$  in  $\text{\AA}$  angegeben wird,  $E_P$  und  $m_P$  ist die Projektilenergie in MeV und die Projektilmasse in atomaren Einheiten u.  $\rho$  gibt die Dichte des Festkörpermateriale in  $g/cm^2$  an. Aus Glg. (32) sowie Glg. (33) für  $T < 1 keV$  folgt somit, daß die Größe des Spurradius für den Halo proportional zum Quadrat der Projektilgeschwindigkeit ist.

Für Projektilenergie  $\leq 0,1 MeV/u$  gibt die Glg. (33) jedoch zu kleine Reichweiten der Sekundärelektronen an, so daß eine Korrektur für diesen Projektilenergiebereich notwendig ist:

$$r_{Halo} \approx \frac{830}{\rho} \cdot \left( \frac{E_P}{m_P} \right) + \frac{B}{(E_P/m_P)^k} \quad (34)$$

$B = 3,9$  und  $k = 0,75$  sind Konstanten, die an experimentelle Daten angepaßt wurden [Per98a].

## 5.2 Modelle für die Teilchenspurbildung

Zwei Modelle wurden vorgeschlagen, um die Entstehung der Teilchenspur beim Durchgang eines Projektilions durch Materie im Bereich des elektronischen Bremsvermögens erklären zu können.

Fleischer et al. [Fle75] schlugen das Coulombexplosions-Modell (Ionic Spike) vor, um zu zeigen, daß leitende Festkörper gegenüber nichtleitenden Festkörpern insensitiv hinsichtlich der Spurbildung sind. Schon früher schlugen Seitz und Koehler [Seit56] das etwas globalere Thermal-Spike-Modell vor. In beiden Modellen ist der wichtigste Parameter die Zahl und Beweglichkeit der freien Elektronen, die für Leiter und Nichtleiter sehr unterschiedlich ist. Diese Modelle werden ebenfalls zur Beschreibung der Desorption von Sekundärteilchen herangezogen (siehe Kapitel 8). Experimentell ist es bisher nicht gelungen, eindeutig zu entscheiden, welches dieser Modelle die Spurbildung besser beschreibt [Tra94].

### 5.2.1 Coulombexplosions-Modell

Die Spurentstehung wird in diesem Modell in mehrere Phasen unterteilt. Zunächst ionisiert das Projektilion Targetatome längs seiner Trajektorie. Beim Passieren des Festkörpers entsteht so entlang der Projektilbahn durch Ionisation der Targetatome und durch die senkrecht zur Trajektorie emittierten  $\delta$ -Elektronen ein zylindrischer Bereich hoher Ladungsdichte (siehe Abb. 6). Die emittierten  $\delta$ -Elektronen erzeugen ihrerseits Ionisation, so daß im Mittel etwa ein bis zwei weitere Ionisationen pro primäre Ionisation entstehen. Die Ionisation entlang der Trajektorie ( $dq/dx$ ) läßt sich abschätzen durch [Mos91, Joh93]:

$$\left(\frac{dq}{dx}\right) = \frac{e}{I} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_e \quad (35)$$

$I$  ist die Ionisationsenergie des Targetmaterials und  $e$  die Elementarladung. Die ionisierten positiv geladenen Targetrümpfe stoßen sich durch elektrostatische Kräfte explosionsartig voneinander ab und werden aus ihren ursprünglichen Gitterplätzen versetzt.

Da die Reichweite der emittierten  $\delta$ -Elektronen etwa 10 bis 100 mal größer als die Reichweite der sich abstoßenden positiv geladenen Targetrümpfe ist, baut sich zwischen den sich voneinander entfernenden positiven und negativen Ladungen ein elektrisches Feld auf. Durch dieses Feld werden Elektronen jedoch wieder zurück zum Spurzentrums beschleunigt und können so die versetzten Targetionen wieder neutralisieren. Es entsteht ein zylindrischer Kernbereich einer hohen Leerstellen-Konzentration, umgeben von einer Zone mit Atomen auf Zwischengitterplätzen [Fis83].

Eine notwendige Bedingung für das Auftreten einer Coulombexplosion ist eine niedrige Elektronenbeweglichkeit und eine geringe Leitfähigkeit des Festkörpers, d.h.

die Zeit ( $t \approx 10^{-13} s$ ) für die Abstoßung der ionisierten Targetatome muß kleiner als die Rekombinationszeit zwischen dem Targetion und dem Elektron sein.

Eine grobe Abschätzung für die Beweglichkeit  $\mu_e$  der Elektronen im Festkörper, die zur Coulombexplosion führt folgt aus [Fle75]:

$$r \propto \sqrt{Dt} \Rightarrow t \approx r^2/D > 10^{-13} s \text{ mit } D = \frac{\mu_e kT}{e} \quad (36)$$

$$\Rightarrow \mu_e < r_{Halo}^2 e / 4t kT \text{ mit } t \approx 10^{-13} s$$

$t$  ist die Diffusionszeit für ein Elektron entlang der Strecke  $r_{Halo}$ . Sie muß größer als  $10^{-13} s$  sein, um im Festkörper eine Coulombexplosion auszulösen.  $D$  ist die Diffusionskonstante,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur. Nach Moshhammer [Mos91] kann durch den kritischen Widerstand  $\rho_{krit}$  abgeschätzt werden, bei welchem Targetmaterial eine Coulombexplosion noch eintreten kann:

$$t = \epsilon_0 \epsilon_r \rho \Rightarrow \rho_{crit} > 10^{-2} \Omega m \quad (37)$$

In Metallen ( $\rho \approx 10^{-7} \Omega m$ ) werden die entstandenen Targetionen nach dem Projektildurchgang durch bereits vorhandene freie Leitungselektronen schnell abgeschirmt, so daß zunächst angenommen wurde, daß eine Coulombexplosion und damit die Spurbildung im Leiter nicht möglich ist [Fle75]. Das Gegenteil zeigen jedoch neuere Untersuchungen von A. Dunlop et al. [Dun94]. Zur Erzeugung von Teilchenspuren in Leitern muß jedoch eine sehr hohe Energieschwelle ( $S \geq 1000 eV \text{Å}$ ) überwunden werden.

### 5.2.2 Thermal-Spike-Modell

Im Thermal-Spike-Modell wird der komplexe Prozeß der atomaren Kollisionskaskade durch einen abrupten Temperaturanstieg entlang der Projektiltrajektorie im Festkörper beschrieben (siehe Abb. 7).

Der abrupte Temperaturanstieg wird durch die schnelle ( $< 10^{-15} s$ ) Energiedeposition des Projektils hervorgerufen und bringt so die Atome entlang der Trajektorie in Bewegung (Spike). Die thermische Energie diffundiert radial zur Trajektorie in den Festkörper und verursacht durch thermische Aktivierung Defekte im Festkörper, die nach schnellem Abfall der Temperatur in der Teilchenspur einfrieren. Während die direkten thermischen Auswirkungen der elektronischen Kollisionskaskaden vernachlässigbar sind, führt die atomare Kollisionskaskade zu einem Temperaturanstieg im Spirkern. Zur Bestimmung der Temperatur im Spirkern dient dabei im Thermal-Spike-Modell die dynamische Diffusionsdifferentialgleichung [Spo90]:

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T \quad (38)$$

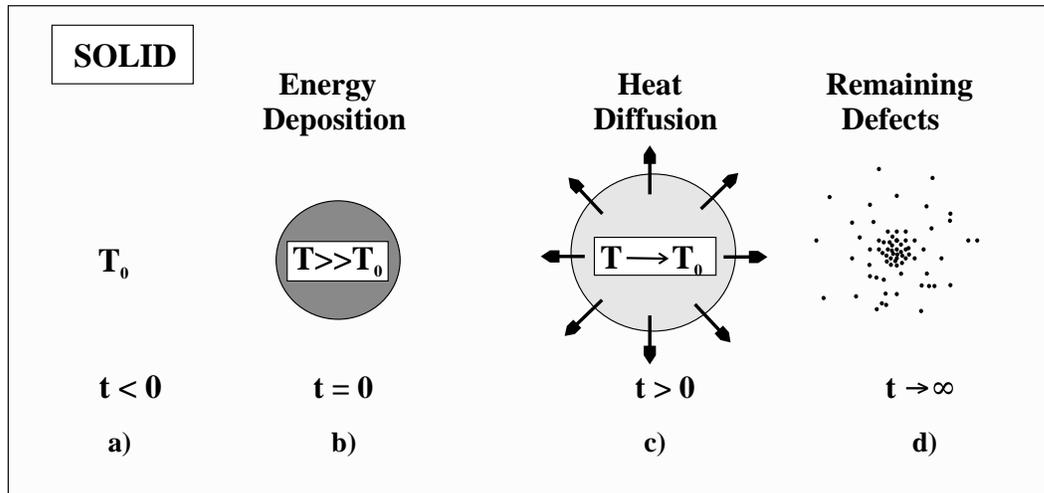


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Thermal-Spike-Modells nach [Spo90] **a)** Ungestörter Festkörper der Temperatur  $T_0$  (Umgebungstemperatur). **b)** Nach dem Durchgang eines Projektils senkrecht zur Zeichenebene steigt die Temperatur innerhalb eines zylindrischen Bereichs rapide an  $T \geq T_0$ . **c)** Thermische Energie diffundiert in den Festkörper und verursacht eine Abkühlung. **d)** Im zylindrischen Bereich verbleiben "eingefrorene" Gitterdefekte.

wobei diese Gleichung von der spezifischen Wärmekapazität  $c_\nu$  und der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  des Festkörpertargets abhängt. Unter der Annahme, daß  $c_\nu = c_{\nu,0}$  und  $\kappa = \kappa_0$  konstant sind, gilt für die Lösung der dynamischen Diffusionsgleichung:

$$T(r, t) = \frac{A}{t} e^{-B \cdot \frac{r^2}{t}} + T_0 \quad (39)$$

wobei  $A = (dE/dx)/(4\pi\kappa)$  und  $B = (\rho c_\nu)/(4\kappa)$  sind. Der radiale Temperaturverlauf in der Teilchenspur wird durch eine Gaußkurve beschrieben, deren Amplitude mit steigender Zeit auf Null absinkt. Der Abkühlvorgang in der Teilchenspur ist dabei umgekehrt proportional zur Zeit  $t$ .

Je kleiner die Wärmekapazität und je geringer die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers, desto länger bleibt die Temperatur in einem gewissen Abstand  $r$  von der Trajektorie oberhalb eines kritischen Wertes, der zur thermischen Aktivierung des Materials notwendig ist. Damit wächst auch die Defektdichte nach Abfall der Temperatur im Festkörper an. Die Defektdichte ist proportional zum Quadrat des Bremsvermögens und umgekehrt proportional zur Wärmekapazität und zur Leitfähigkeit des Festkörpers [Spo90]:

$$\eta \propto \frac{n}{\kappa c_\nu} \left( \frac{(dE/dx)_e}{E_i} \right)^2 \quad (40)$$

$E_i$  ist die thermische Aktivierungsenergie (z.B. Ionisierungsenergie);  $n$  ist die Anzahldichte der Teilchen, die aktiviert werden können (z.B. alle Teilchen im Spurkern).

In dem oben beschriebenen vereinfachten Thermal-Spike-Modell nach Spohr ist jedoch nicht zu erkennen, ob das Projektil seine Energie durch nukleare oder elektronische Wechselwirkung im Festkörper deponiert. In einem erweiterten Modell von Toulemonde et al. [Tou93] wird zwischen diesen beiden Wechselwirkungen unterschieden. Nach Toulemonde et al. wird die vom Projektil entlang der Trajektorie deponierte Energie zunächst auf die Elektronen übertragen. Durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung heizt sich das Elektronengas lokal auf die Temperatur  $T_e$  auf. Das heiße Elektronengas überträgt seine Energie auf das Atomgitter. Die räumliche und zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Gittertemperatur  $T$  wird durch zwei nicht lineare Differentialgleichungen beschrieben, die über eine Konstante gekoppelt sind:

$$\rho c_e(T_e) \frac{\delta T_e}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta r} \left( \kappa_e(T_e) \frac{\delta T_e}{\delta r} \right) + \frac{\kappa_e(T_e)}{r} \frac{\delta T_e}{\delta r} - g(T_e - T) + A(r, T) \quad (41)$$

$$\rho c(T) \frac{\delta T}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta r} \left( \kappa(T) \frac{\delta T}{\delta r} \right) + \frac{\kappa(T)}{r} \frac{\delta T}{\delta r} + g(T_e - T) \quad (42)$$

Hier sind  $c_e$ ,  $c$  und  $\kappa_e$ ,  $\kappa$  die spezifische Wärmekapazität und die Wärmeleitfähigkeit des elektronischen Systems bzw. des Gitters;  $\rho$  ist die Dichte des Festkörpermateri- als,  $g$  beschreibt die Kopplung zwischen dem Elektronengas und dem Gitter und  $r$  ist der Radius des Zylinders.  $A(r,t)$  ist die Energie, die auf das elektronische System zum Zeitpunkt  $t$  im radialen Abstand  $r$  pro Zeiteinheit übertragen wird. Die Lösung dieses Gleichungssystems kann nur noch numerisch durchgeführt werden, da die Parameter nicht linear von der Temperatur abhängen. Ein Manko des Thermal-Spike-Modells ist jedoch, daß Phasenübergänge des Festkörpermateri- als wie Schmelzen oder Verdampfen nicht berücksichtigt werden.

### 5.3 Teilchenspur und Sekundärteilchenemission

Beim Durchgang eines schnellen Projektilions durch ein Festkörpertarget führt die Energiedeposition des Projektils entlang seiner Trajektorie neben der Spurbildung auch zur Emission von Sekundärteilchen aus dem Targetvolumen und der Targetoberfläche.

Die deponierte Energie wird durch Prozesse wie Wärmefreisetzung, Coulombexplosion, Stoßwellenausbreitung, Kollisionskaskaden-Entwicklung etc. (siehe Kapitel 8), die sich linear, zylindersymmetrisch oder sphärisch überlagern, vom Spurkern in das Targetvolumen bzw. an die Targetoberfläche verteilt. Die Folge dieser Energieverteilung, mit der Teilchenspur als Quelle, ist die Emission von Sekundärteilchen wie Elektronen, Atome und Moleküle (neutral oder ionisiert). Diese sind Boten der Wechselwirkung zwischen Projektilion und Festkörper und können zum besseren Verständ-

Projekttil	Target	Bote
Art	Phase	Art
– Atom	– fest	– Atom
– Molekül	– gasförmig	– Molekül
– Cluster	Zusammensetzung	– Makromolekül
– Elektron	– Element	– Elektron
– Neutron	– Molekül	– Photon
– Photon	Ordnung	Ausbeute
Energie	– amorph	Ladungszustand
Geschwindigkeit	– kristallin	Energie
Ladungszustand	Dichte	Geschwindigkeit
Einfallswinkel	Masse	Emissionswinkel
Fluß	Temperatur	– rückwärts
Dosis	Wärmekapazität	– vorwärts
Bremsvermögen	thermische Leitfähigkeit	
	elektrische Leitfähigkeit	
	– Isolator	
	– Halbleiter	
	– Leiter	
	Härte	
	Dicke	

Tabelle 1: Variation der Projekttil- und Targeteigenschaften verursachen eine Veränderung der Sekundärteilcheneigenschaften. Sekundärteilchen sind Boten der Projekttil-Festkörper Wechselwirkung [Wün99].

nis der Entstehung von Teilchenspuren dienen. Da durch die Variation der Anfangsbedingungen, d.h. der Projekttil- oder Targeteigenschaften (siehe Tab. 1), der Spur- oder Defektbildungsprozeß und dadurch auch die Sekundärteilchenemission beeinflusst wird, lassen sich die Sekundärteilchen als ein dynamisches Mikroskop verwenden, welches das Studium der Teilchenspurenentstehung zu sehr kurzen Zeiten ( $> 10^{-17} s$ ) nach dem Passieren des Projekttils durch den Festkörper erlauben.

### 5.3.1 Sekundärionen: Boten für den Spurdurchmesser

Die Teilchenspur in Festkörpern kann mit Hilfe der Elektronen- und Rasterkraftmikroskopie untersucht werden [Spo90]. Der Nachteil dieser Methode ist jedoch, daß die ursprüngliche Spur modifiziert ist und erst lange nach der Bestrahlung untersucht werden kann. Darüber hinaus lassen sich nur Teilchenspuren in nichtleitenden Festkörpern untersuchen, da bei leitenden Festkörpern die Neutralisationszeit der Teilchenspur in der Regel viel zu kurz ist.

R. Wünsch et al. [Wün99] haben zum ersten Mal Sekundärionen als Boten für den

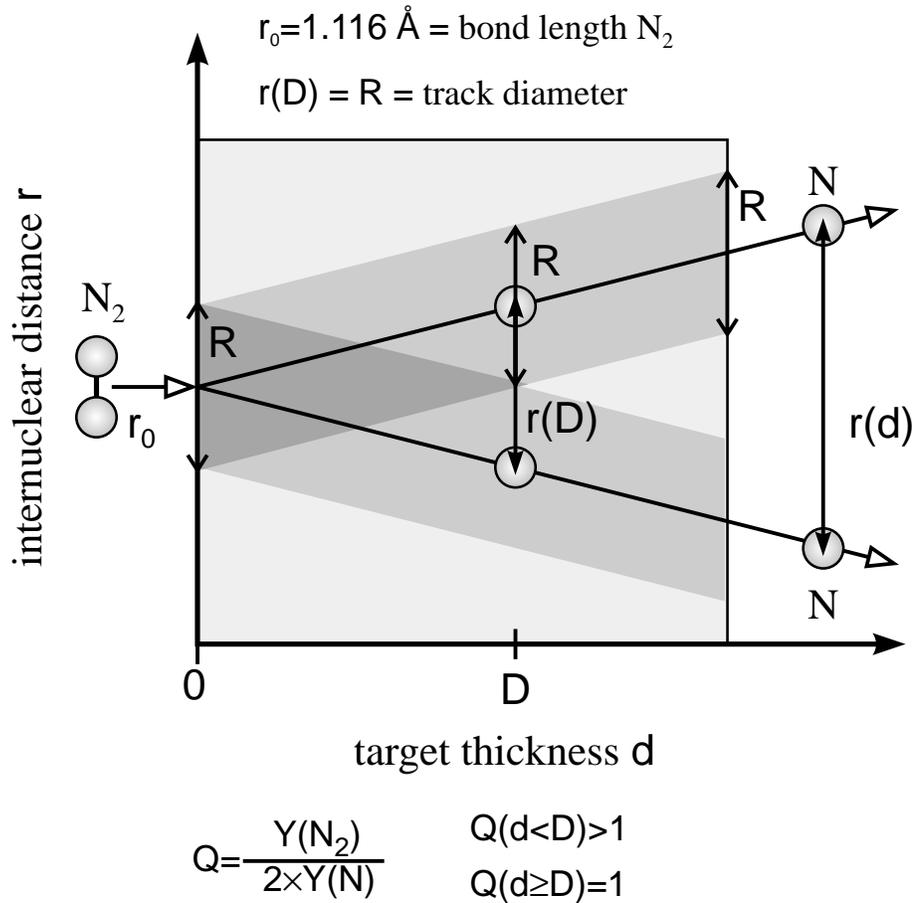


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Teilchenspur eines Molekülprojektils und die Entwicklung in zwei unabhängige Spuren der Fragmente: Vakuum (weiß), Festkörper (hellgrau), Spur (mittelgrau) und überlappende Spur (dunkelgrau) [Wün99].

Spurdurchmesser leitender C-Targets verwendet. Hierbei wurde ein spezielles Phänomen der Sekundärionenemission, der sogenannte Moleküleffekt [Ben91a, Bau94a, Sal88], genutzt (siehe Abb. 8). Der Moleküleffekt beschreibt die erhöhte Emission von Sekundärionen beim Beschuss eines Targets mit Molekülprojektilen (z.B.  $N_2^+$ ) gegenüber der Summe der einzelnen isotachischen Fragmenten ( $2N^+$ ), da die überlappenden Spuren der Molekülprojektilen eine höhere Energiedichte als zwei Spuren isotachischer Fragmente nahe der Eintrittsoberfläche erzeugen.

In der Abhängigkeit des Moleküleffekts von der Targetdicke  $d$  steckt, an der Austrittsseite, die Information über den Spurdurchmesser  $R$  [Wün99]. Der Moleküleffekt nimmt mit wachsender Targetdicke  $d$  durch die infolge Streuung und Coulomplexplosion divergierenden Fragmentspuren ab. Ab einer kritischen Targetdicke  $D$  überlappen sich die Fragmentspuren nicht mehr. In diesem Augenblick ist der Moleküleffekt an

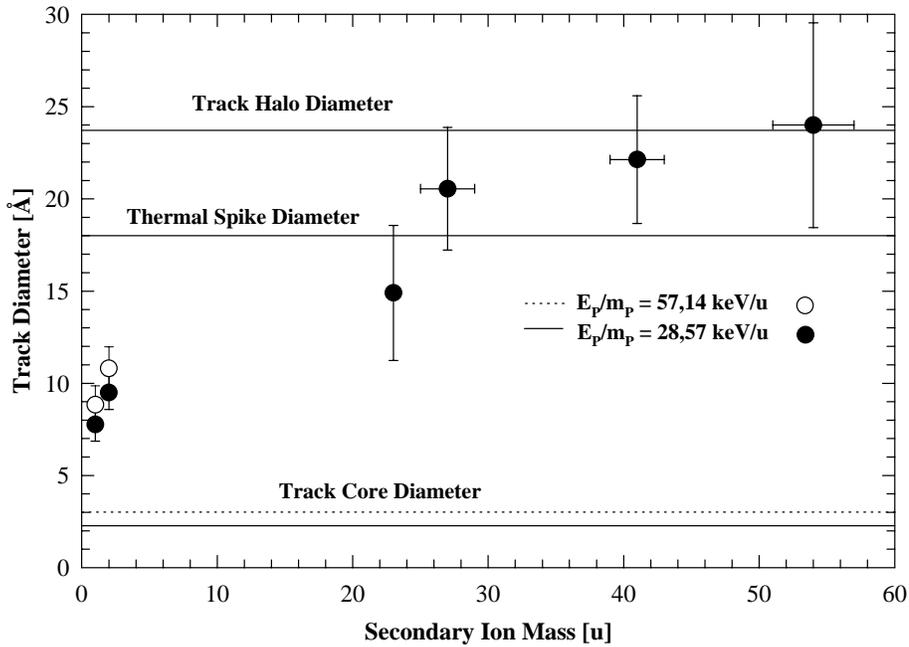


Abbildung 9: Mit Hilfe des Moleküleffekts gemessene Spurdurchmesser für die Sekundärionen  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $Na^+$ ,  $C_2H_x^+$ ,  $C_3H_x^+$ ,  $C_4H_x^+$  und  $C_5H_x^+$ . Leichte Sekundärionen entstammen aus dem Bereich des Spurkerns, während schwere Sekundärionen ihren Ursprung im Bereich des Spurhalos besitzen [Wün99]. Die horizontalen Linien geben die Resultate von Glg. (30) und Glg. (33) an.

der Austrittsoberfläche verschwunden und der Spurdurchmesser  $R$  entspricht dem internuklearen Abstand  $r(D)$ .

R. Wunsch et al. fanden überraschenderweise, daß der gemessene Durchmesser der Teilchenspur ( $7\text{Å} \leq R \leq 25\text{Å}$ ) mit der Masse des als Boten verwendeten Sekundärions anwächst (siehe Abb. 9). Dies ist ein Hinweis, daß die leichten Sekundärionen dem Spurkern entstammen und die Spurentstehung zu früheren Zeiten als die schweren Sekundärionen, die dem Spurhalo entstammen, beschreiben.

### 5.3.2 Temperatur in Teilchenspuren

Zur Abschätzung der Temperatur von Teilchenspuren benutzte R. Maier et al. [Gro95, Mai96] Sekundärionen, die durch den Aufprall von Projektilionen auf der Oberfläche eines Festkörpers freigesetzt werden, als Temperaturboten am Ort des Aufpralls. Hierzu wurde die axiale Anfangsgeschwindigkeits- bzw. Anfangsenergieverteilung von sekundären  $H^+$ - und  $C_2H_x^+$ -Ionen in dünnen (600 bis 1000 Å) C-, Al- und Au-Targets beim Aufprall von C-Projektilionen (150 keV/u) gemessen. Die Energie der emittierten Sekundärteilchen liegt zwischen einigen Zehntel eV bis einige 10 eV. Die Energieverteilung schwerer Sekundärteilchen besitzt ein Maximum bei etwa 2 bis 3 eV, während

das Maximum für das leichte  $H^+$ -Ion bei etwa 7 eV liegt [Mos91].

Die Anpassung der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärionen an die Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Temperatur  $T$  als freiem Fitparameter erlaubt die Berechnung der Spurtemperatur, die zur Zeit der Sekundärionenemission herrschte. Diese Anpassung gilt allerdings nur unter der Einschränkung, daß nach etwa  $10^{-15}$  s ein thermisches Gleichgewicht innerhalb der Teilchenspur erreicht wird:

$$\frac{dY}{dv_T} = 4\pi N \left( \frac{m_T}{2\pi kT} \right)^{3/2} (v_T - v_0)^2 \exp \left( -\frac{m_T (v_T - v_0)^2}{2kT} \right) \quad (43)$$

Aus den Messungen ergab sich eine Temperatur der Teilchenspur von 8700K für das  $H^+$ -Ion und 2900K bis 3700K für die  $C_2H_x^+$ -Ionen. Bei der Berechnung der Temperatur wurde zusätzlich der Coulombrückstoß berücksichtigt ( $E_0 = eU = 1/2m_T v_0^2$ ), der für Isolatoroberflächen ( $Al_2O_3$ ) um eine Größenordnung stärker ist als für leitende Oberflächen (C, Au).

G. Schiwietz et al. [Schi99] untersuchten die Auger-Elektronen Emission von amorphen C-Targets, die mit 5 MeV/u Projektilionen ( $O^{7+}$ ,  $Kr^{17+}$ ,  $Kr^{30+}$ ) beschossen wurden. Die Auger-Elektronen erlauben die Temperaturbestimmung in der Teilchenspur etwa 6 bis 10 fs nach dem das Projektil den Festkörper passiert hat. Aus der größer werdenden Peakbreite der Augerspektren mit steigender Projektilladung (zunehmendes Spurpotential) konnte die Elektronentemperatur auf über 60000K bestimmt werden.

## 6 Sekundärteilchenemission von Festkörpern

Von einem Festkörpertarget können nach Durchgang energiereicher Projektile Elektronen, Atome und sogar Moleküle emittiert werden. Der Ladungszustand dieser Sekundärteilchen ist zum größten Teil neutral (etwa 98%). Nur ein geringer Bruchteil der Sekundärteilchen ist positiv oder negativ geladen, da im Gegensatz zu den neutralen Sekundärteilchen, zu ihrer Emission eine zusätzliche Energie (Ionisationsenergie) notwendig ist. Der Ladungszustand dieser geladenen Teilchen ist hauptsächlich  $q = \pm 1$ . Im Falle langsamer, schwerer Projektile ( $v_P < v_B$ ), bei denen elastische "coulomb-abgeschirmte" Kollisionen überwiegen, wird die Emission der Sekundärteilchen als nukleare elastische Zerstäubung (engl.: nuclear Sputtering) bezeichnet [Sig69]. Die Zerstäubungsausbeute ist dabei proportional zum nuklearen Bremsvermögen des Projektils.

Schnelle Projektile ( $v_P > v_B$ ) verursachen ebenso die Emission von Sekundärteilchen aus Festkörpertargets. Da die Ausbeute der Sekundärteilchen in diesem Bereich eine Funktion des elektronischen Bremsvermögens ist, wird dieser Zerstäubungsprozeß als elektronisches Sputtern oder Desorption bezeichnet. Der Begriff der Desorption wird meist in der Literatur für die elektronische Zerstäubung von Sekundärionen benutzt [Håk93].

Die von der Oberfläche emittierten Ionen können beispielsweise mit einem Flugzeitspektrometer gemessen werden, welches ein Flugzeitspektrum liefert. Die so gewonnenen Flugzeitspektren enthalten jedoch nicht die gewünschte Meßgröße; sie werden deshalb in Emissionsausbeuten umgerechnet. Die Emissionsausbeuten  $Y_{SI}$  sind definiert als die Anzahl der vom Festkörper emittierten Sekundärionen  $N_{SI}$  pro Anzahl einfallender Projektile  $N_P$ :

$$Y_{SI} = \frac{N_{SI}}{N_P}. \quad (44)$$

Die ermittelten Ausbeuten sind jedoch nicht hinsichtlich der (z.B. Ionenmasse abhängigen) Effizienz der Flugzeitspektrometer-Detektoren korrigiert, so daß die Sekundärionen-Ausbeuten dieser Arbeit eine relative Meßgröße darstellen.

## 7 Modelle für die nukleare Zerstäubung

Ein Projektil trifft ein Festkörperatom, das sich an der Oberfläche oder in der Nähe der Oberfläche befindet. Ist der vom Projektil auf das getroffene Festkörperatom übertragene Impuls hoch genug, so kann dieses die Oberflächenbindungskräfte überwinden, sich aus dem Festkörperverband lösen und direkt das Target verlassen.

Das getroffene Festkörperatom kann jedoch auch auf andere Targetatome stoßen und Kollisionskaskaden auslösen, die den Impuls an die Targetoberfläche transportieren und dort zur Sekundärteilchenemission führen.

Ein wichtiger Aspekt der nuklearen Zerstäubung ist dabei die Dichte der Atome, die in der Nähe der Festkörperoberfläche in Bewegung gesetzt werden (siehe Abb. 10). Ist die Anzahl der ausgelösten Kollisionskaskaden im Einheitsvolumen klein, so wirken diese separat (Lineare Zerstäubungsregion, siehe Abb. 10A + 10B). Ist jedoch die Kaskadendichte hoch, so sind diese miteinander gekoppelt und wirken kollektiv (Nicht lineare Region, siehe Abb. 10). Erfolgt darüber hinaus die Dissipation der im Festkörper deponierten Energie nicht schnell genug, so kann die Temperatur im Target ansteigen und zur Verdampfung der Targetoberfläche führen [Joh93].

Es wird zwischen drei qualitativ abweichenden Modellen, dem Einzelstoß-, dem linearen Kollisionskaskaden- und dem Kollisionsspike-Modell unterschieden. Diese Zerstäubungs-Modelle werden in den folgenden Kapiteln näher beschrieben.

### 7.1 Einzelstoß-Modell (Single Knock-on)

Das Einzelstoß-Modell ist für den Beschuß mit Projektilen sehr niedriger Geschwindigkeit ( $< 1\text{keV}/u$ ) gültig. In diesem Modell überträgt das Projektil nur soviel Energie an das Festkörperatom, daß dieses nach wenigen Stößen innerhalb des Targets nur dann vom Festkörper emittiert wird, wenn es genügend Energie hat, um die Oberflächenbindungskräfte zu überwinden (siehe Abb. 10A)). Der maximale Energietransfer der Projektilionen an die Festkörperatome beträgt nur einige eV.

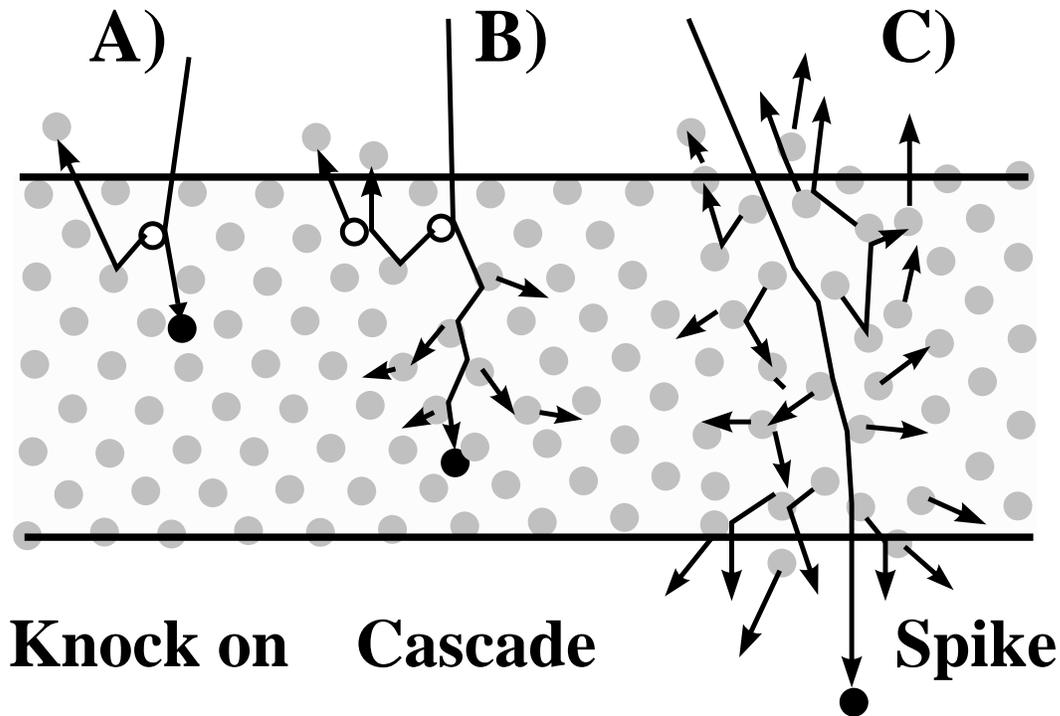


Abbildung 10: **A)** Einfallendes Ion verursacht durch Einzelstoß die Emission eines Atoms aus dem Festkörper (Single Knock on). **B)** Einfallendes Ion streift beim Durchflug durch den Festkörper ein Festkörperatom und verursacht dadurch eine Kollisionskaskade (Collision Cascade). **C)** Aufgrund der hohen Kaskadendichte, die das Ion im Festkörper hinterläßt, kann es innerhalb des Festkörpers zu einem Temperaturanstieg und einer Verdampfung der Targetoberfläche kommen (Collision Spike) [Joh93, Sig93, Wün99]

In diesem Energiebereich erfährt das Projektil aufgrund des Wirkungsquerschnitts für elastische Streuung an einem Coulombpotential große Winkelablenkung im Festkörper. Dadurch kann das Projektil an die Festkörperoberfläche zurückkehren und eine hinreichende Energie an oberflächennahe Festkörperatome übertragen, so daß diese das Target verlassen können [Sig81, Sig93].

Eine Voraussetzung für den Zerstäubungsprozeß ist, daß die vom Projektil an das Targetatom übertragene Energie höher ist als eine gewisse Mindestenergie  $E_{th}$ , um das Festkörpertarget gegen die Oberflächen-Bindungskräfte zu verlassen [And81]:

$$E_{Th} = 4E_0 \text{ für } \frac{m_F}{m_P} \sim 1$$

$$E_{Th} = \frac{E_0}{\gamma(1-\gamma)} \text{ mit } \gamma = \frac{m_F \cdot m_P}{(m_F + m_P)^2} = \frac{T_{max}}{E_P} \text{ für } \frac{m_F}{m_P} \gtrsim 5 \quad (45)$$

wobei  $\gamma$  der Energieübertragungsfaktor (siehe Glg. (7)) und  $E_0$  die Oberflächen-Bindungsenergie des Festkörpertargets ist.

Die Ausbeute  $Y$  für die von der Festkörperoberfläche emittierten Sekundärionen kann nach einer semiempirischen Beziehung von [And81] berechnet werden:

$$Y = Y \left( \frac{E_P}{E_{Th}} \right) = Q(m_P, m_F, E_0) f \left( \frac{E_P}{E_{Th}} \right)$$

$$Y \cong Q \cdot 8,5 \times 10^{-3} \frac{E_P}{E_{Th}}^{1/4} \left( 1 - \frac{1}{E_P/E_{Th}} \right)^{7/2} \quad (46)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $Q$  hängt von der Projektil-Targetkombination mit den Massen  $m_P$ ,  $m_F$  und von der Oberflächen-Bindungsenergie  $E_0$  des Festkörpertargets ab. Eine Abschätzung für  $Q$  liefert:  $Q = a \cdot m_T \gamma^{5/3}$  mit  $a \approx 0,75$  [And81]. Die Zerstäubungsausbeuten  $Y$  für den Einzelstoß sind gewöhnlich  $< 1$  oder sogar  $\ll 1$  [Sig81, Sig93].

## 7.2 Lineares Kollisionskaskaden-Modell

Zusätzlich zur Emission von Sekundäratomen durch den Einzelstoß kann mit steigender Projektilenergie ( $> 1keV/u$ ) das erste Sekundäratom, das unterhalb der Festkörperoberfläche vom Projektil in Bewegung gesetzt wird, weitere Generationen rückgestreuter Atome erzeugen, so daß sie die Oberflächen-Bindungskräfte überwinden und aus dem Festkörper emittiert werden (siehe Abb. 10B). Das Hauptcharakteristikum der linearen Kollisionskaskade ist eine verhältnismäßig große mittlere freie Weglänge gegenüber energiedissipativen Kollisionsvorgängen, so daß die Dichte der rückgestreuten Atome niedrig ist [Sig81, Sig93].

Eine ausführliche Beschreibung der Theorie linearer Kollisionskaskaden in amorphen Festkörpern liefert P. Sigmund [Sig69]. Seine Grundlage ist die Boltzmannsche Transportgleichung, die für bewegte Teilchen, welche mit nahezu stationären Teilchen stoßen, eine Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen liefert. In einem Festkörper, der aus identischen Atomen besteht, ist die Anzahl der rückgestreuten Atome, die eine Energie zwischen  $E_0$  und  $E_0 + dE_0$  besitzen und die durch das primäre rückgestreute Atom mit der Energie  $T$  in Bewegung gesetzt werden, gegeben durch:

$$G(T, E_0)dE_0 \approx \Gamma \frac{T}{E_0^2} dE_0 \text{ für } T \gg E_0 \quad (47)$$

Die Größe  $\Gamma$  hängt vom Wechselwirkungspotential der gestreuten Teilchen ab. Die Zerstäubungsausbeuten  $Y$ , die durch lineare Kollisionskaskaden hervorgerufen werden, lassen sich berechnen durch [Sig69, Joh93]:

$$Y \approx \alpha \int \int \int \int P_{es}(\vec{p}_0, x) G(T, E_0) dE_0 \frac{d\Omega}{4\pi} N_F d\sigma dx \quad (48)$$

$P_{es}(\vec{p}_0, x)$  gibt die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Sekundärteilchens an, das sich nahe der Festkörperoberfläche befindet.  $N_F$  ist die Streuzentren-Anzahldichte im Festkörper,  $\alpha$  ist der Transportkoeffizient,  $d\Omega/4\pi$  ist die Winkelverteilung der rückgestreuten Atome und  $d\sigma$  der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung (siehe Glg. (1)):

$$d\sigma(T, E_0) = C_m E_0^{-m} T^{-1-m} dT \quad (49)$$

Der Parameter  $m$  variiert mit der Projektilgeschwindigkeit. Für schnelle Projektile ist  $m = 1$  und geht für sehr niedrige Geschwindigkeiten in  $m = 0$  über.  $C_m$  ist gegeben durch:

$$C_m = \frac{\pi}{4} a^2 \left( \frac{2Z_P Z_F e^2}{a} \right)^{2m} \left( \frac{m_P}{m_F} \right)^m \quad (50)$$

mit  $a = 0,885a_0 (Z_P^{2/3} + Z_F^{2/3})^{-1/2}$ .

Aus der Integration der Glg. (48) erhält man für die Zerstäubungsausbeuten  $Y$  von der Festkörpereintrittsoberfläche:

$$Y = \Lambda F(E_P, \theta) = \Lambda \alpha N S(E)_n = \Lambda \alpha \left( \frac{dE}{dx} \right)_n \quad (51)$$

$$\text{und } \alpha = \alpha \left( \frac{m_T}{m_P}, \theta \right) \propto \frac{1}{\cos^q(\theta)} \text{ mit } q \approx 1$$

wobei  $\Lambda$  ein Parameter ist, der den Festkörper charakterisiert. Approximativ gilt:

$$\Lambda = \frac{3}{4\pi^2 C_0 N U_0} = \frac{0,042}{N U_0 \text{\AA}^2} \text{ oder } \Lambda = \frac{3}{2\pi^2 \sigma_D N U_0} \approx \frac{3}{2\pi} \frac{l}{U_0} = 0,477 \times \frac{l}{U_0} \quad (52)$$

$\Lambda$  enthält ebenso den Wirkungsquerschnitt:  $\sigma_D = 2C_0 = \pi \lambda_0 a_{BM}^2 \approx 3,6 \text{\AA}$ . Nach [Sig69, Sig81, Scho88b] ist  $C_0$  konstant und ein Wechselwirkungsquerschnitt für niederenergetische Born-Mayer-Potentiale ( $\lambda_0 \approx 24$  und  $a_{BM} = 0,219 \text{\AA}$ ). Nach [Joh93] ist  $1/N\sigma_D$  die mittlere Weglänge des Rückstoßteilchens. Es gilt:  $1/N\sigma_D \approx 1/\sqrt[3]{N} = l$ , wobei  $l$  die Dicke einer Monolage im Festkörper ist.

$F(E_P, \theta)$  ist die Energieverteilung der rückgestreuten Atome, die der Deposition der Projektilenergie an der Festkörperoberfläche ( $x = 0$ ) entstammen.  $E_P$  ist die Projektilenergie und  $\theta$  beschreibt den Winkel des einfallenden Projektils;  $\alpha$  ist ein dimensionsloser Faktor, der vom Massenverhältnis  $m_F/m_P$  zwischen Projektil und Target und vom Einfallswinkel  $\theta$  des Projektils abhängt.

### 7.3 Kollisionsspike-Modell

Der elastische Kollisionsspike entwickelt sich aus der Überlappung mehrerer Kollisionsskaskaden. Hierbei wird eine erhöhte Energie vom Projektil im Festkörper deponiert, so daß die mittlere freie Weglänge zwischen der Erzeugung von Kollisionsskaskaden sehr klein wird (hohe Kollisionsdichte). Beim Überlapp der Kollisionsskaskaden gerät schließlich jedes Festkörperatom im zylindrischen Bereich um die Projektiltrajektorie (Spike Volume) in Bewegung (siehe Abb. 10C). Durch die hohe Anzahl von Festkörperatomen, die in Bewegung gesetzt wurden, steigt auch die Ausbeute an emittierten Sekundärteilchen, die sich in der Nähe der Festkörperoberfläche befinden [Scho88b, Sig93].

Der Bereich des Spikes läßt sich auch thermodynamisch beschreiben (siehe Kapitel 5.2.2), so daß diesem Bereich eine Temperatur zugeordnet werden kann. Diese Beschreibung unterscheidet jedoch nicht, ob die deponierte Projektilenergie bzw. Wärme einem nuklearen oder elektronischen Bremsvermögen entspringt.

Qualitativ lassen sich die drei Modell der nuklearen Zerstäubung folgendermaßen einordnen: Das Einzelstoß-Modell beschreibt Zerstäubungsprozesse im niedrigen bis mittleren eV-Energiebereich. Das lineare Kollisionsskaskaden-Modell und das Kollisionsspike-Modell beschreiben den keV- und MeV-Energiebereich. Der Unterschied zwischen diesen beiden Modellen beruht im Grunde auf der Definition, ab welcher kritischen Energiedichte das Festkörperatom in Bewegung gesetzt wird [Sig81, Urb93]. Das Prinzip in allen drei Teilmodellen ist immer der elastische Stoß zwischen dem Projektil und dem Targetatom. Sie unterscheiden sich nur durch die Anzahldichte der teilnehmenden Targetatome.

## 8 Desorptions-Modelle

Desorptionsvorgänge im Bereich des elektronischen Bremsvermögens können in zwei Phasen eingeteilt werden. In der ersten Phase des Desorptionsprozesses findet die Umformung der Projektilenergie in eine atomare Bewegung innerhalb des Targets statt. In der zweiten Phase erfolgt die Emission von Sekundärteilchen aus dem Festkörpertarget. Bisher gibt es kein Modell, das beide Phasen in einem geeigneten Zusammenhang für alle Sekundärteilchen beschreibt und quantitative Aussagen über die Sekundärteilchenausbeuten ermöglicht. Zur Beschreibung der projektilinduzierten Desorption (elektronische Zerstäubung) werden somit verschiedene Modelle herangezogen.

Allen diesen Modellen ist die Bildung einer Teilchenspur im Festkörper entlang der Flugtrajektorie des Projektils gemeinsam (siehe Kapitel 5.1). Die Teilchenspur ist die Quelle von Elektronen [Rei93], Wärme [Wie89], Stoßwellen und Druckpulsen [Bit87, Joh87]. Können die jeweiligen Mechanismen genügend Energie an Oberflächenatome transferieren, so daß die Oberflächen-Bindungskräfte überwunden werden, so kommt es an der Festkörperoberfläche zur Desorption von Sekundärionen.

## 8.1 Coulombexplosionsmodell

Innerhalb eines Festkörpertargets werden Elektronen radial weiter von der Projektiltrajektorie deponiert als die positiven Festkörperionen, von welchen sich die Elektronen nach dem Durchgang des Projektils entfernen (siehe Kapitel 5.1). Dadurch bildet sich entlang der Trajektorie ein positiv geladener Kern mit einer negativen Ummantelung [Bro82, Fle75]. Innerhalb des Festkörpertargets entsteht so ein elektrisches Feld zwischen dem positiv geladenen Kern und der negativen Ummantelung, bei dem die elektrischen Kräfte in radialer Richtung um die Trajektorie wirken. An der Targetoberfläche bildet sich aus der Überlagerung der Kraftkomponenten des positiven Kerns und der negativen Ummantelung ein Randfeld aus.

Je nach Beweglichkeit der Elektronen im Festkörper wird der Spurrkern langsam oder schnell durch die Elektronen aus der Ummantelung neutralisiert. Bei sehr geringer Elektronenbeweglichkeit wirken so starke Kräfte  $F_Z$  im Gebiet der Oberflächennormalen, von wo die Kernbildung ausgeht, auf die Festkörperionen.  $F_Z(\text{max})$  ist proportional zu  $(dE/dx)_e \cdot (1/r)$ , wobei  $r$  der Radius des zylindrischen Bereiches um die Trajektorie ist. An der Festkörperoberfläche verursachen diese starken Kräfte eine Abstoßung, so daß Atome und/oder Moleküle die Festkörperoberfläche verlassen können (siehe Abb. 6). Die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  läßt sich in diesem Modell wie folgt berechnen [Bro80, Joh82]:

$$Y = \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_e \cdot \frac{e}{w} \right]^2 \cdot \frac{\lambda}{L} \quad (53)$$

Hierbei ist  $e/w$  die pro Weglänge  $w$  deponierte elektrische Ladung,  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Kollisionen und  $L$  die Verdampfungsenergie des Targetmaterials. Das Coulombexplosionsmodell macht recht gute Vorhersagen für geladene desorbierte Sekundärteilchen mit niedrigen Energien (im Bereich von 1 eV). Das Modell hängt jedoch sehr stark von der Beweglichkeit der Elektronen im Target ab. So ist z.B. in leitenden Targets die Neutralisationszeit des positiven Kerns so kurz ( $\approx 10^{-15} \text{ s}$ ), daß keine Coulombexplosion möglich ist. Darüber hinaus beschreibt dieses Modell nur die Emission geladener Sekundärteilchen. Da jedoch der größte Teil der Sekundärteilchen neutral ist, kann die Coulombexplosion nur Ausgangspunkt für weitere Mechanismen sein.

## 8.2 Elektronenbeschuß (Hit Modell)

Für die Desorption organischer Moleküle von Festkörperoberflächen wird das statistische Elektronenbeschuß-Modell herangezogen. Schnelle geladene Projektilionen (MeV/u), die durch ein Festkörpertarget fliegen, deponieren aufgrund ihres elektronischen Bremsvermögens Energie entlang der Trajektorie im Festkörper und bilden so den positiv geladenen Spurrkern (siehe Kapitel 5.1). Zwischen 50% und 60% der

im Spurrkern deponierten Energie dient der Produktion von hochenergetischen Sekundärelektronen ( $\delta$ -Elektronen) [Gro91]. Die  $\delta$ -Elektronen erzeugen bei der Emission aus dem Spurrkern zusätzliche Anregungen und Ionisationen in dem die Projektiltrajektorie umgebenden Material.

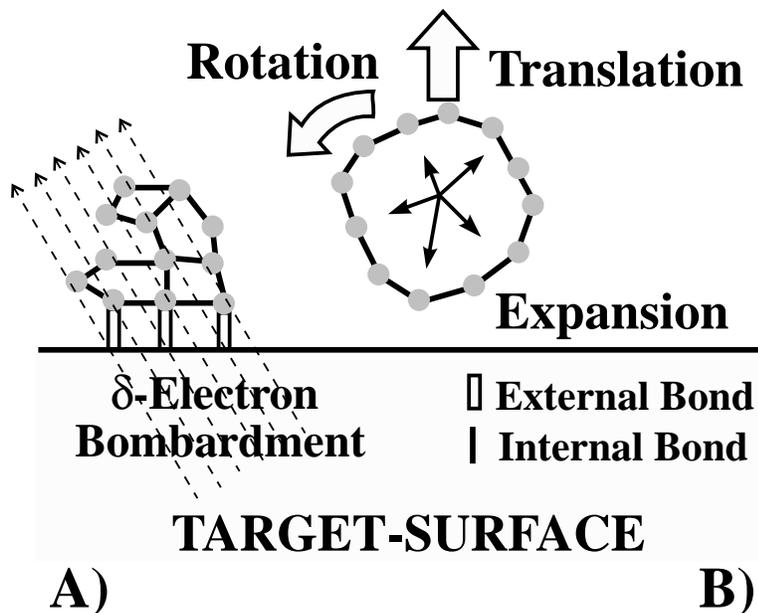


Abbildung 11: **A)** Schematische Abbildung eines Makromoleküls mit internen (kovalenten) Bindungen, das durch externe (H-Brücken-, Van der Waals-) Bindungen an der Festkörperoberfläche gebunden ist;  $\delta$ -Elektronen-Bombardement kann alle externen Bindungen brechen. Dies führt zur Desorption des Makromoleküls. **B)** Durch  $\delta$ -Elektronen-Bombardement können interne Bindungen angeregt werden, das Makromolekül expandiert. Durch das Drücken gegen die Targetoberfläche kann es genügend Impuls aufnehmen, um sich von der Oberfläche abzustößen [Rei93, Wün99].

Ein an der Festkörperoberfläche durch externe Van-der-Waals- und Wasserstoff-Bindungen ( $\sim 0,1eV$  bis  $0,3eV$  pro Bindung) festgehaltenes organisches Makromolekül wird im Bereich des Spurhalos einem Bombardement von  $\delta$ -Elektronen ausgesetzt. Durch dieses Bombardement können nach mindestens  $i_{min}$   $\delta$ -Elektronen-Treffern die sehr schwachen externen Bindungen zerstört werden und das Molekül desorbiert (siehe Abb. 11A). Zusätzlich können durch die  $\delta$ -Elektronen auch die internen (kovalenten) Bindungen des Moleküls aufbrechen, so daß es zu Molekülfragmentationen an der Oberfläche kommt. Die  $\eta_e$  und  $\eta_k$  der pro einfallendes Projektil aufgebrochenen externen und internen Bindungen ergeben sich aus [Rei93]:

$$\eta_e = \frac{\epsilon(r)}{n_M \cdot W_e}; \eta_k = \frac{\epsilon(r)}{n_M \cdot W_k} \quad (54)$$

Hierbei ist  $\epsilon(r)$  die Energiedichte, die durch die  $\delta$ -Elektronen in einem Abstand  $r$  von der Teilchenspur deponiert wird,  $n_M$  die molare Anzahldichte und  $W_e$  bzw.  $W_k$  die Energie, die für das Aufbrechen der externen bzw. internen Bindungen nötig ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Molekül von genau  $i$   $\delta$ -Elektronen getroffen wird, ergibt sich aus der Poissonverteilung:

$$P_i = \frac{\eta^i}{i!} \cdot e^{-\eta} \quad (55)$$

Die Ausbeute der desorbierten Molekülonen pro Projektil ist gegeben als das Integral über die Festkörperoberfläche, wobei die Projektiltrajektorie als Zentrum betrachtet wird:

$$Y = P_{ion} \cdot Z_{avg} \cdot n_M \int_{r_d^2}^{\infty} \pi d(r^2) \cdot e^{-\eta_e(r)} \cdot \sum_{i=i_{min}}^{\infty} \frac{\eta_k^i(r)}{i!} \cdot e^{-\eta_k(r)} \cdot \quad (56)$$

Da in dieser Gleichung nur Ausbeute nicht zerstörter Molekülonen betrachtet werden, ist  $P_{ion}$  die Wahrscheinlichkeit, daß ein Molekülon als Fragmentation desorbiert.  $Z_{avg}$  ist dabei die mittlere Tiefe, ab der das Fragmentation desorbiert. Die untere Integrationsgrenze  $r_d$  ist der Radius des Targetmoleküls. Für große  $(dE/dx)_e$  ist  $Y \sim (dE/dx)_e$  und für kleine  $(dE/dx)_e$  gilt  $Y \sim (dE/dx)_e^n$  mit  $n > 1$  [Hed85, Joh87, Rei93].

### 8.2.1 Popcorn-Modell

Hochenergetische  $\delta$ -Elektronen, die aus dem Spurkern in den Spurhalo gelangen, verlieren schnell ihre kinetische Energie durch Anregung und Ionisation von Festkörperatomen entlang ihres Weges. Der Energieverlust der  $\delta$ -Elektronen pro inelastischer freier Weglänge (5 bis 20 Å) beträgt dabei etwa 20 bis 1000 eV [Wil87]. Die Energie der  $\delta$ -Elektronen fällt schließlich unter die Anregungsschwelle. Beim Passieren des Spurhalos haben bereits 90% der  $\delta$ -Elektronen Energien  $< 20 eV$  [Fris83]. Makromoleküle mit der Masse  $\approx 10000u$  (z.B. Proteinmoleküle), die sich an der Festkörperoberfläche befinden, sind nur sehr schwach mit etwa 20 bis 30 Van-der-Waals oder Wasserstoffbrückenbindungen (etwa 0,1 bis 0,3 eV) an diese gebunden. Die Wahrscheinlichkeit für das simultane Aufbrechen aller externen Bindungen durch die niederenergetischen Elektronen ist sehr gering. Die  $\delta$ -Elektronen können jedoch ihre gesamte Energie an mehrere interne Bindungen des Makromoleküls verlieren. Die Anregung der internen Bindungen durch die  $\delta$ -Elektronen hat ein Aufheizen des Makromoleküls zur Folge. Da die Zerfallszeiten für angeregte Zustände lang ( $10^{-9} s$ ) im Vergleich zu den Zeitintervallen zwischen Kollisionen mit den  $\delta$ -Elektronen sind, hat die Anregung der internen Bindungen eine schnelle Expansion ( $4 \cdot 10^{-13}$ ) des Moleküls zur Folge. Ein expandierendes Molekül drückt gegen seine Oberflächennachbarn (die selbst angeregt

sind) oder gegen das feste Substrat (siehe Abb. 11B). Dadurch kann das expandierende Makromolekül genügend Impuls aufnehmen, um sich von der Oberfläche abzustößen und sie dabei zu verlassen (ähnlich wie ein Popcorn). Die innere Energie eines solchen desorbierten Makromoleküls liegt im Bereich von einigen hundert eV [Wil87].

Das "Popcorn" Modell ist eine Mischung des Elektronenbeschuß-Modells und des Modells repulsiver Zustände für Makromoleküle. Eine Quantifizierung dieses "Popcorn" Modells liegt bisher nicht vor.

### 8.3 Anregungsmodell

Etwa 10 bis 30% der vom Projektil im Festkörper deponierten Energie wird bei der Neutralisation des Spurkerns durch die Sekundärelektronen aus dem Spurhalo frei [Joh82]. Die Energie der Elektronen liegt unterhalb der Anregungsschwelle für Targetatome, sie reicht jedoch aus, um das Targetgitter aufzuheizen oder Schwingungszustände des Targetgitters anzuregen.

Ist die Anregungsdichte dieser Schwingungszustände hoch genug, so können Elektron-Loch Paare oder sogenannte Exzitonen erzeugt werden. Der Zerfall bzw. die Abregung der Elektron-Loch Paare bzw. der Exzitonen kann zur Sekundärteilchenemission vom Festkörpertarget führen.

Electronic Relaxation Processes		
1	$A^+ + B + M \rightarrow AB^+ + M + \Delta E$	Ion-molecule reaction
2	$A^* + B + M \rightarrow (AB)^* + \Delta E + M$	Dimerization
3	$AB^+ + e \rightarrow (AB)^* + \Delta E$	Recombination
4	$(AB)^* \rightarrow A + B + \Delta E$	Repulsive Decay
5	$A^* + lattice \rightarrow A^* + lattice + \Delta E$	Lattice Relaxation
6	$AB(v) + M \rightarrow AB(v') + M + \Delta E$	Vibrational Relaxation
7	$A^+ + B^+ \rightarrow A^+ + B^+ + \Delta E$	Coulomb Repulsion
8	$A^{++} + B \rightarrow A^+ + B^+ + \Delta E$	Charge Exchange
9	$A^+ + e + e \rightarrow A^* + e(hot)$	Dielectronic Recombination
10	$A^{**} + e \rightarrow A^* + e(hot)$	Collisional Deexcitation
11	$A^* + A^* \rightarrow A^* + A^+ + e(hot)$	Excited State Fusion
12	$A + A(v) \rightarrow A + A(v') + \Delta E$	Vibrational Quenching

Tabelle 2: Die Tabelle zeigt mögliche Abregungsmechanismen innerhalb eines Festkörpertargets [Joh93].

Es wird zwischen zwei Bereichen von Zerfalls- bzw. Abregungsprozessen unterschieden [Joh93]. Unterhalb des Maximums des elektronischen Bremsvermögens (LSS-Region) liegen aufgrund der geringen  $\delta$ -Elektronen-Reichweite nur niedrige Anregungsdichten vor. Bei der Elektron-Ion-Rekombination bildet sich zunächst ein schwach gebundener hochangeregter Zustand (Exziton). Das Exziton kann durch ei-

ne Kombination von strahlenden und strahlungslosen Übergängen in seinen Grundzustand übergehen. Die frei werdende Energie für diesen Abregungsmechanismus liegt zwischen 1 und 2 eV [Rei93]. Ein angeregtes Targetatom kann aber auch mit seinen Nachbarn kurzzeitig eine Verbindung eingehen (Trapped Dimer). Das hochangeregte Dimer kann an der Festkörperoberfläche durch Repulsion auseinander brechen und zur Desorption von Molekülfragmenten führen. Es kann jedoch auch durch Elektroneneinfang unter Aussendung von Photonen in seinen Grundzustand übergehen [Rei84]. Eine Übersicht möglicher Anregungs- und Zerfallskanäle liefert Tab. 2 [Rei88, Scho88b]. Die beim Zerfall der hochangeregten Zustände bzw. beim repulsiven Zerfall freigewordene Energie ist der Ausgangspunkt nuklearer Kollisionskaskaden, die zur Sekundärteilchenemission führen. Die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  bestimmt sich aus [Scho87, Scho88b]:

$$Y = \left( \frac{1}{2} \frac{E_S}{W} \right) \Lambda D(E_p, \cos\theta) = \left( \frac{1}{2} \frac{E_S}{W} \right) \Lambda \beta \left( \frac{dE}{dx} \right)_e \quad (57)$$

Diese Beziehung ist analog zur Glg. (51) aufgebaut, die nach P. Sigmund [Sig69, Sig81] das lineare Kollisionskaskaden-Modell beschreibt.  $D(E_p, \cos\theta) = \beta(dE/dx)_e$  ist die Oberflächenenergiedichte der durch das elektronische Bremsvermögen deponierten Energie,  $\Lambda$  ist eine Materialkonstante und  $\beta$  analog zu  $\alpha$  ein dimensionsloser Faktor. Der Vergleich mit der nuklearen Zerstäubung zeigt jedoch, daß die Desorption um den Faktor  $1/2 \cdot (E_S/W)$  weniger effektiv ist. Hierbei ist  $W$  die Anregungsenergie und  $E_S$  der Energieteil, der bei Zerfall des angeregten Zustands in Repulsion umgewandelt wird. Der restliche Teil der Zerfallsenergie wird in Strahlung umgewandelt:  $W - E_S = \hbar\omega$ .

Im hochenergetischen Bereich des elektronischen Bremsvermögens steigt die Anregungsdichte aufgrund der höheren  $\delta$ -Elektronen-Reichweite an. Die nuklearen Kollisionskaskaden, die durch die Zerfälle der hochangeregten Zustände bzw. repulsiven Abstoßung ausgelöst werden, beginnen zu überlappen (Diffusive Spike), so daß die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  in diesem Energiebereich nicht linear mit dem Bremsvermögen des Projektils ansteigt [Joh91]:

$$Y = C \left[ \frac{n_M^{1/2} f dE}{W N_e dx_e} \right]^2 \quad (58)$$

Hierbei ist  $n_M$  die molekulare Anzahldichte. Die Größe  $C f^2$  ist von der Sekundärteilchenart abhängig und liegt zwischen  $3,6 \cdot 10^{-5}$  und  $4,5 \cdot 10^{-4}$  (für den senkrechten Einfall des Projektils auf die Targetoberfläche).

Für sehr hohe Projektilgeschwindigkeiten geht die Ausbeute in diesem Modell sogar von einer quadratischen in eine kubische Abhängigkeit vom elektronischen Bremsvermögen über [Joh91]:

$$Y = C' \left[ \frac{n_M^{1/2} f dE}{WN_e dx_e} \right]^3 \quad (59)$$

Mit  $C' = 7 \cdot 10^{-4}$  und  $f \approx 0,01$ .

Das Desorptionsmodell der Anregung und repulsiven Zustände nach R.E. Johnson und J. Schou gilt jedoch nur für kondensierte Gastargets bzw. für Targetts aus organischen Molekülen, die über Van der Waals- oder Wasserstoffbrückenbindungen miteinander verknüpft sind und eine genügend große Bandlücke (Isolatoren) besitzen.

#### 8.4 Stoßwellen-Modell (Shock-Wave)

Nachdem das Projektil ein Festkörpertarget passiert hat, wird die von ihm deponierte Energie zur Bildung der Teilchenspür via Coulombexplosion, Kollisionskaskaden hoher Dichte und/oder Stoßwellen genutzt. Die Stoßwelle breitet sich im Festkörper mit einer Geschwindigkeit aus, die die Schallgeschwindigkeit des Mediums übersteigt (Ultraschall) [Rei93]. Wird die Stoßwelle an der Oberfläche des Festkörpers reflektiert, so führt dies zu Verspannungen des Materials. Durch diese Verspannungen können ganze Oberflächenstrukturen zerstört werden und es kann in einem kegelförmigen Gebiet zur Desorption ganzer Festkörpercluster und der damit verbundenen Kraterbildung an der Festkörperoberfläche kommen (siehe Abb. 12).

Eine notwendige Voraussetzung zur Erzeugung von Stoßwellen ist eine kritische deponierte Energiedichte des Projektils im Festkörper [Bit87]:

$$\epsilon_c = \frac{C \cdot h(h + 5)}{4(4 - h)} \quad (60)$$

wobei  $C = 1/(K \cdot N)$  die Kompressibilität des Festkörpers und  $h = N_1/N$  ist.  $N_1$  bzw.  $N$  ist die atomare Dichte des Festkörpers hinter der Stoßwellenfront bzw. im normalen Targetzustand.

Das Targetmaterial desorbiert aus einem sphärischen Bereich  $V = (4\pi R_c^3)/3$  mit dem Radius  $R_c$  [Bit87, Rei93]:

$$R_c = \left[ \frac{0,5 \cdot (dE/dx)_e}{\pi N \epsilon_c} \right]^{1/2} \quad (61)$$

Für die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  aus dem Epizentrum der Stoßwelle gilt bei einem Projektileinfall senkrecht zur Oberfläche ( $\theta = 0^\circ$ ) [Bit87]:

$$Y \propto \left[ \frac{(dE/dx)_e}{2\pi \epsilon_c N} \right]^{3/2} \tan^2 \theta \quad (62)$$

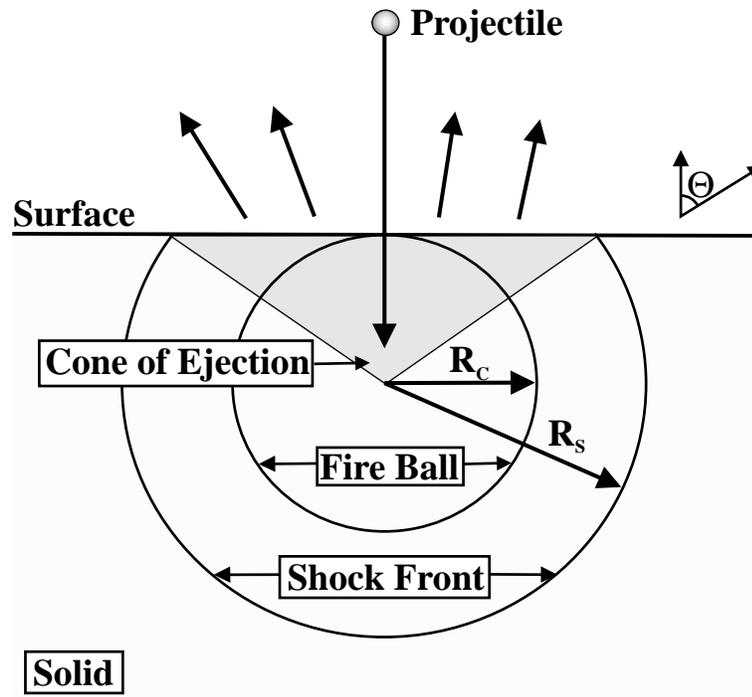


Abbildung 12: Schematische Abbildung einer sphärischen Stoßwelle, die durch eine kritische Energiedichte  $\epsilon$  verursacht wird. Die Desorption von Sekundärteilchen erfolgt in einem kegelförmigen Bereich (schattierte Fläche) [Rei93].

Für einen Projektileinfall unter  $\theta \neq 0^\circ$  gilt jedoch:

$$Y(\theta) \propto \frac{1}{\cos^{3/2} \theta} \text{ für } \theta \leq 50^\circ \text{ und } Y(\theta) \propto \frac{1}{\cos \theta} \text{ für } \theta \geq 50^\circ \quad (63)$$

Das Stoßwellen-Modell von I.S. Bitensky et al. [Bit87] läßt sich bei der Umskalierung des Radius  $R_c$  des sphärischen Bereichs, der als Quelle desorbiertter Sekundärteilchen dient, auch für die nukleare Zerstäubung einsetzen, wobei hier die Sekundärteilchenausbeuten um einen Faktor 3 höher als im Bereich des elektronischen Bremsvermögens sind.

## 8.5 Druckpuls-Modell (Pressure-Pulse)

R.E. Johnson et al. [Joh89] beschreiben die Desorption von Sekundärteilchen aus einem Festkörpertarget im Bereich des elektronischen Bremsvermögens durch radiale Impulse (Druckpulse) entlang der Teilchenspur, die entstehen, wenn das Projektil das Festkörpertarget passiert. Bei der elektronischen Anregung des Festkörpermaterials durch das Projektil werden die Impulse durch Dissoziation von Molekülen, Abstoßung

ionisierter Festkörperatome (Coulombexplosion) oder Expansion angeregter Makromoleküle gebildet.

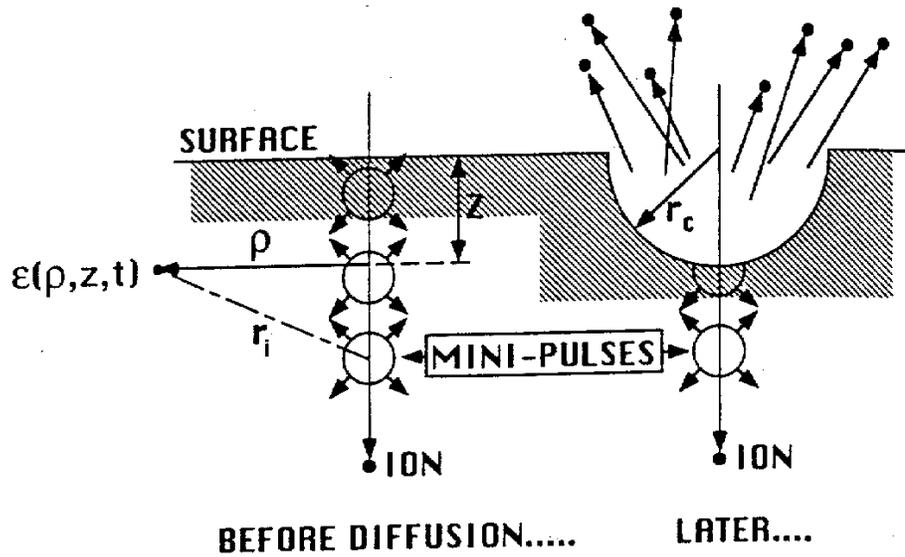


Abbildung 13: Darstellung des Druckpulsmodells nach R.E. Johnson et al. [Joh89]. Links ist die Bildung von Minipulsen bei niedriger Energiedichte  $\epsilon$  dargestellt. Bei hohen Energiedichten (rechts) kommt es zur Bildung einer Impulswelle (Druckpuls). Desorption von Sekundärteilchen erfolgt in einer Halbsphäre mit dem Radius  $r_c$  [Rei93].

Bei niedrigen Anregungsdichten überlappen sich die Impulse nur gelegentlich und wirken unabhängig voneinander (Mini-Pulses) (siehe Abb. 13). Die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  ist in diesem Bereich proportional zum elektronischen Bremsvermögen des Projektils  $Y \propto (dE/dx)_e$ .

Bei hohen Anregungsdichten jedoch wirken die Impulse gemeinsam und bilden eine kollektive sphärische Impulswelle (Druckpuls). Die Desorption der Sekundärteilchen wird im Druckpuls-Modell durch den Gradienten der im Festkörper deponierten lokalen Energiedichte ( $-\nabla\epsilon$ ) ausgedrückt, da dieser die radiale Kraft bzw. den Druck entlang der Teilchenspur auf die einzelnen Targetatome beschreibt und diese zur Festkörperoberfläche hin treibt.

Innerhalb des Festkörpers breitet sich die Energie entlang der Teilchenspur nach der folgenden Diffusionsgleichung aus (Vergleiche Glg. (38)) [Joh89]:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \nabla (\kappa \nabla \epsilon(r, t)) \quad (64)$$

Hierbei wird  $\kappa$ , die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpermaterials, als konstant in Raum  $r$  und Zeit  $t$  angenommen. Die Lösung der Differentialgleichung ist [Rei93]:

$$\epsilon(r, t) = \frac{\Delta E_i}{\pi^{3/2}(r_0^2 + 4\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4\kappa t}\right) \quad (65)$$

Der auf ein Molekül, durch den Druckpuls, übertragene Impuls  $\vec{p}$  folgt aus [Rei93]:

$$\vec{p}(\vec{r}) = \frac{\beta}{n} \int_0^\infty dt \left[ -\vec{\nabla} \epsilon(\vec{r}, t) \right] \quad (66)$$

Hierbei ist  $\beta$  eine thermodynamische Proportionalitätskonstante - z.B.  $\beta = c_p/c_v - 1$  im Falle idealer Gase - und  $n$  die Teilchendichte.

Desorption von Sekundärteilchen aus der Festkörperoberfläche kann nur dann erfolgen, wenn die Normalkomponente von  $\vec{p}$  einen kritischen Wert  $p_c$  überschreitet, der über  $p_c = 2mU$  mit der Oberflächen-Bindungsenergie  $U$  verknüpft ist [Joh89, Mos91]:

$$p_c = -\frac{\beta(dE/dx)_e}{4\pi\kappa nr_c} \quad (67)$$

Beim Überschreiten des kritischen Druckpulses  $p_c$  werden alle Sekundärteilchen aus einem halbkugelförmigen Volumen  $V$  mit dem Radius  $r_c$  emittiert. Da der Radius proportional zur deponierten Energie ist, ergibt sich für die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  [Joh89]:

$$Y \approx NV \approx n \frac{2}{3} \pi r_c^3 \approx \frac{2}{3} n \pi \left[ \frac{\beta}{4\pi\kappa n p_c} \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)_e \right]^3 \quad (68)$$

## 9 Thermische Desorptionsmodelle

Beim Passieren eines Projektilions durch ein Festkörpertarget, wird Energie lokal in einem Bereich um die Spurachse deponiert. Wird in dieser Region eine hinreichend hohe kinetische Energie an die Festkörperatome übertragen, so daß sich nahezu alle Atome im angeregten Bereich bewegen, so wird dies als ein thermischer Spike (thermal spike) bezeichnet (siehe Kapitel 5.2.2).

Der thermische Spike breitet sich aufgrund der Wärmeleitfähigkeit des Festkörpermateri als in Raum  $r$  und Zeit  $t$  aus, so daß diesem Bereich eine Targettemperatur  $T = T(r, t)$  zugeordnet werden kann. Die angeregte Region wird durch diesen Vorgang erweitert und kühlt dabei ab [Wie89, Rei93].

Die Desorption von Sekundärteilchen, die durch den thermal Spike hervorgerufen wird, kann durch zwei Modelle beschrieben werden, der thermisch aktivierten Desorption und der Volumendesorption (siehe Abb. 14). Diese Modelle machen jedoch keine Aussagen über die Art des Energietransfers vom Projektil auf das atomare System des Festkörpers.

## 9.1 Thermisch aktiviertes Desorptionsmodell

Die zeitliche und räumliche Entwicklung der Temperatur  $T$  bzw. der Energiedichte nach der Energiedeposition des Projektils in der Teilchenspur wird mit einer Diffusionsgleichung beschrieben (siehe Kapitel 5.2.2) [Rei93, Mos91]:

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (\kappa(T) \nabla T(r, t)) \quad (69)$$

Hierbei ist  $\kappa(T)$  die Wärmeleitfähigkeit und  $C(T)$  die spezifische Wärmekapazität des Festkörpermaterials. Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert [Rei93]:

$$T(r, t) = \frac{T_0}{1 + 4\delta t/r_0^2} \exp\left(\frac{-r^2}{r_0^2 + 4\delta t}\right) \quad (70)$$

In dieser Gleichung ist  $r$  der senkrechte Abstand von der Teilchenspurachse und  $\delta = \kappa/C$  der thermische Diffusionskoeffizient, wobei  $\kappa$  und  $C$  als konstant, d.h. temperaturunabhängig, angenommen werden. Die nach dem Projektildurchgang verstrichene Zeit ist  $t$ . Die Temperaturverteilung im Festkörper wird als räumlich schmale Gaußverteilung mit der Anfangstemperatur  $T_0$  im Spurzentrums und der Weite  $r_0$  betrachtet:

$$T_0 = \frac{1}{\pi \rho C r_0^2} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_e \quad (71)$$

Um das Festkörpertarget verlassen zu können (siehe Abb. 14a), muß die kinetische Energie  $E_{kin}$  des Sekundärteilchens größer als die Oberflächen-Bindungsenergie  $U_0$  sein. Der Teilchenfluß  $\Phi$  thermisch aktivierter Teilchen pro Fläche und Zeit, die aus der Festkörperoberfläche verdampfen ( $E_{kin} > U_0$ ), wird aus der Maxwell-Boltzmann Verteilung berechnet [Rei93, Sig81]:

$$\Phi = N \left(\frac{kT}{2\pi m_T}\right)^{1/2} e^{-U_0/kT} \quad (72)$$

Die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  läßt sich aus dem Oberflächenintegral des Flusses über die heiße Oberfläche der Spur  $\pi r_T^2$  berechnen. Das Oberflächenintegral wird zusätzlich über  $\tau$  integriert, die Zeit, während der die Temperatur in der Region der heißen Oberfläche nicht unter einen kritischen Wert sinkt [Sig81, Rei93]:

$$Y = \int_0^\tau dt \int_0^{r_T} 2\pi r \Phi dr = \tau \pi r_T^2 \Phi \quad (73)$$

Die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  kann auch über die eindimensionale Energiedichteverteilung  $F_D(T)$  und den Materialparameter  $\Lambda$  ausgedrückt werden:

$$Y = \tau\pi r^2\Phi = \Lambda F_A(T) \quad \text{mit} \quad \Lambda = \frac{\tau}{\sqrt{3\pi m_T (3kT/2)}} e^{-U_0/kT} \quad (74)$$

## 9.2 Volumen-Desorptionsmodell

Der Begriff der Volumendesorption beschreibt einen Vorgang, bei dem lokal deponierte Energie einen abrupten Übergang von der Festkörperphase in die Gasphase bewirkt. Bei diesem Vorgang entweicht das verdampfende Material aus dem Festkörpertarget ins Vakuum (Gas Flow bzw. Phase Explosion Desorption) [Rei93].

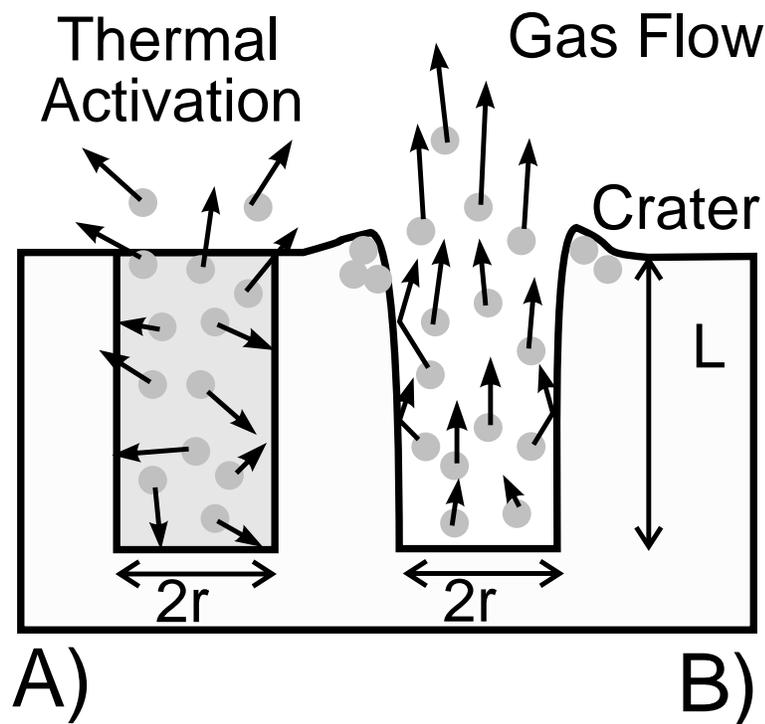


Abbildung 14: Schematische Darstellung einer a) thermisch aktivierten Desorption und einer b) Volumendesorption nach dem irreversiblen Übergang von der Festkörperphase in die Gasphase [Rei93, Wün99].

Zur Volumendesorption kommt es, wenn im Spurradius durch die Energiedeposition eine hohe Energiedichte erreicht wird, so daß der Übergang von der Festkörperphase in die Gasphase stattfinden kann. Die Erhöhung der Temperatur im Spurradius hat eine Erhöhung des Drucks zur Folge. Da das Material außerhalb des Spurradius unverändert bleibt, kommt es durch die Druckerhöhung zu einer spontanen irreversiblen

Verdampfung des Festkörpermaterials. Das in Gas umgewandelte Material wird dabei in einem kollisionsfreien Fluß in einem Stück im Oberflächenbereich der Spur ins Vakuum emittiert (siehe Abb. 14b). Das Material mit der atomaren oder molekularen Anzahldichte  $N$  emittiert dabei aus einem zylindrischen Volumen (Länge  $L$ , Radius  $r$ ) ins Vakuum, so daß für die Sekundärteilchenausbeute  $Y$  gilt [Joh93, Urb87]:

$$Y = \pi r^2 L N \quad \text{und} \quad Y \propto \frac{l}{U_0} \left( \frac{dE}{dx} \right) \propto \Lambda \left( \frac{dE}{dx} \right) \quad (75)$$

Die plötzliche Dekompression des Gases während des Desorptionsvorgangs hat eine extreme Abkühlung innerhalb der Spur zur Folge. Es kommt zur Kondensation des freigewordenen Materials an den Wänden des zylindrischen Volumens und zur Bildung eines Kraters an der Festkörperoberfläche

## 10 Sonstige Desorptionsmodelle

Neben der Beschreibung der Desorptionsvorgänge als kinetische Mechanismen, die mit der Projektilgeschwindigkeit zusammenhängen, gibt es auch Desorptionsbeschreibungen durch Potentialmechanismen, die mit dem Projektilladungszustand korreliert sind. Zu der letzteren Beschreibung zählt das Pre-Impact-Modell.

### 10.1 Pre-Impact-Desorptionsmodell

Die Idee des Pre-Impact-Modells basiert darauf, daß bereits vor dem Projektileinfall (Pre-Impact) eine Wechselwirkung zwischen dem Projektilion und der Festkörperoberfläche einsetzt. Dabei kommt es zunächst zur Anregung und Ionisation der auf der Targetoberfläche adsorbierten Moleküle und anschließend zur Desorption dieser Teilchen und deren Fragmente von der Targetoberfläche [Sil95a].

Nähert sich ein Projektil mit dem Anfangsladungszustand  $q$  einer Targetoberfläche, so reduziert das herannahende Projektilcoulombfeld  $V_{ion} = -qe^2/4\pi\epsilon_0 r$  die Potentialbarriere zwischen dem Projektil und dem Targetteilchen um so mehr, je näher es sich auf das Target zubewegt;  $r$  ist dabei der Abstand zwischen dem Projektil und den Teilchen an der Targetoberfläche. Diese Teilchen sind vor allem Adsorbatmoleküle, die durch Van der Waals-Bindungen an der Targetoberfläche gebunden sind und sich wie ein zweidimensionales nichtleitendes Gas verhalten.

Wenn nun  $r = R$  einen kritischen Abstand zwischen Projektil und Targetoberfläche unterschreitet, so daß das Projektilpotential  $V_{ion}$  gleich dem Ionisationspotential  $I_i$  der Adsorbatteilchen an der Targetoberfläche ist, so können Elektronen von der Targetoberfläche auf das Projektil springen (over-the-barrier modell [Burg91]). Der kritische Abstand, ab dem Elektronen noch vor dem Projektileinfall von dem Targetteilchen auf das Projektil springen, ist gegeben durch [Sil95b]:

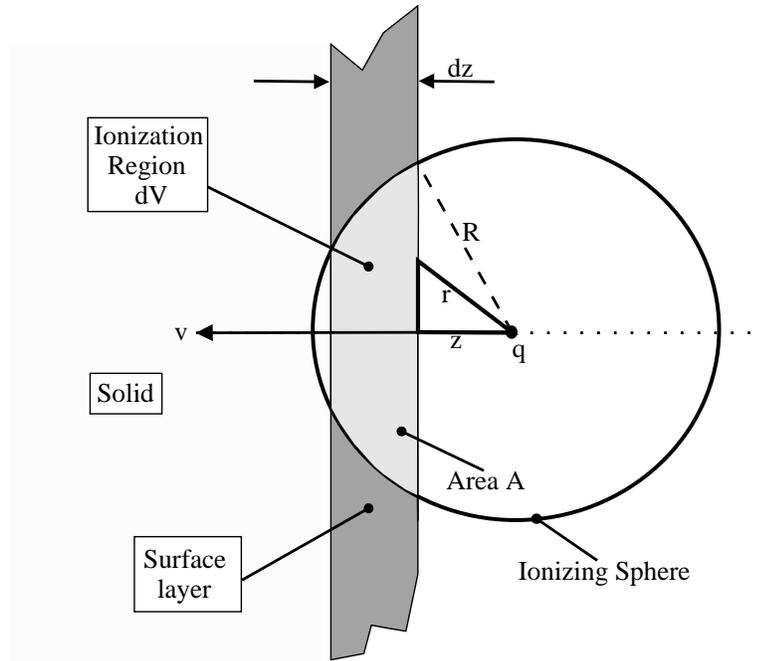


Abbildung 15: Das Projektil der Ladung  $q$  und der Geschwindigkeit  $v$  ist von einer Ionisierungssphäre umgeben. Der Überlapp dieser Sphäre mit der Targetoberfläche definiert das Ionisierungsvolumen  $dV$ , in dem projektilinduzierte Ionisation stattfinden kann [Sil95a]

$$R = \frac{qe^2}{4\pi\epsilon_0 I_i} = \frac{2qr_B I_H}{I_i} = \frac{2qr_B}{\Theta} \quad (76)$$

Hierbei ist  $r_B$  der Bohrsche-Radius,  $I_H = 13,6eV$  und  $I_i/I_H = \Theta$  der Abschirmparameter. Das Projektil ist von einer Sphäre mit dem Radius  $R$  umgeben, die das Ionisationsvolumen  $V_i$  definiert:

$$V_i = \frac{4}{3}\pi R^3 = 8V_B \frac{q^3}{\Theta^3} \quad (77)$$

wobei  $V_B = \frac{4}{3}\pi r_B^3 \approx 0,62\text{\AA}^3$ . Die Oberflächenregion innerhalb der die Elektronensprünge durch das Projektil induziert werden, ist kreisförmig  $A(t) = \pi(R^2 - z^2)$ , da sie den Schnittpunkt zwischen dem Ionisierungssphäre und der Targetoberfläche bildet (siehe Abb. 15). Hierbei ist  $z(t) = v_P t$  der Abstand zwischen dem Projektil und der Oberfläche. Die Adsorbatteilchen werden so innerhalb des kreisförmigen Bereichs angeregt und ionisiert. Positive Sekundärionen werden aus diesem Oberflächenbereich abgestoßen und ins Vakuum emittiert. Die ionisierten Adsorbatteilchen können aber

auch durch Coulombabstoßung, Coulombexplosion oder innerer Anregung von der Targetoberfläche desorbieren. Die Sekundärteilchenausbeute ist hierbei proportional zur dritten Potenz des Projektilanfangsladungszustands  $Y \sim q^3$  [Bit92]. Das Maximum der Sekundärionenausbeute liegt bei Projektilgeschwindigkeiten zwischen  $0,4v_B$  und  $1,3v_B$  [Sil95b]. Das Desorptionsverhalten von  $H^+$ -Sekundärionen bestätigt sehr gut die theoretischen Aussagen des Pre-Impact-Modells [Ben91b, Del88].

## 11 Sekundärionenemission und Meteoriteneinschlag

Zusammenfassend läßt sich die Sekundärionenemission folgendermassen beschreiben: Beim Einfall eines schnellen Projektils auf ein Festkörpertarget führt die lokale Energiedichte im Spurkern zur Fragmentierung von fragilen Molekülen und zur schlagartigen Verdampfung des Targetmaterials aus einem halbsphärischen Volumen an der Targetoberfläche. Das entstandene Gas expandiert ins Vakuum. Im Bereich des Spurhalos ist die Energiedichte erniedrigt, so daß in diesem äußeren Bereich der Teilchenspur die Emission größerer Moleküle erfolgt. An der Festkörperoberfläche bleibt nach dem Aufprall mit dem Projektil ein Krater oder ein Bereich niedriger Dichte zurück. Diese Vorgänge sind durchaus mit geophysikalischen Abläufen bei einem Meteoriteneinschlag vergleichbar [Mos91]. Die enorme lokale Energiedichte erzeugt beim Meteoriteneinschlag Stoßwellen, die zur Emission von Materie und zur Kraterbildung führen (siehe Abb. 16).

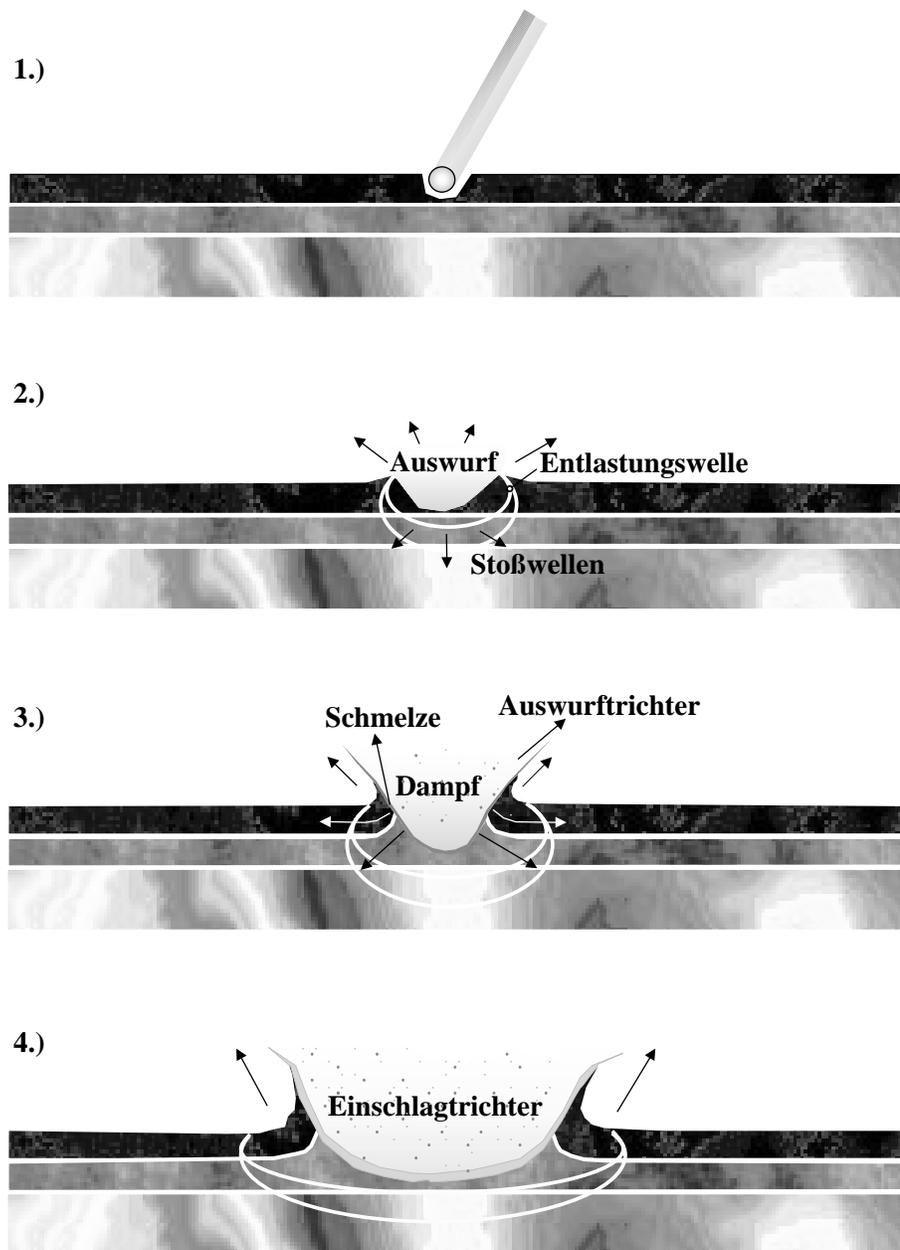


Abbildung 16: 1) Ein Meteorit bildet beim Zusammenstoß mit der Erde, ähnlich wie ein Projektil mit der Targetoberfläche, einen Krater. Der Aufprall erzeugt eine Stoßwelle und eine nachfolgende Entlastungswelle 2). Diese Wellen komprimieren, schmelzen und verdampfen das Gestein und schleudern es zum Teil nach oben 3). Die gleichen Prozesse führen bei der Ion-Festkörper-Wechselwirkung zur Sekundärionenemission. 4) Der Einschlagtrichter erreicht schnell seine maximale Tiefe und seinen maximalen Durchmesser [Gri90].



**Teil III****Experiment und Auswertung**



## Einleitung

Im folgenden Abschnitt wird der experimentelle Aufbau zur Messung der Emission von Sekundärionen (SI) aus Festkörpertargets beschrieben. Die Daten wurden mit der Flugzeitmeßmethode in Koinzidenzexperimenten gemessen. Neben einem Flugzeit-spektrometer zylindersymmetrischer Geometrie (Kapitel 14.3) wurde auch ein neuentwickeltes Flugzeitspektrometer linearer Geometrie (Kapitel 14.2) eingesetzt. Dieses neue Spektrometer besitzt gegenüber dem zylindersymmetrischen Spektrometer einen größeren Raumwinkel zum Nachweis der SI. Zur Bestimmung der Ausbeuten separiert das Flugzeitspektrometer die von der Festkörperoberfläche emittierten SI nach ihrer Flugzeit in Koinzidenz mit dem Projektil. Der Nachweis der SI und der Projektilionen erfolgt mit Hilfe von Detektoren (Elektronenvervielfacher) (Kapitel 15). Die Detektor-signale werden mit der Standardelektronik für Koinzidenzexperimente (Kapitel 17.1) verarbeitet und einem computergestützten Datenaufnahmesystem zugeführt, das die Ereignisse, bei den nur ein SI vom Projektil ausgelöst wird (Singlehit) (Kapitel 17.2) bzw. Ereignisse, bei den mehr als ein SI vom selben Projektil ausgelöst wird (Multi-hit) (Kapitel 17.3) zu einem Massenspektrum (Kapitel 18.1) zusammenfaßt. Vorge-stellt wird auch die Neuentwicklung eines Targethalters mit Temperaturregelung (Ka-pitel 16.1), der das Studium der SI-Emission in Abhängigkeit der Targettemperatur ermöglicht.

Die Experimente wurden an den Beschleunigeranlagen von drei Instituten durch-geführt, dem 1,4 MeV/u Hochladungsinjektor (HLI) der Gesellschaft für Schwerion-enforschung (GSI) in Darmstadt (Kapitel 12.3), den 2,5 MV und am 7,5 MV Van de Graaff-Beschleunigern des Instituts für Kernphysik (IKF) der Johann Wolfgang Goe-the Universität in Frankfurt am Main und am 4 MV Van de Graaff-Beschleuniger der Pontificia Universidade Catolica do Rio de Janeiro (PUC) in Brasilien (siehe Tabelle 3). Die Van de Graaff-Beschleuniger und die Experimentaufbauten in Rio de Janei-ro und in Frankfurt am Main weisen große Ähnlichkeiten im Hinblick auf die zur Verfügung stehenden Projektilsysteme und die grundlegende experimentelle Anord-nung auf. Deshalb soll in diesem Abschnitt der Experimentaufbau für die Messung am Van de Graaff-Beschleuniger, wie er im IKF in Frankfurt am Main vorhanden ist, sowie der Aufbau an der GSI beschrieben werden (Kapitel 12).

## 12 Strahlpräparation und Strahlführung

### 12.1 Van de Graaff-Beschleuniger (IKF und PUC)

Die eingesetzten 2,5 MV, 4 MV und 7,5 MV Van de Graaff-Beschleuniger erlauben das Studium der SI-Emission mit kontinuierlichen Strahlströmen im niederenergeti-schen Bereich, im Bereich des Maximum und im hochenergetischen Bereich des elek-tronischen Bremsvermögens leichter Projektile (H bis N).

Die Hochfrequenz- bzw. die Penning-Ionenquellen der Van de Graaff-

<b>2,5 MV Van de Graaff (IKF) <math>0.2\text{MV} \leq U \leq 2\text{MV}</math></b>	<b>ToF-Geometrie</b>
$H^+$ (50 bis 140 keV) $\rightarrow$ C (500 Å)	zylinder
<b>4 MV Van de Graaff (PUC) <math>0.5\text{MV} \leq U \leq 4\text{MV}</math></b>	
$N^{q+}$ (36 bis 286 keV/u) $\rightarrow$ LiF (500 Å) + C(200 Å) ( $q = \bar{q}_{equ}$ )	linear
$N^{q+}$ (145 keV/u) $\rightarrow$ LiF (500 Å) + C(200 Å) ( $q = 1 - 5$ )	linear
<b>7,5 MV Van de Graaff (IKF) <math>2\text{MV} \leq U \leq 7\text{MV}</math></b>	
$N^{q+}$ (0.18 bis 1,5 MeV/u) $\rightarrow$ LiF (500 Å) + C(200 Å) ( $q = \bar{q}_{equ}$ )	linear
$N^{3+}$ (1,29 MeV/u) $\rightarrow$ LiF (215 Å) + Cu(715 Å) (T-abhängig)	linear
$N^{3+}$ (1,29 MeV/u) $\rightarrow$ Cu (715 Å) (T-abhängig)	linear
<b>Hochladungsinjektor (GSI) <math>E_P = 1, 4\text{MeV/u}</math></b>	
$C^{q+}, Ar^{q+}, Kr^{q+}, Sn^{q+} \rightarrow$ LiF (525 Å) + C(500 Å) ( $q = \bar{q}_{equ}$ )	zylinder
$C^{q+}, Ar^{q+}, Kr^{q+}, Sn^{q+} \rightarrow$ a:C-H und a:C-D ( $q = \bar{q}_{equ}$ )	zylinder

Tabelle 3: Die Tabelle bildet eine Zusammenfassung der Stoßsysteme, die an den unterschiedlichen Beschleunigeranlagen untersucht wurden und der dazu verwendeten Spektrometer-Geometrie.

Beschleuniger liegen auf einem positiven Potential, das von einem Bandgenerator erzeugt und liefern vorwiegend einfach geladene ( $q = 1$ ) positive Projektionen.

Nach der Extraktion aus der Ionenquelle werden diese durch das positive Potential beschleunigt und gewinnen dabei die kinetische Energie  $E_P$ :

$$E_P = \frac{1}{2}mv^2 = qU \quad (78)$$

### 12.1.1 Kollimation

Die beschleunigten Projektionen der Masse  $m_p$ , der Ladung  $q$  und der Energie  $E_P$  werden nach dem Austritt aus dem Beschleuniger von einem Analysiermagneten nach der Beziehung  $q^2/(m_p/E_p) = konst.$  separiert und in den Strahlkanal gelenkt (siehe Abb. 17).

Da die Ionenquelle vorwiegend einfach geladene Projektionen bereitstellt, können mit Gas- und Folienstrippern, die sich jeweils vor und hinter dem Analysiermagneten befinden, neutrale oder höhere Ladungszustände der Projektionen erzeugt werden [Neu97b, Wün99].

Ein Ionenseparator [Neu97b], der vor dem Kammereingang angebracht ist, erlaubt auch die Separation von Projektionen mit gewünschtem Ladungszustand.

Da die zur Flugzeitmessung eingesetzten Detektoren nur Zählraten bis maximal 100 kHz koinzident verarbeiten können ( $\approx 10 fA$ ), ist eine Reduzierung des Strahlstroms erforderlich. Die Reduzierung der Strahlintensität auf 1kHz bis 2kHz (opti-

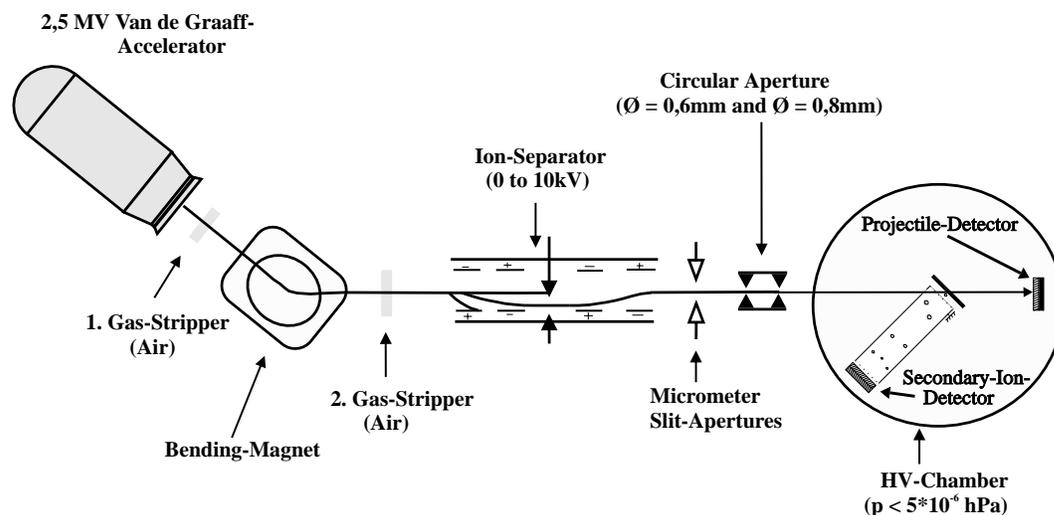


Abbildung 17: Schematischer Versuchsaufbau und Strahlführung am 30° Strahlkanal des 2,5MV Van de Graaff-Beschleunigers.

male Koinzidenzrate) kann am Van de Graaff-Beschleuniger auf zwei voneinander unabhängige Weisen erfolgen. Einerseits läßt sich der Strahlstrom durch Eingriffe am Beschleuniger (Rohrfokuslinse, Extraktionsspannung) auf etwa 0,1 nA reduzieren. Andererseits kann der Strahlquerschnitt durch ein Schlitzblendensystem auf eine Größe von etwa  $0,6\text{mm}^2$  definiert werden. Vor dem Eintritt in die Streukammer wird der Querschnitt des kollimierten und defokussierten Strahlstroms zusätzlich von einem Doppelblendensystem definiert. Diese Antistreublenden ( $\varnothing = 0,6\text{mm} - 0,8\text{mm}$ ) reduzieren die Erzeugung von Streuelekttronen und die Umladung der Projektionen an den Blendenkanten [Neu97b, Wün99].

Am Kammerausgang befindet sich ein Einzelteilchendetektor (CEM oder MCP, siehe Kapitel 15), der es ermöglicht niedrige Strahlstromintensitäten (Hz) zu messen.

### 12.1.2 Vakuum-Meßkammeraufbau

Die Messungen an den Van de Graaff-Beschleunigern wurden mit einem in einer Aluminium-Streukammer befindlichen zylindersymmetrischen bzw. einem linearen Flugzeitspektrometer vorgenommen. Zur Vakuumerzeugung stehen im Strahlkanal Turbomolekularpumpen (Saugleistung 200 l/s) zur Verfügung. Unter der Streukammer befindet sich zusätzlich eine Öldiffusionspumpe (Saugleistung 2000 l/s), die während der Messung in der Streukammer einen Druck von etwa  $5 \times 10^{-6}\text{hPa}$  aufrechterhält. Im Strahlrohr zwischen Beschleuniger und Streukammer ist ein Grundvakuum von  $9 \times 10^{-7}\text{hPa}$  gewährleistet.

Durch das Hochvakuum im Strahlkanal wird die Anzahl der Stöße zwischen Projektil und Restgasatomen klein gehalten, um Dissoziationen bzw. Umladungen des Projektils gering zu halten. Die Strecke, die jedes Gasteilchen im Mittel zwischen zwei

Zusammenstößen mit anderen Teilchen zurücklegt, wird als mittlere freie Weglänge  $\bar{l}$  bezeichnet [Bur86]:

$$\bar{l} = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \frac{p}{kT} (2r)^2} \quad (79)$$

wobei  $\bar{l}$  als Funktion der Temperatur  $T$ , des Teilchendurchmessers  $2r$  und des Drucks  $p$  beschrieben wird.  $k$  ist hierbei die Boltzmann-Konstante. Bei konstanter Temperatur ist somit für jedes Gas folgende Beziehung gültig:  $\bar{l} * p = konst..$

Im HV-Bereich beträgt die mittlere freie Weglänge bei den hier vorliegenden Drücken ca.  $\bar{l} = 10m$ . Zum Vergleich dazu beträgt der Abstand zwischen dem Beschleuniger und der Streukammer etwa 7m.

### 12.1.3 Erzeugung von $H^+$ -Projektilen im Bereich des $(dE/dx)_e$ -Maximums

Zur Untersuchung der SI-Emission im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens  $(dE/dx)_e$  von  $H^+$ -Projektilen, sind Projektilenergien zwischen 50 und 140 keV erforderlich. Da der 2,5 MV Van de Graaff-Beschleuniger je nach Konditionierung nur minimal Energien zwischen 150 und 200 keV (je nach Kondition des Beschleunigers) liefert, ist eine Modifikation des Projektilstrahls nötig. Hierzu wird statt des atomaren  $H^+$ -Projektils das molekulare  $CH_4^+$ -Projektil (Methan) beschleunigt. Nach dem Austritt aus dem Beschleuniger wird der Projektilstrahl in einen Gasstripper (Luft) (Druck  $p_{Gas} = 3 * 10^{-6} hPa$ ), der sich vor dem Ablenkmagneten befindet eingeschossen (siehe Abb. 17). Durch Stöße mit den Atomen des Gasstrippers kann neben den Anregungs- und Umladungsprozessen auch eine Dissoziation des Projektilmoleküls stattfinden. Der Dissoziationsprozeß liefert unter anderem auch das gewünschte  $H^+$ -Projektil mit 1/16-tel der Energie des ursprünglichen Methanprojektils. Auf diese Weise kann ein  $H^+$ -Strahl präpariert werden, dessen Energie 16 mal niedriger ist als die minimal zugängliche Energie des 2,5 MV Van de Graaff-Beschleunigers.

## 12.2 Beschleunigerstruktur an der GSI

Die GSI verfügt über Strukturen zur Beschleunigung von schweren hochgeladenen Ionen. Der Beschleunigerkomplex setzt sich zusammen aus einem Linearbeschleuniger (UNILAC; UNiversal Linear ACcelerator), einem Hochladungsinjektor (HLI), einem Schwerionensynchotron (SIS) und dem Experimentierspeicherring (ESR).

Da die Messungen, die an der GSI stattfanden, ausschließlich am HLI durchgeführt wurden, wird in den folgenden Abschnitten nur die Beschleunigung und Kollimation des Ionenstrahls sowie der Experimentaufbau am HLI beschrieben.

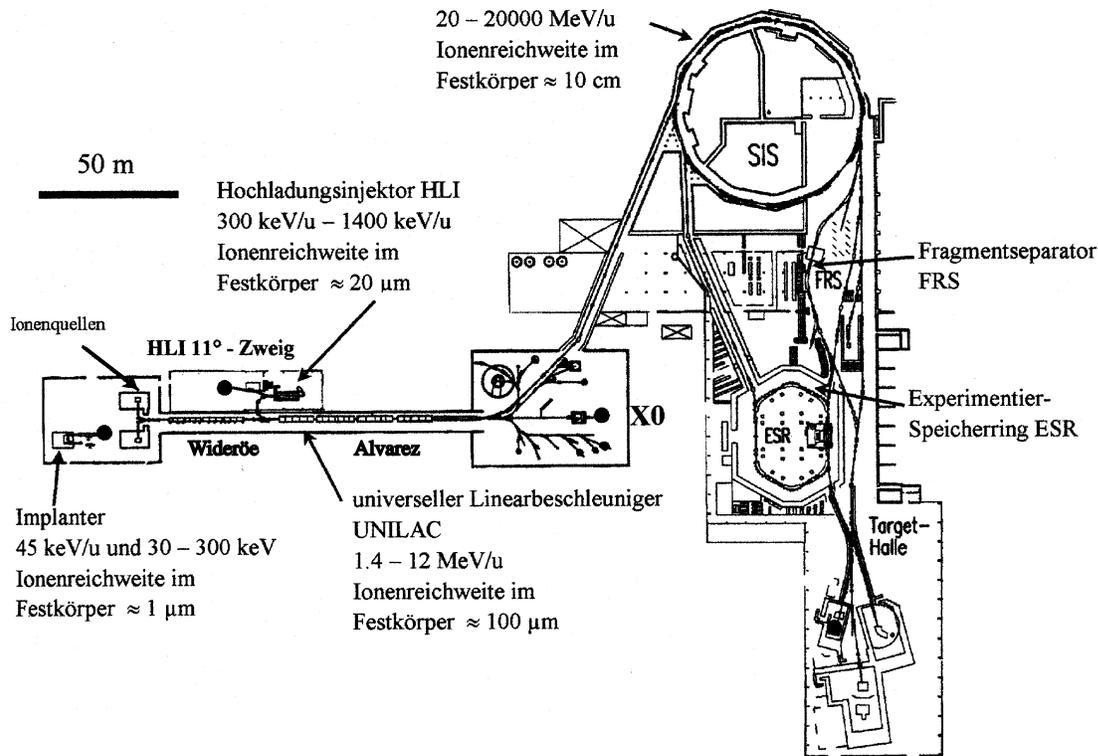


Abbildung 18: Grundriß des Beschleunigerkomplexes an der GSI [Mü99].

### 12.3 Hochladungsinjektor (GSI)

Der Hochladungsinjektor (HLI) an der GSI-Darmstadt gehört zu einer neuen Generation von Linearbeschleunigern [Tin96]. Im Gegensatz zu Van de Graaff-Beschleunigern erlaubt dieser die Untersuchung der SI-Emission mit schweren, hochgeladenen Projektilen (z.B. Kr, Sn, etc.) bei gepulsten Strahlströmen.

Aus der EZR (Elektron-Zyklotron-Resonanz)-Ionenquelle werden mehrfach geladene positive Projektilionen (sowohl Ionen aus Gasquellen wie auch aus Metaldampfquellen können zur Strahlerzeugung herangezogen werden) extrahiert, auf eine spezifische Energie von  $2,5 \text{ keV/u}$  vorbeschleunigt und von einem Doppelmagnetspektrometer ( $135^\circ$ ) nach ihrem Masse/Ladungs Verhältnis separiert (siehe Abb.19). Nach dieser Separation gelangen die Ionen in den niederenergetischen Strahlführungsabschnitt LEBT (Low Energy Beam Transport Line); hier definiert ein elektrostatischer Chopper die Pulslänge des Strahls (Makrostruktur). Die maximale Pulswiederholungsrate beträgt hierbei  $50 \text{ Hz}$  mit einer maximalen Pulslänge von  $5 \text{ ms}$ .

Anschließend wird der Ionenstrahl von einem RFQ (Radio Frequenz Quadrupol)-Beschleuniger auf  $300 \text{ keV/u}$  nachbeschleunigt [Fri92]. Durch die hochfrequente Anregung ( $108 \text{ MHz}$ ) der RFQ-Struktur erhält der Ionenstrahl neben der Makrostruktur auch eine Mikrostruktur.

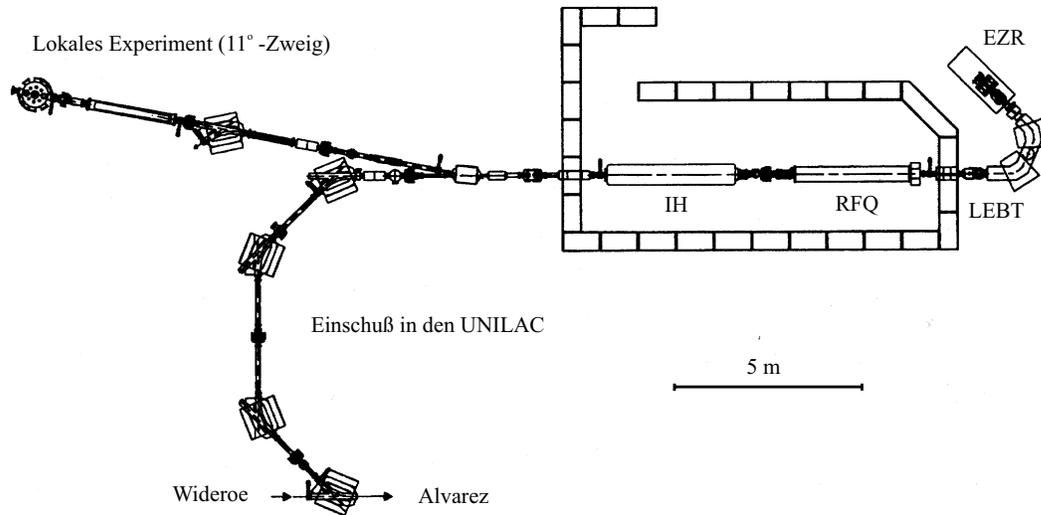


Abbildung 19: Schematische Darstellung des Hochladungsinjektors (HLI) und der Strahlführung am 11°-Strahlkanal [Tin96].

Nach dem Passieren des RFQ-Beschleunigers wird der Strahl schließlich von einem IH (Interdigitale H-Struktur)-Beschleuniger [Nol79] auf seine Endenergie von  $1,4 \text{ MeV}/u$  beschleunigt.

Nach dem Austritt aus dem IH-Beschleuniger können die Ionenstrahlpulse wahlweise mit einem Kickermagneten zum lokalen Experiment (11°-Strahlkanal) oder zum Alvarez-Abschnitt abgelenkt werden.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit bestand aus dem Aufbau eines Hochvakuum-Experimentierplatzes zur Flugzeitmessung der SI von Festkörpertargets am 11°-Strahlkanal.

### 12.3.1 Kollimation am HLI 11°-Strahlkanal

Die Konfiguration des Strahlenganges am 11°-Strahlkanal des HLI ist in Abb. 20 schematisch dargestellt.

Nach dem Einschuß in den 11°-Strahlkanal kann die Strahllage, sowie das Strahlprofil mit einem Profilgitter kontrolliert werden. Eventuelle Versetzungen des eintreffenden Strahls können dort mit einem magnetischen Ablenkpaar korrigiert werden. An das Ablenkpaar schließt sich ein Strahltransformator an, der den Ionenstrom induktiv mißt (online) und somit keinerlei Einfluß auf den Strahl nimmt [Tin96].

Die Reduzierung des Strahlstroms für die Flugzeitmessung erfolgt mit einem Schlitzblendensystem (Größe des Strahlflecks:  $\approx 0,4 \text{ mm}^2$ ) und durch die räumliche Defokussierung des Strahls mit den dahinter liegenden magnetischen Quadrupol-Doublets.

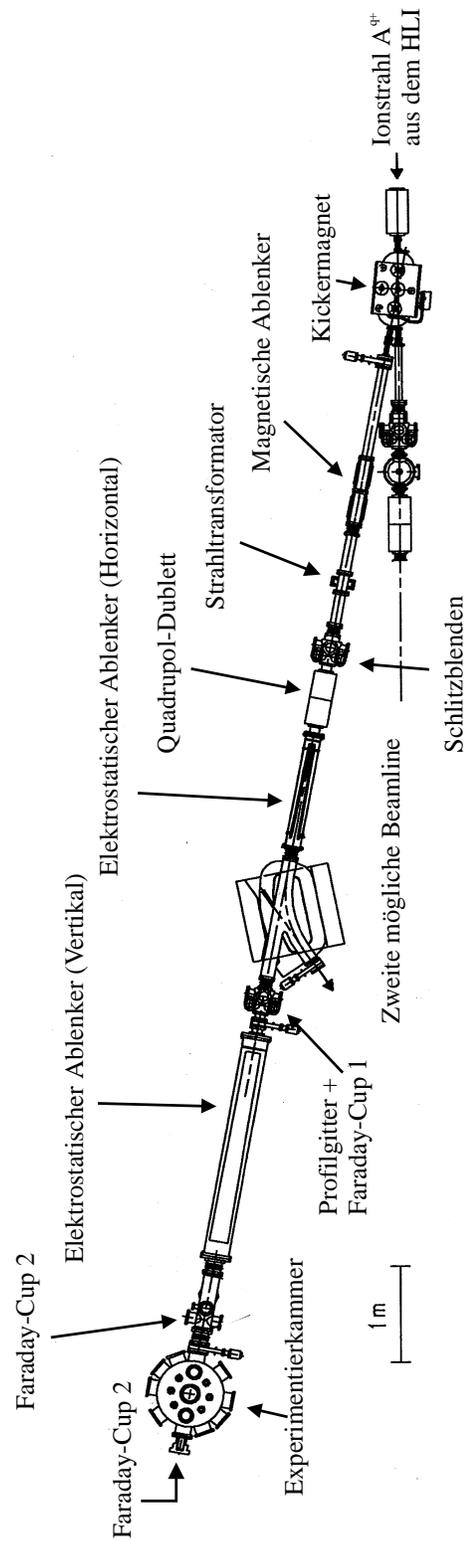


Abbildung 20: Schematische Darstellung des 11°-Strahlkanals am HLI [Tin96].

Vor dem Eintritt des defokussierten Strahls in die Streukammer wird der Strahl am Kammereingang durch eine Antistreublende ( $\varnothing = 0,6 \text{ mm} - 0,8 \text{ mm}$ ) gereinigt. Am Kammereingang bzw. -ausgang ist jeweils ein Faraday-Cup angebracht, der zur Kontrolle der Strahlstroms dient. Turbomolekularpumpen gewährleisten am  $11^\circ$ -Strahlkanal ein Hochvakuum von  $1,3 * 10^{-7} \text{ hPa}$ .

### 12.3.2 Vakuum-Meßkammeraufbau

Zur Messung am  $11^\circ$ -Strahlkanal des HLI wurde eine neue zylindersymmetrische Edelstahl-Streukammer (Höhe: 450, Durchmesser: 600mm) konstruiert [Tin96], die für Messungen im UHV-Bereich geeignet ist ( $< 10^{-9} \text{ hPa}$ ).

Zentral am Kammerdeckel ist ein Targetmanipulator (Firma MDC-CABURN, Modell: E-PBRM1-31) montiert. Dieser erlaubt durch seine präzise elektronische Steuerung die axiale und radiale Verschiebung eines Targethalters (Genauigkeit:  $\pm 0,1 \text{ mm}$ ). Dadurch ist eine Messung mit bis zu 10 verschiedenen Festkörpertargets ohne dem Öffnen der Kammer möglich.

Der Startdetektor des Flugzeitspektrometers ist ebenfalls am Kammerdeckel am Strahleintritt angebracht. Der Startdetektor ist vor dem Targetmanipulator plaziert, da in der Kammer auch Experimente mit sehr dicken ( $\approx 0,5 \text{ mm}$ ) Festkörpertargets stattfinden, die der Ionenstrahl nicht durchdringen kann.

Innerhalb der Streukammer befindet sich ein Drehkranz, auf dem eine für das zylindersymmetrische Flugzeitspektrometer konstruierte Halterung steht. Die Drehkranzanordnung ist unter HV-Bedingungen von außen drehbar. Dies erlaubt eine Optimierung der Detektorposition zur Messung der SI. Die Messungen an der GSI wurden ausschließlich mit einem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer vorgenommen.

Zur Vakuumerzeugung befindet sich direkt unter der Streukammer eine Turbomolekularpumpe (Saugvermögen 500 l/s). Aufgrund der enormen Größe der Streukammer sind etwa 2 Tage nötig bis ein Hochvakuum von  $3 * 10^{-7} \text{ hPa}$  erreicht wird.

## 13 Targets

Für die systematische Untersuchung der SI-Emission von Festkörpertargets werden freitragende leitende (Kohlenstoff und Kupfer) und nichtleitende (Lithium-Fluorid) Folien mit einer Dicke von  $500 \text{ \AA}$  bis  $700 \text{ \AA}$  verwendet. Darüber hinaus werden auch bis zu  $0,5 \text{ mm}$  dicke Siliziumtargets (Trägersubstrat) eingesetzt, auf deren Oberfläche sich eine dünne hydrogenierte bzw. deuterierte Kohlenstoffschicht befindet. In diesem Abschnitt werden die Herstellungsprozesse der Festkörpertargets und die Kontrolle der Targetoberflächenverunreinigung beschrieben.

### 13.1 Herstellung freitragender C- und Cu-Targets

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten freitragenden Festkörpertargets sind im Targetlabor des Instituts für Kernphysik hergestellt worden.

In einer evakuierten Kammer ( $\leq 5 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$ ) wird das Targetmaterial (Kohlenstoff oder Kupfer) durch Erhitzen verdampft. Der Dampf des Targetmaterials schlägt sich isotrop auf einen Glasträger nieder, der mit einer wasserlöslichen Betain-Saccharose-Lösung bestrichen ist (Betain  $\equiv C_5H_{11}NO_2$ , Saccharose  $\equiv C_{12}H_{22}O_{11}$ ). Die Targetdickenkontrolle erfolgt durch einen Schwingquarz, der sich ebenfalls im Rezipienten befindet und mitbedampft wird. Mit zunehmender aufgedampfter Schicht gestattet die Änderung der Eigenfrequenz des Quarzes bei bekannter Dichte des Targetmaterials (Kohlenstoff:  $\rho \approx 2 \text{ g/cm}^3$ , Kupfer:  $\rho = 8,9 \text{ g/cm}^3$ ) eine Bestimmung der Targetdicke.

In destilliertem Wasser wird nach dem Aufdampfprozeß die Betain-Saccharose-Schicht aufgelöst, so daß sich die Targetfolie vom Glasträger abtrennen und auf einen Targetrahmen aufziehen läßt [Mug87].

Aufgrund dieses Herstellungsverfahrens bestehen die freitragenden C- und Cu-Target aus einer amorphen Graphit- bzw. Kupferschicht, die mit Verunreinigungen bedeckt ist (siehe Kapitel 13.3).

Bei den Kupfertargets ist ebenso zu beachten, daß sie möglichst schnell, d.h. etwa eine Woche nach dem Herstellungsprozeß zum Einsatz kommen, da Oxidationsprozesse das Kupfertarget zerstören.

#### 13.1.1 Herstellung freitragender LiF-Targets

Bei der Herstellung der Lithium-Fluorid-Targets (Dichte:  $\rho = 2,64 \text{ g/cm}^3$ ) ist im Gegensatz zu Kohlenstoff und Kupfer ein Trägersubstrat notwendig, da das Trennen der LiF-Schicht vom Glasträger im destillierten Wasser ein Auflösen der LiF-Schicht mit sich führe.

Als Trägersubstrat (Dicke  $\approx 500 \text{ \AA}$ ) wurden die oben beschriebenen freitragenden C- bzw. Cu-Targets verwendet. Der Herstellungsprozeß ist mit einer Ausnahme der gleiche wie bei der Herstellung der freitragenden Targets (siehe Kapitel 13.1). Das Trägersubstrat ist bereits vor dem Aufdampfen der LiF-Schicht auf dem Trägerrahmen aufgezogen, so daß er nicht mehr vom Glasträger abgelöst zu werden braucht. Nach dem Aufdampfen bildet sich eine isotrope polykristalline LiF-Schicht ( $\approx 500 \text{ \AA}$ ) auf dem Trägersubstrat aus.

### 13.2 Herstellung deuterierter und hydrogenierter Kohlenstofftargets

Die in dieser Arbeit verwendeten hydrogenierten (C:H) und deuterierten (C:D) Kohlenstofftargets sind von der Group de Physique des Solides der Universität Paris VI et VII hergestellt worden [Paw97].

In einer zylindersymmetrischen Kammer wird ein Plasma durch Stöße zwischen primären Elektronen und Gasmolekülen ( $CH_4$  bzw.  $CD_4$ ) erzeugt. Das Plasma besteht somit aus einem Ensemble von Teilchen ( $CH_4$ - bzw.  $CD_4$ -Ionen, Elektronen und Neutrale), das in seiner Gesamtheit neutral ist. Die primären Elektronen emittiert ein Wolframdraht, der auf einem negativen Potential ( $V_{pol} = -60V$ ) liegt und gegenüber der Kammer elektrisch isoliert ist. Das Plasma wird innerhalb der Kammer von Permanentmagneten (mit wechselnder Polarität), die um die Kammerwand herum angebracht sind, eingeschlossen. In der Kammer befindet sich, ebenfalls von der Kammer elektrisch isoliert, ein Targethalter auf dem ein Substrat ( $\approx 0,5mm$  dickes Siliziumscheibchen) befestigt ist. Beim Anlegen eines negativen Potentials ( $-60V \geq V_s \geq -600V$ ) an den Targethalter erreichen die positiv geladenen Teilchen des Plasmas ( $CH_4^+$  bzw.  $CD_4^+$ ) die Substratoberfläche. Hierdurch findet ein kontrolliertes Wachstum einer gleichmäßigen amorphen a-C:H- bzw. a-C:D-Kohlenstoffschicht auf dem Siliziumsubstrat statt.

Die Dichte der a-C:H- bzw. a-C:D-Kohlenstoffschicht ( $1g/cm^3 < \rho < 2g/cm^3$ ) und das Verhältnis zwischen Kohlenstoff und Wasserstoff bzw. Deuterium hängt vom Potential  $V_s$  am Targethalter ab. Bei einem hohen negativen Potential ( $V_s \approx -600V$ ) z.B. prallen die Molekülionen mit höherer Energie auf die Targetoberfläche, so daß das Molekül leichter aufgespalten wird. Dadurch bildet sich eine Kohlenstoffschicht mit hoher C-Dichte aus, deren H- bzw. D-Anteil gering ist [Paw97, Perr84].

### 13.3 Verunreinigungen von Festkörpertargets

An der Oberfläche dünner Festkörpertargets kann eine Reihe von Fremdatomen (Adsorbate) aus dem Restgas (Kapitel 13.4), aus dem Herstellungsprozeß des Targets (Kapitel 13.6.1) und durch chemische Prozesse (z.B. Oxidation) in erheblichen Mengen gebunden sein. Darüber hinaus können die Adsorbate auch in das Festkörperinnere (Bulk) hinein diffundieren (Okklusion) und Zwischengitterplätze oder Fehlstellen des Festkörpers besetzen (siehe Abb. 21) [Wut86]. Die Adsorbate können dabei entweder durch van der Waals-Kräfte, Dipolkräfte (Physisorption) oder durch kovalente Bindungen (Chemisorption) an der Festkörperoberfläche gebunden sein. Die Bindungsenergien liegen bei der Physisorption bei etwa 0,01 eV bis 0,3 eV pro Teilchen, während die Chemisorption etwa zehn mal höhere Bindungsenergien ( $\approx 5eV$  pro Teilchen) aufweist [Dud88].

Es können sich auch mehrere Adsorbatschichten übereinander aufbauen. Die Kräfte, die zwischen den Adsorbateilchen wirken, entsprechen der spezifischen Verdampfungswärme des festen bzw. flüssigen Adsorbats [Wut86].

Ein Beschuß des Festkörpers mit Ionen befreit dessen Oberfläche durch Zerstäubungsprozesse von ihren verschiedenen Verunreinigungen [Bur86, Rot90a]. Bei den Untersuchungen zu dieser Arbeit war die Wiederbedeckungszeit (HV-Vakuum) durch Adsorbate so klein (siehe [Wün99]), daß trotz Beschuß mehr Fremdatome auf der Festkörperoberfläche adsorbiert als desorbiert wurden. Die Adsorbatschicht an der Targetoberfläche bleibt somit quasi-stabil [Wün99]. Durch die Ad-

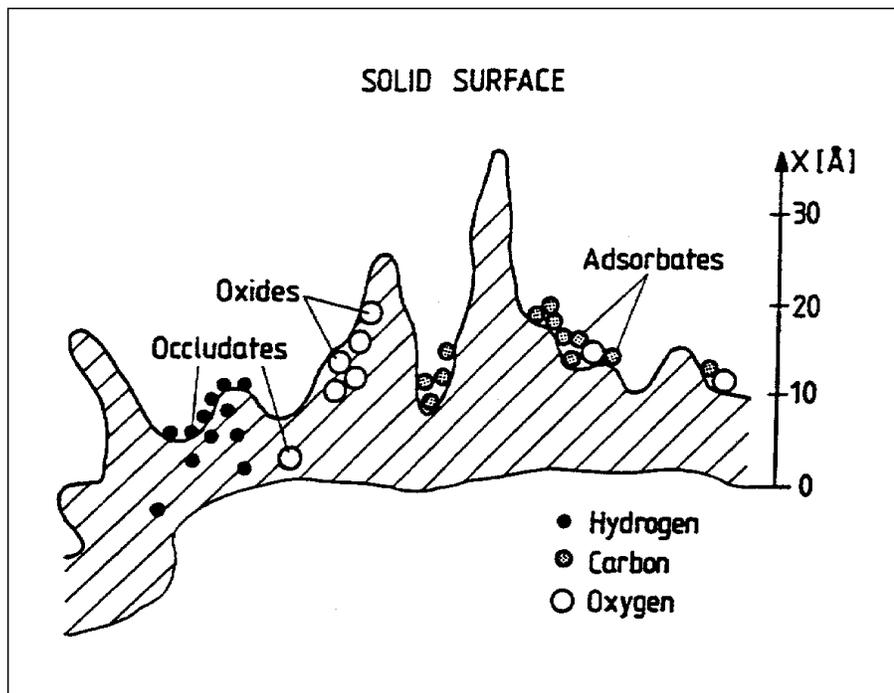


Abbildung 21: Schematische Darstellung der Verunreinigung und der mikroskopischen Rauigkeit einer Targetoberfläche, die mit Adsorbaten, Oxiden und okkludierten Gasen kontaminiert sein kann [Bur86].

sorbatschicht auf der Targetoberfläche ist das eigentliche Target verdeckt. Aufgrund der Stabilität und der relativ genauen Kenntnis über die Zusammensetzung der Adsorbatschicht (siehe Kapitel 13.4) können aufschlußreiche Untersuchungen in Bezug auf Teilchenspurmechanismen und Desorptionsprozesse an der Targetoberfläche unternommen werden.

#### 13.4 Restgasmessung mit dem Quadrupolmassenspektrometer

Zur Bestimmung der Adsorbatschicht an der Targetoberfläche wurde die Zusammensetzung des Restgases, im Hochvakuum ( $2 \cdot 10^{-6}$  hPa), mit Hilfe eines Quadrupolmassenspektrometers (Spectramass VISA) gemessen. Das Prinzip des Massenspektrometers beruht darauf, daß die Restgasatome und -moleküle zunächst durch Elektronen aus einer Glühkathode ionisiert werden. Nach einer Beschleunigung gelangen die Restgasatome in ein Quadrupol, an den abwechselnd ein Gleichspannungs- und Hochfrequenzfeld angelegt wird und so eine Massentrennung der Restgasionen erfolgt [Hak90]. Damit ist es möglich, die Partialdrücke der Restgaskomponenten zu bestimmen.

Ein typisches Restgasspektrum bei einem Totaldruck von  $p = 1,6 \cdot 10^{-6}$  Torr ist

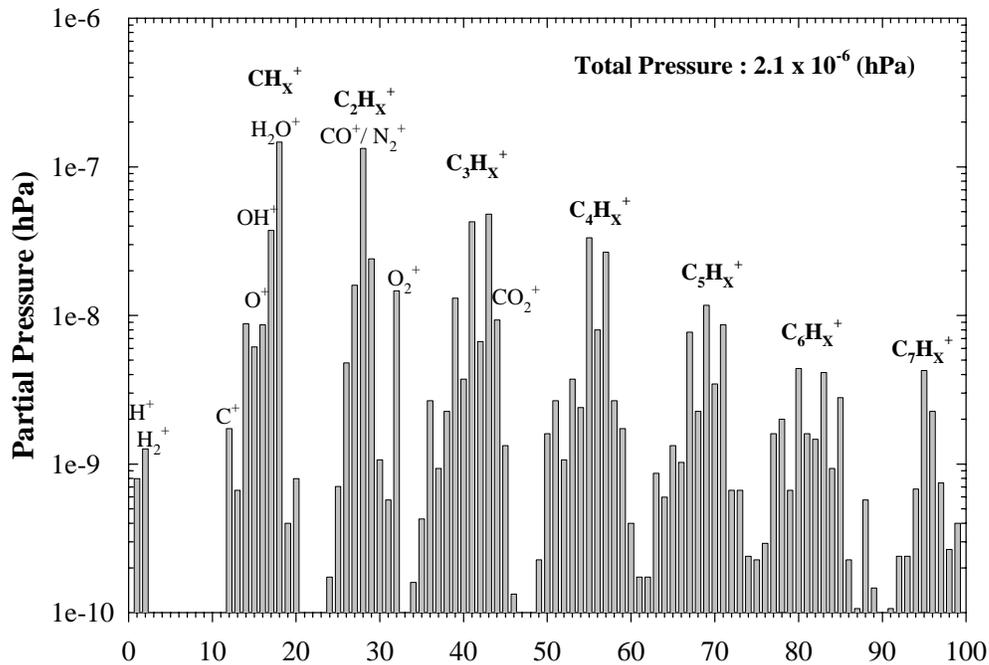


Abbildung 22: Typisches Restgasspektrum. Aufgenommen mit dem Quadrupolmassenspektrometer (Spectramass VISA).

in Abb. 22 dargestellt. Der Partialdruck ist als Funktion der Molekülmasse aufgetragen. Die Hauptbestandteile des Restgases sind vor allem Wasserdampf, aus dem die Zerfallsprodukte des Wassermoleküls  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$ ,  $O_2^+$  stammen, sowie Kohlenwasserstoffe ( $C_2H_x^+$ ,  $C_3H_x^+$ ,  $C_4H_x^+$ ,  $C_5H_x^+$ ). Der Anteil des Wasserdampfes läßt sich durch Ausheizen der HV-Kammer reduzieren. Der Wasserstoff jedoch ist sogar bei den besten erzeugbaren Ultrahoch-Vakua ( $p < 10^{-10}$  Pa) vorhanden, da er aus dem Volumen der Metalle herausdiffundiert [Rot90a, Lor89a]. Die Kohlenwasserstoffe entstammen dem Öl der Diffusionspumpen. Dieses Öl ist ein Polyphenyläther (Santovac 5) dessen Dampfdruck bei  $20^\circ$  ( $10^{-10}$  hPa) liegt.

Beim Ionisationsvorgang gast aus der heißen Glühkathode  $CO_2$  aus, so daß im Restgasspektrum auch die Bestandteile ( $C$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ) des  $CO_2$ -Gases mitenthalten sind [Rot90a].

### 13.5 Targetoberflächenkontrolle mit dem Flugzeitspektrometer

Mit Hilfe der Flugzeitmeßmethode (siehe Kapitel 14.1) lassen sich über die von der Targetoberfläche emittierten SI Aussagen hinsichtlich der Adsorbatschicht auf dem Target machen. Abb. 23 zeigt jeweils ein typisches Flugzeitspektrum von positiv und negativ geladenen SI, die von einem LiF-Target ( $\approx 500\text{\AA}$ ) unter HV-Bedingungen ( $5 \times 10^{-6}$  hPa) beim Beschuß mit  $N^{3+}$ -Projektilen einer Energie von 18

MeV aufgenommen wurden. Die Spektren zeigen, und dies ist unabhängig vom Targetmaterial, daß es sich bei den Adsorbateilchen hauptsächlich um Wasserstoffionen ( $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H^-$ ) und Kohlenwasserstoffionen ( $C_xH_y^+$ ,  $C_xH_y^-$ ) handelt. Diese Adsorbate entstammen dem Restgas (siehe Kapitel 13.4) und dem Treibmittel (Santovac) der Vakuumpumpen.

Die Kohlenwasserstoffe sind der Ausgangspunkt für die Entstehung positiver Wasserstoff- ( $H_n^+$ ) und negativer Kohlenstoffcluster ( $C_n^-$ ). Da die Kohlenwasserstoffe sehr strahlungsempfindlich sind führt dies im allgemeinen bei einer Bestrahlung zur Emission von ( $H_n^+$ ) und Kohlenwasserstoffen, dadurch wächst der Kohlenstoffgehalt an der Targetoberfläche an. Man spricht hier von einer Graphitisierung des Targetmaterials. So führt der C-Anstieg an der Targetoberfläche bei einer Bestrahlung zur zusätzlichen ( $C_n^-$ )-Emission [Oku78, Wie98].

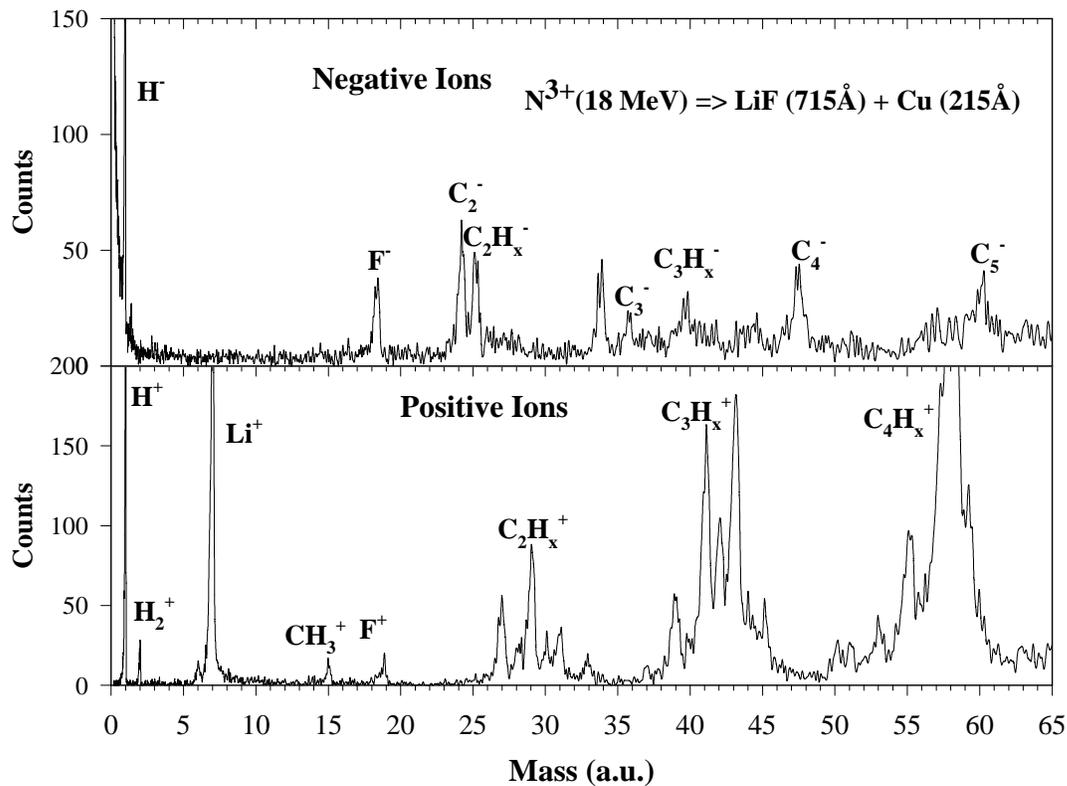


Abbildung 23: Typisches Flugzeitspektrum positiv und negativ geladener SI, die ein LiF-Target, beim Beschuß mit  $N^{3+}$ -Projektilionen emittiert.

Darüber hinaus zeigt das positive Massenspektrum auch Natrium ( $Na^+$ ). Dieses SI entstammt dem Targetherstellungsprozeß (siehe Kapitel 13.6.1). Neben den oben beschriebenen Adsorbateilchen lassen das Lithium- und das Fluorion ( $Li^+$ ,  $F^-$ ) das eigentliche Target unter der Adsorbatschicht erkennen.

Neben den SI eignen sich auch Sekundärelektronen zur Kontrolle der Verunrei-

nigung an Festkörperoberflächen [Wün98]. Sekundärelektronen können Information über die Desorptions- und Adsorptionswirkungsquerschnitten einer Adsorbatschicht liefern [Arr94, Car00].

### 13.6 Targetoberflächenkontrolle mit dem Elektronenmikroskop

An der GSI-Darmstadt wurde die Oberfläche freitragender C- und LiF-Festkörpertargets ( $\approx 500\text{\AA}$ ) mit einem Raster-Elektronenmikroskop (Firma Philips, Modell XL30) untersucht.

Auf die Targetoberfläche treffen dabei im HV-Vakuum ( $4 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$ ) mit einem Wehneltzylinder fokussierte 20 kV-Elektronen. Die Oberfläche wird je nach ihrer Struktur von den Elektronen verschieden stark durchstrahlt. Auf diese Weise läßt sich aus der Intensitätsverteilung der rückgestreuten Elektronen ein gerastertes Bild der Targetoberfläche gewinnen.

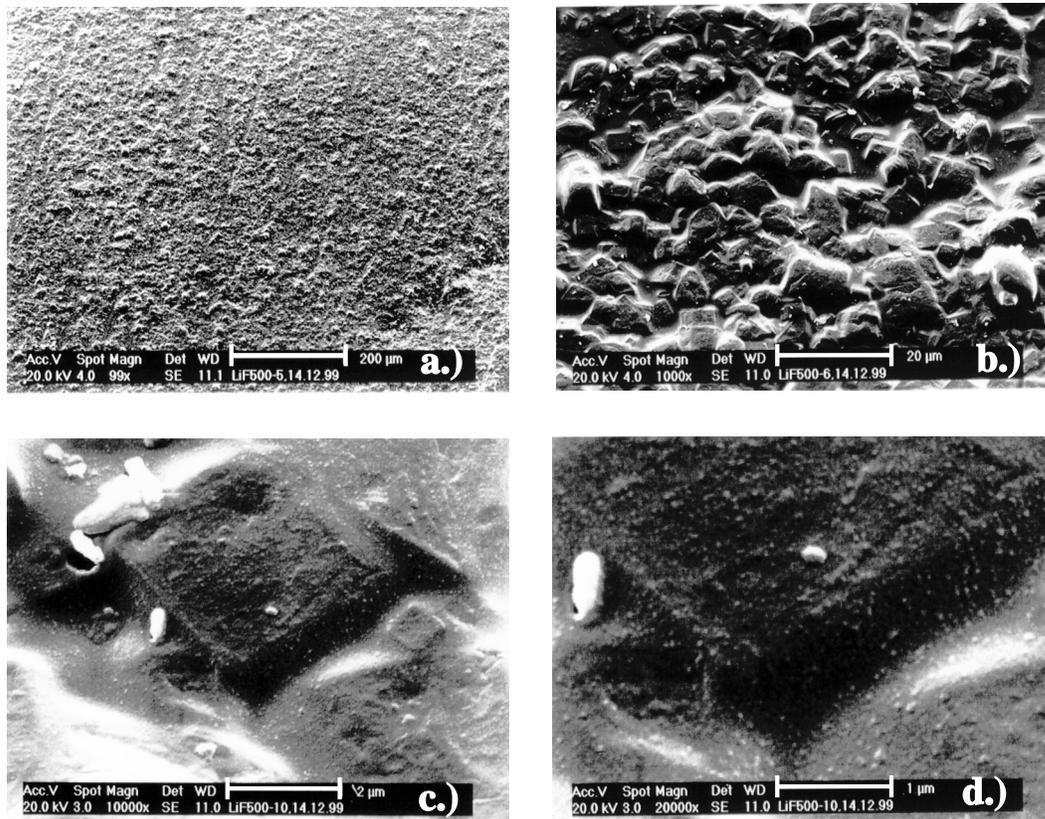


Abbildung 24: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen eines freitragenden LiF-Targets. Die Aufnahmen zeigen eine 99- (a.), 1000- (b.), 10000- (c.) und 20000-fache Vergrößerung (d.) der Targetoberfläche.

Um eine Aufladung der Targetoberfläche durch den Elektronenstrahl zu vermeiden,

wird die Targetoberfläche vor der Untersuchung mit Gold zerstäubt (Sputtern) und dadurch leitend gemacht.

In Abb. 24 sind vier Aufnahmen derselben Targetposition bei unterschiedlicher Vergrößerung (99- bis 20000-fach) dargestellt. Diese Aufnahmen sollen die mikroskopische Rauigkeit der freitragenden LiF-Targets verdeutlichen.

Bei 99-facher Vergrößerung (Abb. 24a) beobachtet man Furchen auf der Targetoberfläche, die vom Abdruck des Glasträgers beim Herstellungsprozeß des Targets stammen. Bei 1000- und 10000-facher Vergrößerung (Abb. 24b und Abb. 24c) ist die Verteilung der Lithium-Fluorid Kristalle an der Oberfläche zu erkennen. Die Größe dieser -Kristalle liegt zwischen  $0,8\mu m$  und  $4\mu m$ . Die Aufnahmen verdeutlichen auch, daß sich beim Aufdampfprozeß das Targetmaterial wie eine Haut auf die Betain-Saccharose-Schicht legt. Beim Trennen des Targetmaterials vom Glasträger wird jedoch die Betain-Saccharose-Schicht nicht vollständig im destillierten Wasser aufgelöst und trägt so auch zur mikroskopischen Rauigkeit des freitragenden Targets bei. Detaillierte Untersuchungen an einem C-Target, die den Unterschied der mikroskopischen Rauigkeit an der Betain-Saccharose- und der C-Seite zeigen, sind bei [Wün99] zu finden. In der letzten der vier Aufnahmen (Abb. 24d, 20000-fache Vergrößerung) sind winzige Partikel ( $\approx 0,05\mu m$ ) an der Oberfläche zu erkennen. Bei diesen Partikeln handelt es sich um Goldcluster aus dem oben beschriebenen Sputterprozeß.

### 13.6.1 Targetkontrolle durch charakteristische Röntgenstrahlung

Neben der quantitativen Analyse der Targetoberfläche läßt sich auch eine qualitative Analyse der chemischen Zusammensetzung (für Elemente mit  $Z \geq 6$ ) der Targetoberfläche durchführen. Der Elektronenstrahl (20 keV) des Elektronenmikroskops bewirkt neben einer Abbildung der Targetoberflächen auch Innerschalenionisation des Targetmaterials. Auf diese Weise wird die der Ionisation folgende Abregung (Emission von Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen) genutzt, um Aussagen über die Art der ionisierten Atome treffen zu können.

Die Untersuchung der Targetoberfläche anhand ihrer charakteristischen Röntgenstrahlung ergab, daß im Targetmaterial (C) auch O, Na, Si und Au mitenthalten sind (siehe Abb. 25). Der Ursprung von O, Na und Si liegt im Targetherstellungsprozeß der freitragenden Targets begründet. Hier wird das Targetmaterial verdampft und schlägt sich auf einem Glasträger nieder (siehe Kapitel 13.1). Die wichtigsten Bestandteile des Glasträgers sind  $SiO_2$  (Quarzsand),  $Na_2CO_3$  (Natriumcarbonat) und  $CaCO_3$  (Calciumcarbonat) [Dud88]. Diese Bestandteile diffundieren vermutlich beim Aufdampfprozeß in das Targetmaterial.

Das Gold jedoch stammt aus dem Sputterprozeß vor der Untersuchung mit dem Raster-Elektronenmikroskop.

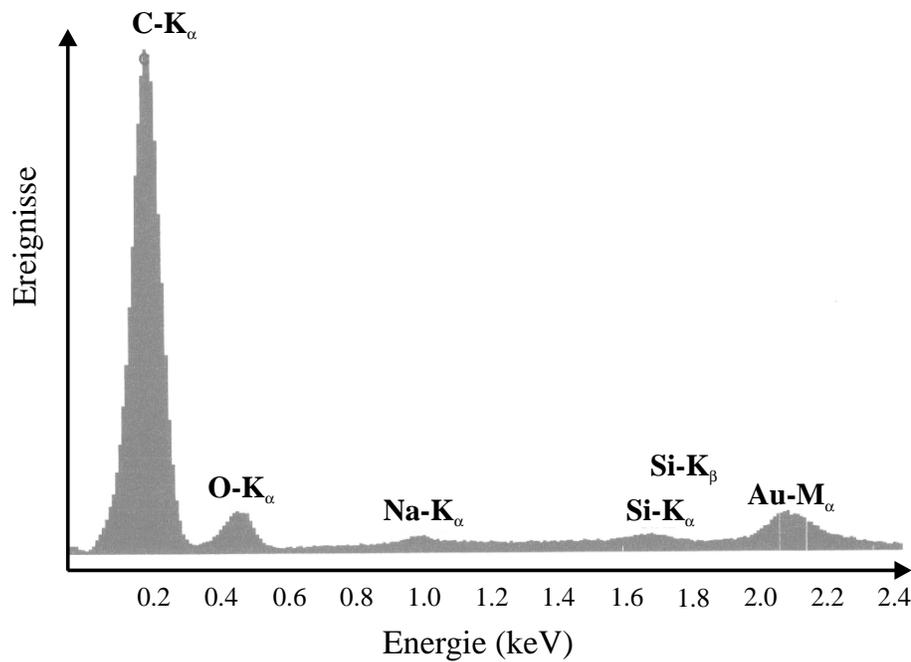


Abbildung 25: Röntgenemissionsspektrum eines freitragenden C-Targets. Neben der  $C-K_{\alpha}$ -Röntgenlinie des Targetmaterials, sind auch die  $O-K_{\alpha}$ -,  $Na-K_{\alpha}$ -,  $Si-K_{\alpha}$ -Linien aus dem Targetherstellungsprozeß, sowie die  $Au-M_{\alpha}$ -Linie aus dem Sputterprozeß zu sehen.

## 14 Sekundärionenspektrometrie

### 14.1 Grundlagen der Flugzeitmessung

Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS) wurde 1970 von A. Benninghoven [Ben70] eingeführt. Mit Hilfe dieser Flugzeit-Methode (Time of Flight Technique) werden Primärionen zur Desorption von SI aus Festkörperoberflächen genutzt. Die desorbierten SI konstanter Energie können dann über ihre Flugzeiten bzw. nach ihren Massen mit einem Spektrometer analysiert werden.

Ein Flugzeitmassenspektrometer setzt sich aus zwei Regionen zusammen (siehe Abb. 26). In der ersten Region werden die SI von der Targetoberfläche in die Beschleunigungsstrecke  $b$  emittiert und durch ein homogenes elektrisches Feld  $F_{el.} = U/b$  beschleunigt. Dieser Region schließt sich eine feldfreie Region, die sogenannte Driftstrecke  $D$ , an. In der Beschleunigungsstrecke werden alle SI, auf die gleiche kinetische Energie  $E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = qU = qF_{el.}b$  beschleunigt. Beim Eintritt in die Driftstrecke haben sie jedoch aufgrund unterschiedlicher Massen unterschiedliche Geschwindigkeiten [Cot89]:

$$v = \sqrt{\frac{2qF_{el,b}}{m}} \quad (80)$$

Ist die Zeit  $t_b$ , die das SI zum Durchqueren der Beschleunigungsstrecke  $b$  benötigt, vernachlässigbar gegenüber der Zeit  $t_D$ , die das SI zum Durchqueren der Driftstrecke  $D$  benötigt, so kann  $t_D$  zur Messung der SI-Masse genutzt werden:

$$t_D = \sqrt{\frac{m}{2qF_{el,b}}} D \quad (81)$$

Das Flugzeitmassenspektrometer würde eine beinahe perfekte Auflösung besitzen, wenn alle SI zur gleichen Zeit (Anfangszeitverteilung) am gleichen Ort (Raumverteilung) oder mit der gleichen kinetischen Energie (Anfangsenergieverteilung) emittieren würden. Diese Parameter tragen zur Peakbreite (größere Flugzeitverteilung eines SI) im Flugzeitspektrum bei.

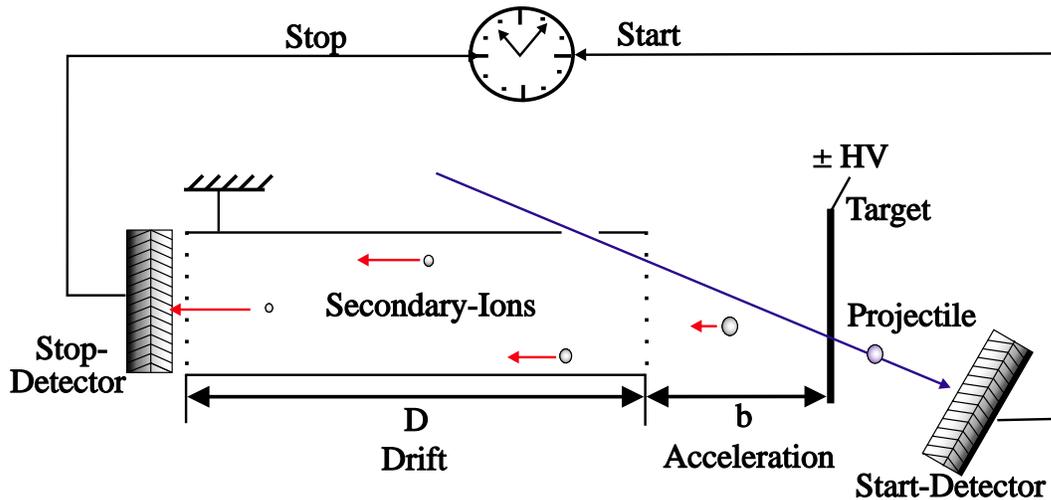


Abbildung 26: Prinzip der Flugzeitmeßmethode (Time of Flight Technique), mit der Beschleunigungsstrecke  $b$  und der Driftstrecke  $D$ .

Unter der Annahme, daß das SI bei der Emission aus der Festkörperoberfläche eine gewisse Anfangsenergie  $E_0$  besitzt, gilt für die Geschwindigkeit  $v$  des SI beim Eintritt in die Driftstrecke:

$$v = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m}} = \sqrt{\frac{2}{m}} \sqrt{(E_0 + qF_{el,b})} \quad (82)$$

mit  $E_{kin} = E_0 + qF_{el,b}$ .

Da die Geschwindigkeit  $v$  des SI in der Beschleunigungsstrecke  $b$  nicht konstant ist, sondern vom Ort des SI abhängt, gilt  $v = db/dt$ .

Aus der Integration über  $dt$  bzw.  $db$ :

$$\int_{t_0}^{t_b} dt = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^b \frac{db}{\sqrt{E_0 + qF_{el} \cdot b}} \quad (83)$$

erhält man die Zeit  $t_b$ , die es zu deren Durchquerung benötigt:

$$t_b = \frac{\sqrt{2m}}{qF_{el}} [(\sqrt{E_0 + qF_{el} \cdot b}) \pm \sqrt{E_0}] + t_0 \quad (84)$$

Da die Geschwindigkeit des SI in der Driftstrecke konstant ist (Glg. (81)), gilt für die Zeit  $t_D$ , die es zum Durchqueren dieser benötigt:

$$t_D = \frac{\sqrt{2m}D}{2\sqrt{E_0 + qF_{el} \cdot b}} \quad (85)$$

Somit ergibt sich als Gesamtflugzeit  $t_{gesamt} = t_b + t_D$ , die das SI von der Festkörperoberfläche zum Detektor benötigt:

$$t_{gesamt} = \frac{\sqrt{2m}}{qF_{el}} [\sqrt{(E_0 + qF_{el} \cdot b)} \pm \sqrt{E_0}] + \frac{\sqrt{2m}D}{2\sqrt{(E_0 + qF_{el} \cdot b)}} + t_0 \quad (86)$$

oder

$$t_{gesamt} = b \frac{\sqrt{2m}}{qU} [\sqrt{(E_0 + qU)} \pm \sqrt{E_0}] + \frac{\sqrt{2m}D}{2\sqrt{(E_0 + qU)}} + t_0 \quad (87)$$

Beim Einsatz eines Festkörpers mit einer annähernd glatten Oberfläche ( $t_0$  entfällt), einer Beschleunigungsspannung  $U$ , bei der die Anfangsenergie  $E_0$  der SI vernachlässigbar ist und einer Beschleunigungsstrecke  $b$ , die gegenüber der Driftstrecke  $D$  vernachlässigbar ist, gilt für die Gesamtflugzeit des SI:

$$t_{gesamt} = \frac{\sqrt{2m}D}{2\sqrt{qU}} \quad (88)$$

## 14.2 Lineares Flugzeitspektrometer

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit wurde ein lineares Flugzeitspektrometer nach Abb. 28 am PUC und am IKF bei mittleren Projektilenergien ( $2\text{MeV} \leq E_p \leq 18\text{MeV}$ ) zur Messung der SI-Emission aus Festkörperoberflächen, in Abhängigkeit von der Targettemperatur und vom Projektilladungszustands eingesetzt. Die Messungen erstreckten sich auf die von der Projektil Eintrittsoberfläche emittierten Ionen.

Für Messungen am IKF wurde ein lineares Flugzeitspektrometer nach dem Vorbild des am PUC verwendeten Spektrometers konstruiert. Dieses enthält einen Targethalter (siehe Abb. 27), auf dem freitragende Folientargets direkt montiert werden können. Am Targethalter, der sich im Zentrum der Streukammer befindetet, kann zusätzlich ein Beschleunigungsgitter, das gegenüber dem Targethalter elektrisch isoliert ist, angebracht werden. Diese Anordnung gewährleistet ein homogenes Beschleunigungsfeld zwischen dem Festkörpertarget und dem Beschleunigungsgitter. Bei dem neuen Flugzeitspektrometer beträgt die Beschleunigungsstrecke etwa  $b = 10\text{mm}$ .

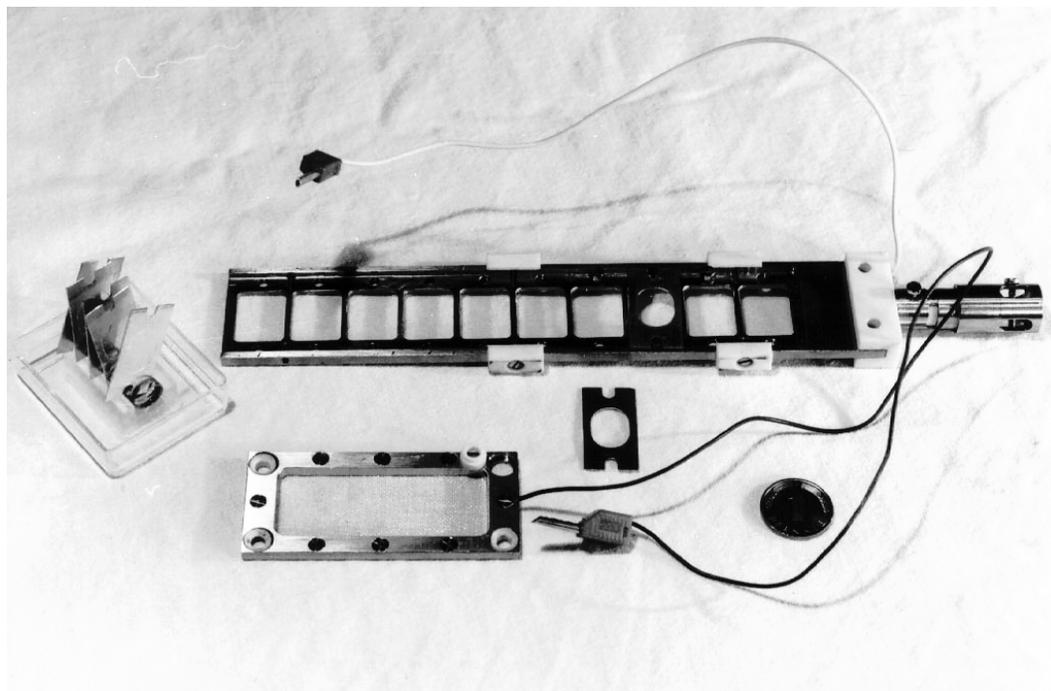


Abbildung 27: Targethalter und Beschleunigungsgitter für die Messung der SI-Emission mit dem linearen Flugzeitspektrometer. Der Targethalter wird ohne Gitter auch für Messungen mit dem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer verwendet. Ebenfalls zu sehen ist ein Targetträger für die freitragenden Folientargets [Wün95].

An das Beschleunigungsfeld schließt sich die feldfreie Driftstrecke an. Die Driftstrecke besteht aus einem Aluminiumzylinder (Länge:  $D = 200\text{mm}$ , Durchmesser:

50 mm), der zur Abschirmung von Sekundärelektronen dient, die den Untergrund im Spektrum erhöhen. Zur Vermeidung von Feldverzerrungen ist am Eingang des Driftrohres zusätzlich ein Gitter (94 % Transmission) angebracht. Da jedoch der Drahtdurchmesser ( $55\mu\text{m} \pm 8\mu\text{m}$ ) und die Maschenweite ( $0,49\text{ mm} \pm 0,08\text{ mm}$ ) des Gitters nicht beliebig klein gewählt werden können, sind Feldinhomogenitäten und Potentialdurchgriffe beim Eintritt der SI in die Driftstrecke zu erwarten [Mos91]. Daraus resultiert eine Ablenkung  $\beta$  der SI, wenn deren Trajektorien mit radialem Abstand  $R$  von der Maschenmitte ( $R \approx 220\mu\text{m}$ ) des Gitters entlanglaufen:

$$\tan \beta = \frac{1}{4}R \frac{E_x}{U} = \frac{1}{4}R \frac{1}{b} \quad (89)$$

wobei  $E_x = U/b$  die anliegende Feldstärke in axialer Richtung ist. Für das lineare Flugzeitspektrometer folgt daraus ein Ablenkwinkel von  $\beta = 0,31^\circ$ . Dies entspricht einer radialen Abweichung von  $1,1\text{ mm}$  aus dem Zentrum des Microchannel Plate Detektors ( $\varnothing = 35\text{ mm}$ ).

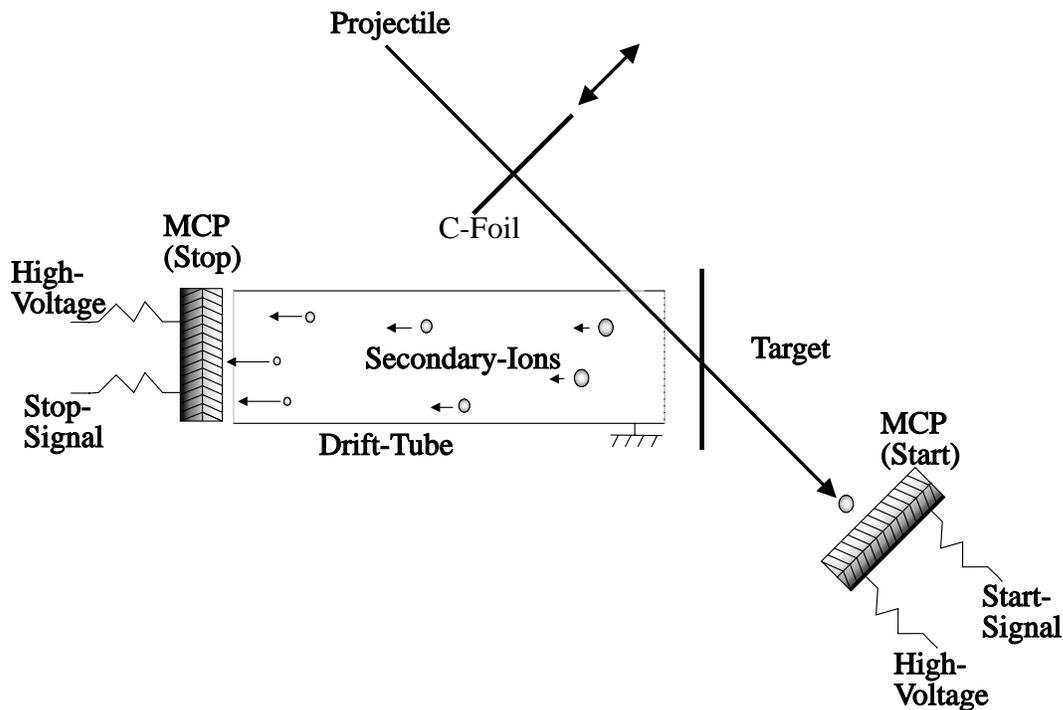


Abbildung 28: Schematische Darstellung des linearen Flugzeitspektrometers.

Am targetseitigem Ende des Driftrohres befindet sich eine Öffnung, durch die der Projektilstrahl zum Target gelangt. Am anderen Ende des Driftrohres ist ein Microchannel Plate Detektor (siehe Kapitel 15.2) zum SI-Nachweis (Stopdetektor) montiert. Der Targethalter steht parallel zum Driftrohreingang (Plattenkondensatoranordnung), was

zu einer Homogenität des Beschleunigungsfeldes führt. Der Projektileinschußwinkel beträgt  $45^\circ$  zur Normalen der Targetoberfläche. Das Projektil passiert die Driftröhre sowie das Target und gelangt in einen Microchannel Plate- bzw. einen Channeltron Detektor (Startdetektor), wo es nachgewiesen wird. Der Startdetektor ist etwa 200 mm hinter dem Target am Kammerausgang montiert.

Neben der Untersuchung der SI-Emission in Abhängigkeit von einem definierten Projektilanfangsladungszustand kann am Kammereingang zusätzlich eine Kohlenstoffolie ( $\approx 500\text{\AA}$ ) in den Projektilstrahl eingeführt werden. Damit ist auch eine Untersuchung der SI-Emission in Abhängigkeit vom mittleren Gleichgewichtsladungszustands des Projektils möglich.

Das lineare Flugzeitspektrometer läßt sich auch in einem sehr einfachen Modus betreiben. Dazu wird nur der Stopdetektor benutzt. In diesem Modus lösen die Sekundärelektronen (etwa  $10^{-17}\text{s}$  nach Projektildurchgang), die vom Projektil aus dem Target emittiert werden, das Startsignal aus, während die nachfolgenden SI (etwa  $10^{-12}\text{s}$  nach Projektildurchgang) am gleichen Detektor das Stoppsignal auslösen. Dieser Modus läßt sich jedoch nur für die Messung negativer SI einsetzen.

### 14.3 Zylindersymmetrisches Flugzeitspektrometer

Das von R. Maier [Mai94] konstruierte zylindersymmetrische Flugzeitspektrometer (siehe Abb. 29) besteht aus drei höhengleichen (Höhe: 139mm), jedoch im Durchmesser verschiedenen Hohlzylindern aus Edelstahl (Innenzylinder:  $\varnothing = 38\text{mm}$ , Mittelzylinder:  $\varnothing = 70\text{mm}$ , Außenzylinder:  $\varnothing = 96\text{mm}$ ). Diese Zylinder sind ineinander konzentrisch angeordnet und durch eine Macorplatte jeweils an der Ober- und Unterseite voneinander elektrisch isoliert.

Ein Projektilstrahl kann das zylindersymmetrische Spektrometer durch einen 3 mm breiten Schlitz, der sich an der Vorder- und Rückseite der Zylinder befindet, in einem  $100^\circ$ -Sektor passieren.

Auf der Ebene der Schlitze befinden sich diametral zueinander Bohrungen im Innen- und Außenzylinder ( $\varnothing_I = 5\text{mm}$ ,  $\varnothing_A = 10\text{mm}$ ), die einen Austritt der SI aus der Beschleunigungsstrecke in die Driftstrecke ermöglichen. In den inneren Zylinder kann ein frei drehbarer von den Zylindern isolierter Targethalter (Abb. 27) eingeführt werden. Auf diesem Targethalter sind dünne freitragende und dicke Festkörpertargets direkt montierbar.

Einen Vorteil, den das zylindersymmetrische Spektrometer gegenüber dem linearen Spektrometer bietet ist, daß es ein unabhängiges Drehen des Targethalters und der Zylinderanordnung um die z-Achse erlaubt. Dies ermöglicht die Untersuchungen nahezu aller Projektileinschußwinkel bzw. nahezu aller SI-Beobachtungswinkel. Als Projektileinfallswinkel wurde bei allen Desorptionmessungen  $45^\circ \pm 2^\circ$  gewählt.

An die Sekundärionenöffnung des Außenzylinders schließt sich eine 120 mm lange Driftstrecke an. Am Ende dieser Driftstrecke ist, durch Macorscheibchen elektrisch isoliert, ein Kästchen aus Edelstahl angebracht, in dem sich der SI-Detektor (Stopdetektor) befindet (siehe Kapitel 15.1). Ein weiterer Teilchendetektor (Startdetektor)

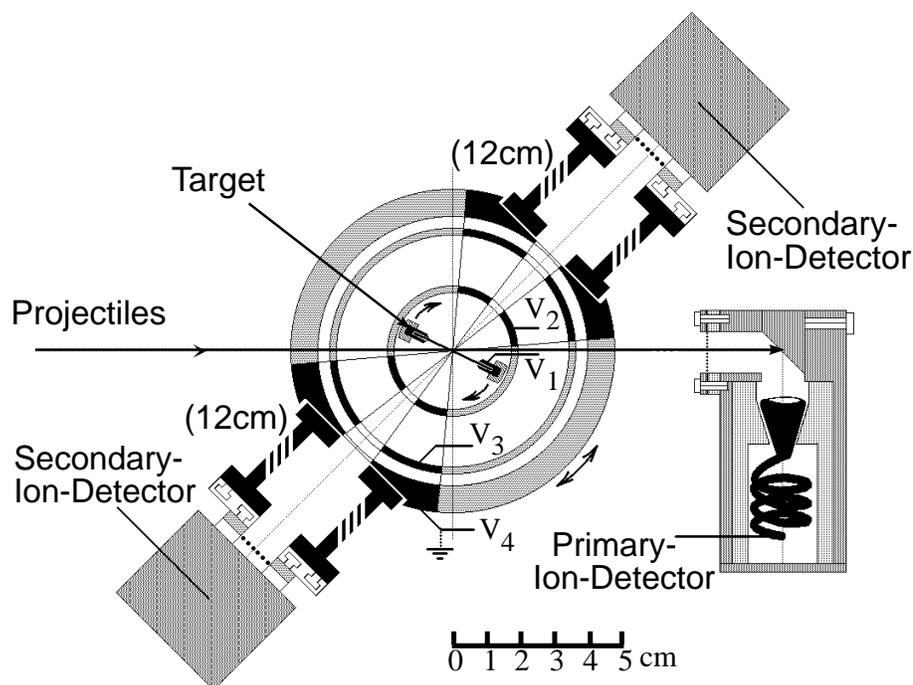


Abbildung 29: Schematischer Querschnitt des zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometers und des Primärteilchendetektors. Das Target und die drei konzentrischen Zylinder sind elektrisch voneinander isoliert. Die nicht schraffierten Bereiche in den Zylindern kennzeichnen die Bohrungen, durch die die Sekundärteilchen in die Detektoren gelangen [Mai94].

kann zur Messung des Projektilstrahlstroms unabhängig von der Zylinderanordnung wahlweise vor oder hinter dem Target montiert werden. Mit dieser Detektoranordnung kann dem Projektilion das desorbierte SI, über seine gemessene Flugzeit, zugeordnet werden. Die Verarbeitung der Start- und Stoppsignale geschieht durch eine Standard-Koinzidenzelektronik.

Mit dem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer wurde im Rahmen dieser Arbeit bei der GSI und im IKF die SI-Emission von Festkörpertargets bei hohen ( $E_p \geq 17 \text{ MeV}$ ) und niedrigen ( $E_p \leq 2 \text{ MeV}$ ) Projektilenergien gemessen.

Bei den GSI-Messungen befand sich der Startdetektor 250 mm vor dem Target. Mit dieser Anordnung ließ sich die SI-Emission auch von sehr dicken Festkörpertargets untersuchen. Desorptionmessungen im IKF hatten das Studium der SI-Emission an der Projektil-Eintritts- und Austrittsoberfläche zum Gegenstand.

#### 14.4 Massen- und Energiemessung der Sekundärionen

Die hier vorgestellten Flugzeitspektrometer können in zwei verschiedenen Moden betrieben werden. Dadurch ist die Untersuchung der Massen oder der Anfangsenergie

der emittierten SI möglich.

Im Massennachweismodus wird das Festkörpertarget auf eine hohe Beschleunigungsspannung  $U$  (einige kV) gelegt, die viel höher als die Anfangsenergie  $E_0$  der SI ist ( $eU \gg E_0$ ). Beim zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer wird die Zylinderanordnung zusätzlich geerdet. Die aus dem Target desorbierten SI erfahren durch das am Target angelegte Potential eine Beschleunigung entlang des elektrischen Feldes zwischen dem Target und dem Eintritt in die feldfreie Driftstrecke. Die elektrischen Feldlinien sind beim linearen Flugzeitspektrometer aufgrund seiner Geometrie homogen. Beim zylindersymmetrischen Spektrometer jedoch bildet sich zwischen Targethalter und Innenzylinder ein inhomogenes Feld entlang der Beschleunigungsstrecke aus, welches defokussierend auf die SI wirkt. Dieses inhomogene Feld hat zur Folge, daß beim zylindersymmetrischen Spektrometer nicht alle SI in die Driftstrecke oder den Nachweisdetektor (Stopdetektor) gelangen.

Eine zuverlässige Messung der SI-Massen und der daraus resultierenden relativen SI-Ausbeuten  $Y_{SI}$  ist nur dann möglich, wenn der Stopdetektor exakt in Richtung der Oberflächennormalen des Strahlflecks auf dem Target liegt. Der frei drehbarer Targethalter erlaubt dabei die Auswahl eines optimalen Emissionspunktes auf der unebenen Targetoberfläche; dadurch wird auch die SI-Ausbeute optimiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Flugzeitspektrometer ausschließlich im Massennachweismodus betrieben.

Bei diesem Modus geht die Information der radialen und axialen Anfangsenergie der emittierten SI aufgrund des hohen Targetpotentials verloren. Im Anfangsenergiemodus verzichtet man auf das Beschleunigungsfeld. Das Target wird hierzu geerdet oder beim zylindersymmetrischen Spektrometer Target und Innenzylinder auf das gleiche Potential gelegt. Durch den Wegfall des Beschleunigungsfeldes separieren sich die emittierten SI im feldfreien Raum nach ihrer Anfangsenergie. In diesem Betriebsmodus geht jedoch die gesamte Masseninformation verloren. Wählt man eine sehr geringe Beschleunigungsspannung (etwa 100 V), so kann ein Flugzeitspektrometer, bei geeigneter Gitterkonfiguration, auch in beiden Nachweismoden betrieben werden [Per98a]. Dies hat den Vorteil, daß die SI gleichzeitig in gewissen Grenzen nach ihren Massen und axialen Anfangsenergien untersucht werden können.

## 14.5 Massenauflösung der Flugzeitspektrometer

Betrachtet man die SI-Emission von einem Target mit glatter Oberfläche ( $t_0 = 0$ ), das an einem hohen Potential (einige kV) liegt, dann ist die Anfangsenergie  $E_0$  der SI sehr viel kleiner als die im Beschleunigungsfeld  $b$  gewonnene kinetische Energie ( $E_0 \ll U$ ). Daher kann  $E_0$  in Glg. (87) gleich Null gesetzt werden. Aus Glg. (87) erhält man nun die Aussage, daß die Masse  $m$  der SI proportional zum Quadrat der Gesamtflugzeit  $t_{gesamt}$  ist:

$$m = \frac{2qUt_{gesamt}^2}{(2b + D)^2} \text{ also } m \propto t_{gesamt}^2 \quad (90)$$

Aus Glg. (90) folgt ebenfalls, daß sich die Flugzeiten mit zunehmender Masse bei gleicher Flugstrecke immer weniger voneinander unterscheiden. Dies hat zur Folge, daß die Peaks (Massenverteilung) im Massenspektrum mit größer werdender SI-Masse immer stärker ineinander laufen. Die Massenauflösung  $m/\Delta m$  eines Flugzeitspektrometers gibt die Güte eines Massenspektrums an, bei dem man die Masse  $m$  von der Masse  $m + \Delta m$  noch unterscheiden kann. Die Peakunschärfe  $\Delta m$  wird je nach Definition als Standardabweichung  $\sigma$  oder als Halbwertsbreite FWHM =  $2\sigma$  betrachtet [Leo87]. Die theoretische Massenauflösung eines Flugzeitspektrometers hängt folgendermaßen mit der Flugzeit  $t$  eines desorbierten SI zusammen [Cot89]:

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{t}{2\Delta t} \Leftrightarrow \Delta m = \frac{2\Delta t \cdot m}{t} \quad \text{für } b, D, U = \text{konst.} \quad (91)$$

Aus dieser Beziehung folgt somit, daß sich die Massenunschärfe  $\Delta m$  eines Spektrums konstanter Zeitunschärfe  $\Delta t$  mit sinkender Flugzeit  $t$  oder mit wachsender SI-Masse  $m$  vergrößert. Bei der Wahl einer längeren Beschleunigungs- bzw. Driftstrecke verringert sich die Massenunschärfe, da die Flugzeit der SI dadurch erhöht wird (siehe Abb. 30).

Das in dieser Arbeit eingesetzte zylindersymmetrische Flugzeitspektrometer (Beschleunigungsspannung  $U = 2\text{kV}$ , Beschleunigungsstrecke  $b = 18\text{mm}$  und Driftstrecke  $D = 120\text{mm}$ ) zeigt für den Lithiumpeak ( $m = 7$ ) eine Halbwertsbreite von FWHM = 0,47. Hieraus folgt für das benutzte zylindersymmetrische Flugzeitspektrometer eine Massenauflösung von  $m/\Delta m = 15$ . Beim neuen linearen Flugzeitspektrometer (Beschleunigungsspannung  $U = 2\text{kV}$ , Beschleunigungsstrecke  $b = 10\text{mm}$  und Driftstrecke  $D = 200\text{mm}$ ) ergibt sich für den Lithiumpeak eine Halbwertsbreite von FWHM = 0,21. Somit verbessert sich die Massenauflösung für das lineare Flugzeitspektrometer auf  $m/\Delta m = 33$ .

Zu betonen sei an dieser Stelle, daß das primäre Ziel der Messungen nicht die Erhöhung der Massenauflösung der Spektrometer war, sondern die Untersuchung der Zusammenhänge zwischen desorbierten SI und den Projektil- bzw. Targeteigenschaften.

## 15 Detektoren zum Teilchennachweis

### 15.1 Channeltron-Detektor

Für den Nachweis von Projektionen bzw. SI wird beim zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer Channeltron-Detektoren (Channel Electron Multiplier, CEM) der Firma Galileo (Modell 4039 SL) verwendet. Der CEM-Detektor wird aus einem speziell

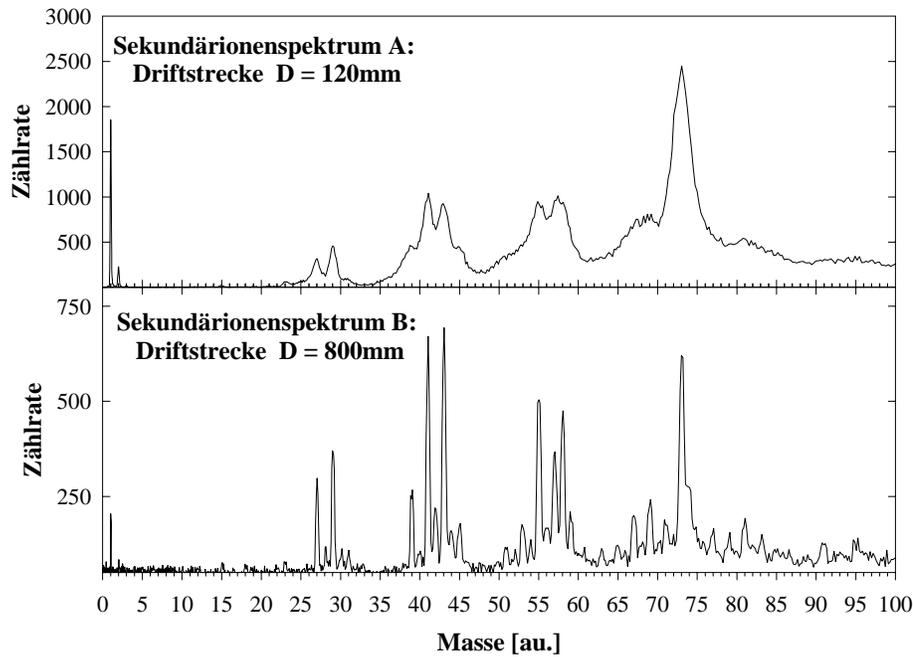


Abbildung 30: *SI-Spektren unterschiedlicher Massenauflösung. Die Verbesserung der Massenauflösung im Spektrum B resultiert aus einer verlängerten Driftstrecke D [Wün95].*

angefertigten Blei-Siliziumoxid-Glasröhrchen mit einem Innendurchmesser von 1 mm hergestellt.

Im Interesse eines vergrößerten Raumwinkels besitzt der CEM einen konusförmigen Kopf (Durchmesser: 10mm), an den sich der spiralförmig gewundene CEM-Schwanz anschließt. Die gesamte Länge des CEM-Detektors beträgt dabei 33 mm [Cha91]. Neben dem CEM-Detektor aus Blei-Siliziumoxid wurde auch ein CEM-Detektor (Ceratron) aus einer Spezialkeramik ( $ZnO - TiO_2$ ) der Firma Murata (Modell EMT 6081) verwendet.

Die CEMs dürfen nur im Hochvakuum ( $10^{-6} hPa$ ) betrieben werden, da sie beim schlechten Vakuum durch elektrische Entladungen beschädigt werden könnten.

Zum Nachweis des Projektilstrahls bzw. der SI befindet sich der CEM-Kopf auf einem geringen negativem Potential oder auf Masse, während an den CEM-Schwanz eine hohe positive Spannung ( $\approx 2,5 kV$ ) angelegt wird. Ein Projektilion bzw. ein SI, welches auf die konische Innenfläche des CEM-Kopfs trifft, löst dort Elektronen aus. Diese werden durch die am CEM-Schwanz angelegte positive Spannung beschleunigt. Beim Aufprall auf die Wandungen des CEM lösen sie zusätzliche Elektronen aus (siehe Abb. 31). Am Schwanzende tritt schließlich eine Elektronenlawine ( $10^7$  bis  $10^8$  Elektronen) aus, die als Ladungspuls nachgewiesen werden kann.

Der CEM-Detektor verträgt Zählraten bis zu 1 MHz. Bei weiterer Erhöhung der Zählrate kann die Hochspannungsversorgung nicht genügend Ladung nachliefern; es

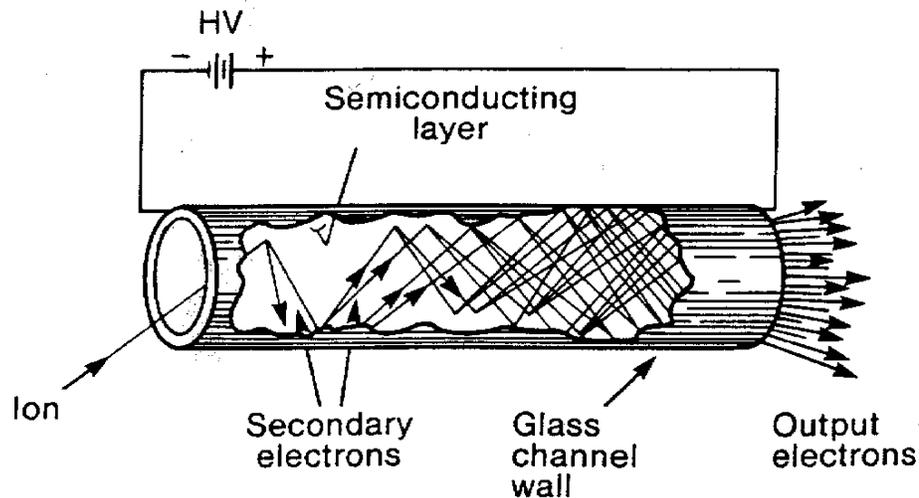


Abbildung 31: Schematische Funktionsweise eines CEM-Detektors: Sekundärelektronenvervielfachung an der Innenwand des Glaskanals und Beschleunigung zum Ausgang [Cha91].

entsteht ein Elektronenmangel im CEM-Material. Dadurch wird die Elektronenlawine mehr und mehr abgeschwächt bis der Verstärkungseffekt schließlich völlig zusammenbricht. Darüber hinaus wird durch eine zu hohe Zählrate der Untergrund im Massenspektrum aufgrund zufälliger Koizidenzen erhöht. In dieser Arbeit werden im wesentlichen Projektilzählraten (Startzählraten) von 1 kHz bis 2 kHz und SI-Zählraten (Stopzählraten) von etwa 100 Hz verwendet.

Der Teilchennachweis erfolgt bei der Messung mit dem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer indirekt. Der CEM-Detektor zur Messung der SI (Stopdetektor) befindet sich in einem Edelstahlkästchen mit einer Konverterplatte. Durch Projektilbeschuss werden aus dieser Sekundärelektronen ausgelöst, die in das CEM gelangen und dort Ladungspulse auslösen. Um sicherzustellen, daß alle Elektronen, die die Konverterplatte verlassen, in das CEM gelangen, wird an das Kästchen eine negative Spannung angelegt (-400 V).

Bei Messungen mit dicken Targets ( $\approx 0,5\text{ mm}$ ), die vom Projektilstrahl nicht durchdrungen werden können, wird zum Projektilnachweis ein von R. Wunsch [Wün99] konstruiertes Detektorgehäuse eingesetzt (siehe Abb. 32), bei dem der Startdetektor vor dem Target plaziert werden kann. Dieses Gehäuse ähnelt dem Aufbau des Stopdetektorkästchens. Der entscheidende Unterschied ist jedoch, daß das Startdetektorgehäuse eine Konverterfolie (Kohlenstoff:  $\approx 500\text{ \AA}$ ) statt der Konverterplatte enthält. Der Projektilstrahl kann so unter  $45^\circ$  die Konverterfolie passieren und aus ihr Sekundärelektronen auslösen. Diese werden durch ein positives Potential (200 V bis 400 V) in den Detektorkopf fokussiert und lösen dort ein Startsignal aus.

Nachteilig bei Messung mit diesem Startdetektor ist, daß die Projekteileigenschaften

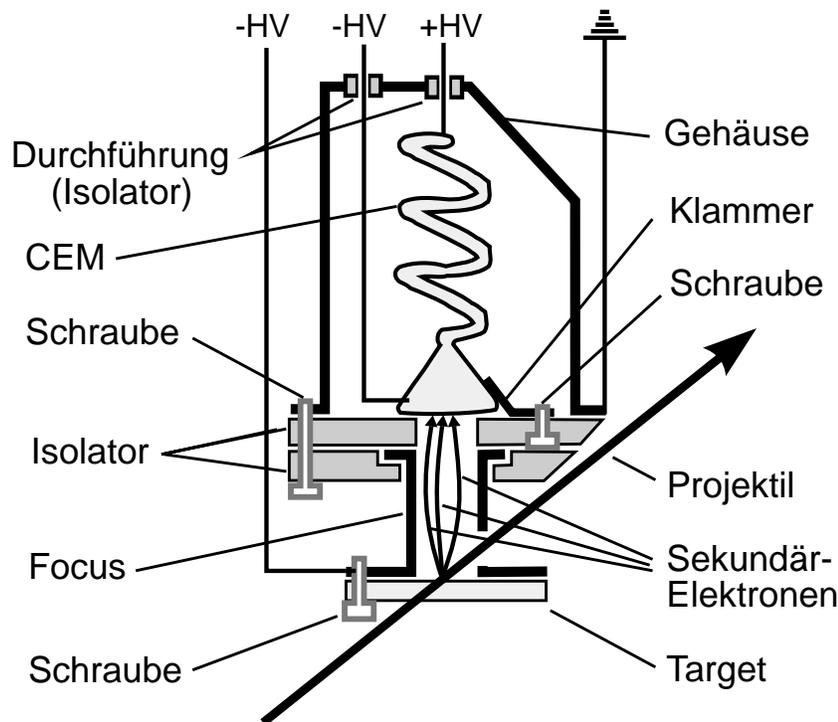


Abbildung 32: Schematische Abbildung des Detektorgehäuses zur Messung des Projekttilstroms bei dicken Targets [Wün99]. Der Projektilstrahl passiert eine Konverterfolie und löst dort Sekundärelektronen aus, die im CEM-Detektor nachgewiesen werden [Wün99].

beim Durchgang durch die Konverterfolie verändert werden. So entsteht z.B. aus dem definierten Projektilanfangsladungszustand  $q_i$  nach dem Durchgang durch die Folie ein mittlerer Projektilladungszustand  $\bar{q}_{equ.}$ . Auch die Anfangsenergie des Projektils ändert sich beim Durchgang durch die Folie aufgrund des Energieverlustes des Projektils. Die Änderung der Projektileigenschaften ist in der Fehlerbertachtung berücksichtigt (siehe Kapitel 18.2).

## 15.2 Microchannel-Plate-Detektor

Bei der Messung der SI-Emission mit dem linearen Flugzeitspektrometer wurden zum Nachweis der Projektilionen bzw. der SI Microchannel Plate (MCP) Detektoren der Firma Galileo eingesetzt.

Das MCP besteht aus einer Anzahl von  $10^4$  bis  $10^7$  parallel zusammengefaßten Kanälen, die als Elektronenvervielfacher dienen. Die Kanäle bestehen aus Blei-Siliziumoxid-Röhren, deren Innendurchmesser  $10\mu m$  bis  $100\mu m$  beträgt. Die Röhren besitzen im allgemeinen eine Länge von  $1mm$ . Die Vorder- und Rückseite des MCP wird, ebenso wie das Channeltron, mit  $BiO_2$  in einer Wasserstoffatmosphäre beschich-

tet. Diese Sekundärelektronen emittierende Schicht besitzt einen hohen Widerstand ( $10^8 \Omega$ ). Beim Anlegen einer Spannung ( $\approx 1kV$ ) an die Rückseite des MCP bildet sich so ein Potentialgefälle zwischen Vorder- und Rückseite des MCPs aus [Wiz79].

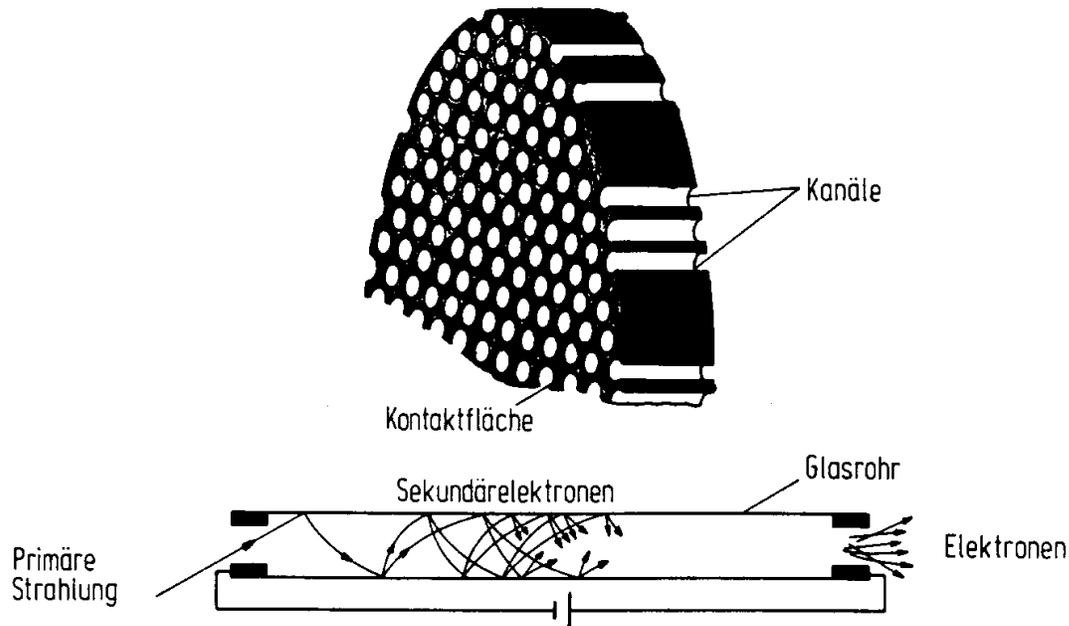


Abbildung 33: Schematische Abbildung des MCP-Detektors und dessen Funktionsprinzip: Sekundärelektronen werden an der Innenwand der Glaskanäle (Durchmesser:  $10\mu m$  bis  $100\mu m$ ) vervielfacht und aufgrund des Potentialgefälles zwischen Vorder- und Rückseite des MCPs beschleunigt [Wiz79].

In Abb. 33 ist das dem Channeltron-Detektor ähnelnde Funktionsprinzip dargestellt. Trifft ein Teilchen auf die Wand eines Kanals, so werden aus der hochohmigen Schicht Elektronen ausgelöst. Das Potentialgefälle zwischen MCP-Vorder- und Rückseite beschleunigt die Elektronen, so daß sie nach kurzer Flugstrecke weitere Elektronen aus der Innenwand der Kanäle auslösen, bis an der Rückseite des MCP eine Elektronenlawine ( $10^4$  Elektronen) austritt. Diese wird an der Anode, die sich der Rückseite des MCPs anschließt, als Ladungspuls registriert.

Innerhalb der Kanäle können Gasatome durch die Sekundärelektronen ionisiert werden. Dadurch werden die Gasionen entgegen der Elektronenrichtung beschleunigt und können ebenfalls an der Innenwand Elektronen auslösen (Ionenrückkopplung). Um diesen Prozeß zu unterdrücken sind die Kanäle  $13^\circ$  gegen die Oberflächennormale des MCP geneigt.

Der Teilchennachweis erfolgt bei der Messung mit dem linearen Flugzeitspektrometer in der Chevron-Anordnung (zwei übereinander liegende MCPs mit gegeneinander geneigten Kanälen). Damit läßt sich bei einer Spannungsdifferenz von etwa  $2kV$  eine Elektronenlawine mit  $10^7$  Elektronen pro Ion erreichen. In der Chevron-Anordnung

erhält man eine Pulsdauer von etwa 6 ns und eine Anstiegszeit von etwa 900 ps. Vergleichend dazu besitzt der CEM nach der Vorverstärkung eine Pulsdauer von etwa 10 ns und eine Anstiegszeit der führenden Flanke von etwa 1 ns.

## 16 Targettemperaturmessung

### 16.1 Targethalter mit Temperaturregelung

Für die Messung der von der Targettemperatur abhängigen SI-Ausbeute wurde in dieser Arbeit ein neuentwickelter Targethalter mit Temperaturregelung (siehe Abb. 34) eingesetzt.

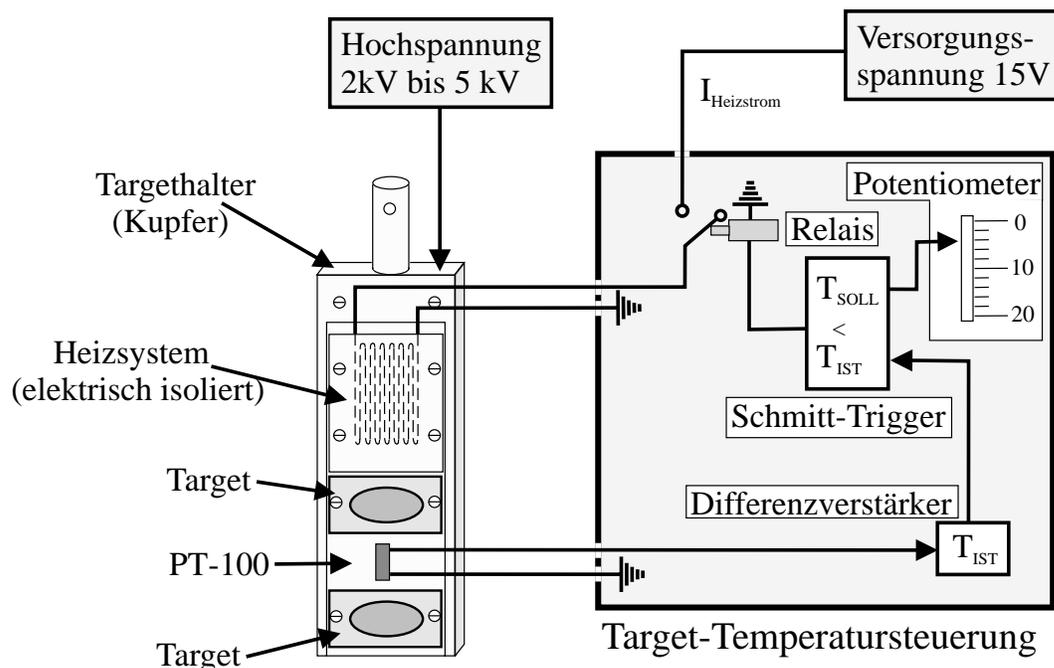


Abbildung 34: Schematische Darstellung des Targethalters mit Temperaturregelung und Funktionsschema des Steuergeräts zur Regelung der Targettemperatur.

Der Targethalter mit Temperaturregelung besitzt eine kompakte Bauform, so daß er am Manipulator montiert werden kann und eine freie Einstellbarkeit unterschiedlicher Targetpositionen erlaubt. Seine kompakte Bauform erlaubt auch eine uneingeschränkte Bewegung des Flugzeitspektrometers. Als Material wurde zum Bau des Targethalters Kupfer gewählt, da es durch die hohe Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{Cu} = 390 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  und die niedrige spezifische Wärme ( $c_{Cu} = 0,386 \text{ J/gK}$ ) eine präzise und schnelle ( $< 1 \text{ min}$ ) Nachregelung des Temperatur-Sollwerts gewährleistet. Der Targethalter kann mit einem konstanten Heizstrom  $I_{\text{Heizstrom}} = 2,5 \text{ A}$  über einen Widerstandsdraht

( $R_{\text{Draht}} = 6\Omega$ ) von Raumtemperatur bis auf  $250^\circ\text{C}$  aufgeheizt werden. Dazu ist eine Heizleistung von 37,5 W notwendig.

Eine Forderung an das Heizsystem ist, daß es gegenüber dem Targethalter elektrisch isoliert sein soll, da sonst keine Extraktionsspannung zur SI-Emission am Targethalter angelegt werden kann. Das Heizsystem sollte aber gleichzeitig einen guten thermischen Kontakt zum Targethalter besitzen, um möglichst schnell die Soll-Temperatur zu erreichen. Mit einer Glimmerfolie (Spannungsfestigkeit  $200\text{kV}/\text{mm}$ ), die zwischen dem Targethalter und dem Heizsystem angebracht ist, wird diese Forderung erfüllt.

Zur Messung der Targettemperatur (Ist-Temperatur) wird ein Pt-100 Widerstand eingesetzt, der im Temperaturbereich von  $0^\circ\text{C}$  bis  $250^\circ\text{C}$  eine ausreichende Meßempfindlichkeit bietet (siehe Kapitel 16.2).

Der Pt-100-Widerstand ist mit einem ebenfalls neuentwickelten Steuergerät zur Regelung der Targettemperatur verbunden. Die Regelung der Targettemperatur erfolgt in der Zweipunktanordnung. Zunächst mißt das Steuergerät den aktuellen Widerstandswert des Pt-100 und vergleicht diesen mit einem vorgegebenen Abgleichwiderstand ( $R = 100\Omega$ ). Über einen Differenzverstärker wird schließlich die Ist-Temperatur an dem Targethalter ermittelt und an einen Schmitt-Trigger [Tie86] weitergegeben.

An dem Steuergerät läßt sich über einen Potentiometer in konstanten Schritten von  $\Delta T = 10\text{K} \pm 2\text{K}$  die Soll-Targettemperatur einstellen. Die Soll-Temperatur wird über den Schmitt-Trigger mit der Ist-Temperatur am Targethalter verglichen. Da die Temperatur des Targethalters bei abgeschalteter Heizung durch Wärmeleistung und -strahlung absinkt, bestimmt der ständige Ist-Soll-Vergleich der Temperaturwerte mit dem Schmitt-Trigger die Dauer der Aufheizung des Targethalters.

Darüber hinaus läßt sich der Widerstandswert des Pt-100 mit einem Multimeter auch direkt ablesen und mit einem Programm in den entsprechenden Temperaturwert (Ist-Targettemperatur) umrechnen. Dadurch ist eine Kontrolle der Targettemperatur über die gesamte Meßdauer gewährleistet.

Der Schaltplan für die Heizungssteuerung des Targethalters und der Quellcode des Programms zur Umrechnung des Pt-100 Widerstandswertes in den entsprechenden Temperaturwert sind im Anhang dieser Arbeit zu finden.

## 16.2 Temperaturmessung mit Pt-100

Der zur Messung der Targettemperatur T eingesetzte Platin Widerstand gehört zur Gruppe der Metall-Widerstandsthermometer und läßt sich im Temperaturbereich von  $-200^\circ\text{C}$  bis  $850^\circ\text{C}$  einsetzen. Das Prinzip der Temperaturmessung mit diesen Widerständen beruht darauf, daß die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands von Metallen ausgenutzt wird. Die Bezeichnung Pt-100 beinhaltet dabei, daß der Nennwiderstand des Platinmeßfühlers bei  $0^\circ\text{C}$   $R_0 = 100\Omega$  beträgt [Sau90, Wit91].

Der Pt-100 besteht im allgemeinen aus einer Wicklung des Meßwiderstands auf einen stabilen Träger (z.B. Glas, Keramik), die von einer Deckschicht festgehalten wird.

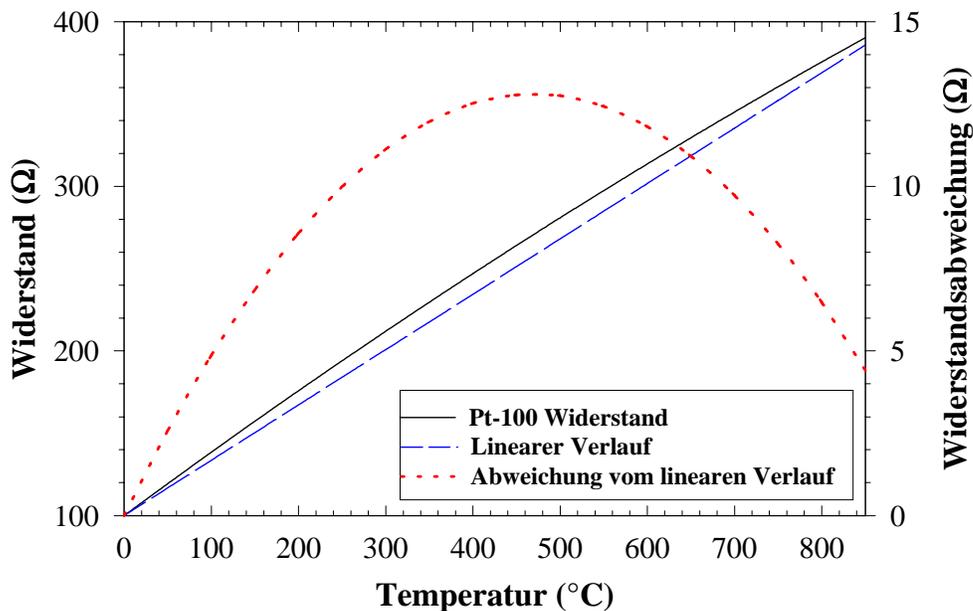


Abbildung 35: Die grob gestrichelte Linie markiert den Widerstandsverlauf (linke Skala) des Pt-100 über den positiven Temperaturbereich und zeigt zum Vergleich eine lineare Kennlinie (durchgezogene Linie). Die Abweichung des Verlaufs von der linearen Kennlinie ist durch die fein gestrichelte Linie dargestellt (rechte Skala).

Der Widerstandsverlauf des Pt-100 ist angenähert linear und nimmt gut reproduzierbar mit der Temperatur zu. Nach Glg. (92) wird der lineare Verlauf durch  $R_{Pt-100} = R_0 + 0,34 \cdot T$  beschrieben. Die Abweichung vom linearen Verlauf beträgt bei  $250^\circ\text{C}$  etwa 5% (siehe Abb. 35). Für eine Ausgleichsgerade zwischen  $0^\circ\text{C}$  und  $250^\circ\text{C}$  ist die Abweichung sogar noch kleiner. Der Widerstandsverlauf des Pt-100 läßt sich durch einen Polynom 2-ten bzw. 3-ten Grades (DIN 43760, IEC 751) beschreiben:

- 1.) Für den Temperaturbereich  $0^\circ\text{C} \leq T \leq +850^\circ\text{C}$  gilt:

$$R(T) = R_0(1 + 3,9 \cdot 10^{-3} \cdot T - 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot T^2) \quad (92)$$

- 2.) Für den Temperaturbereich  $-200^\circ\text{C} \leq T \leq 0^\circ\text{C}$  gilt:

$$R(T) = R_0(1 + 3,9 \cdot 10^{-3} \cdot T - 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 4,3 \cdot 10^{-12} \cdot (T - 100) \cdot T^3) \quad (93)$$

## 17 Elektronik und Datenaufnahme

### 17.1 Verarbeitung der Detektorsignale

Da die Start- und Stopdetektorsignale des Flugzeitspektrometers nicht direkt vom Meßsystem verarbeitet werden können, müssen diese zunächst elektronisch aufbereitet

werden.

Am Ausgang eines Elektronen-Kanalervielfachers (Channeltron, Ceratron, Channelplate) wird durch das Projektil- bzw. Sekundärion ein Ladungspuls generiert. Ein RC-Glied koppelt dieses Detektorsignal von der Hochspannungszuleitung zur Detektoranode aus. Die Anstiegszeiten des ausgekoppelten Signals hängen von der Zeitkonstanten  $\tau = R \cdot C$  ab. Im Anschluß an die Auskopplung wird das Channeltron- bzw. Ceratrontdetektorsignal mit einem Vorverstärker [Alb91, Bur86, Kro93] verstärkt.

Nach der Vorverstärkung beträgt die Signalamplitude etwa 150 mV, und die Signalbreite etwa 10 ns und die Anstiegszeit der führenden Flanke beträgt etwa 1 ns.

Die Signale des Channelplates brauchen nach der Auskopplung nicht mehr verstärkt zu werden, da die Amplitude der Signale rund 100 mV bei einer Signalbreite von etwa 6 ns aufweist. Die Anstiegszeit der führenden Flanke beträgt beim Channelplate etwa 900 ps.

Die ausgekoppelten bzw. vorverstärkten Detektorsignale werden direkt einem Constant Fraction Discriminator (EG&G Ortec, Modell CF8000) zugeführt. Der Discriminator wandelt das analoge Detektorsignal in ein schnelles logisches Rechteck-Signal (-0,7 V; 50 bis 100 ns) um. Am Discriminator kann zusätzlich ein Schwellenwert eingestellt werden, so daß Detektorsignale, die unterhalb des Schwellenwertes liegen, vom Discriminator ignoriert werden. Dadurch ist es möglich, Nachschwinger vom eigentlichen Detektorsignal zu trennen.

Der Schwellenwert am Discriminator ist vom Detektortyp, dem Vorverstärker und der Zählrate abhängig. Er sollte so eingestellt werden, daß möglichst keine Nachschwinger, jedoch der maximale Bereich aus der Amplitudenverteilung der echten Signale nachgewiesen werden. Bei zu starken Nachschwingern kann das Signal gegebenenfalls mit einem Timing Filter Amplifier (Ortec, Modell 454) durch Integration bzw. Differentiation geformt und verstärkt werden.

## 17.2 Singlehit-Datenaufnahme MEDA

Bei den koinzidenten Flugzeitmessungen wurde das diskriminierte Projektil-Signal (Startsignal) aus dem Constant Fraction Discriminator einem **Time to Pulse Height Converter** (EG&G Ortec, TPHC/SCA Modell 467) zugeführt und weiterverarbeitet. Die Laufzeitunterschiede zwischen den Start- und Stoppsignalen können durch eine Delayeinheit (Ortec, Modell 411A) ausgeglichen werden. Der elektronische Meßaufbau ist in Abb. 36 dargestellt.

Im TPHC startet das Projektil-Signal die Aufladung eines Kondensators. Trifft nun innerhalb eines voreingestellten Zeitfensters ein SI-Signal (Stopsignal) in den TPHC ein, so wird der Aufladevorgang beendet und der TPHC gibt ein analoges Rechtecksignal aus. Die Pulshöhe (0V bis 10 V) des Rechtecksignals ist proportional zur gesammelten Ladung am Kondensator d.h. proportional zum zeitlichen Abstand zwischen dem Start- und dem Stoppsignal [EG&G95]. Alle übrigen Ereignisse, die nicht innerhalb des Zeitfensters, liegen werden als nicht koinzident verworfen. Während das Zeitfenster geöffnet ist, werden keine weiteren Startsignale registriert. Der TPHC erlaubt

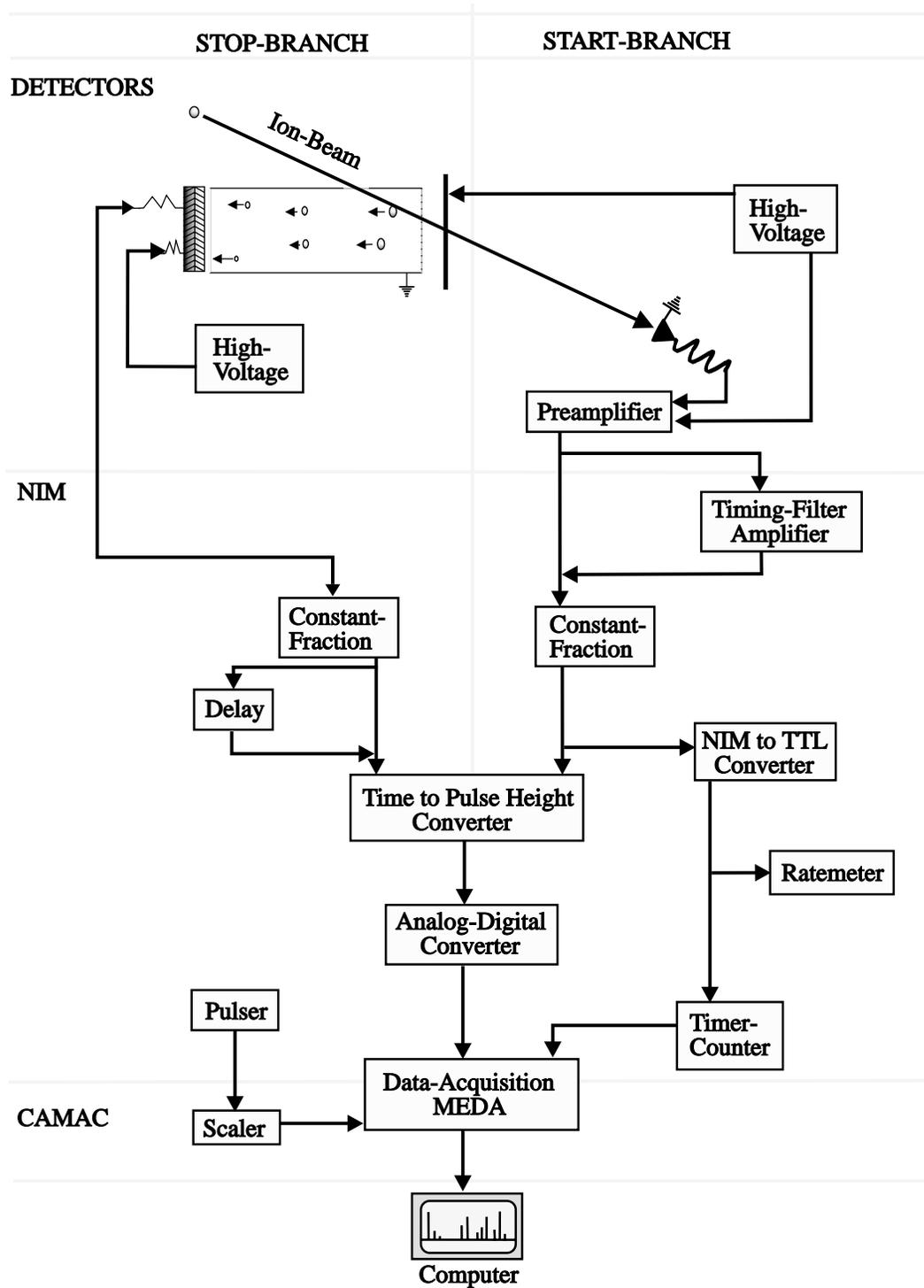


Abbildung 36: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik zur koinzidenten Flugzeitmessung mit der Singlehit-Datenaufnahme MEDA.

nur die Messung eines Start-Stop-Signalpaares innerhalb des Zeitfensters (Singlehit-Ereignisse). Multihit-Ereignisse, d.h. die Emission von mehr als einem SI, die vom selben Projektil ausgelöst wurden, können mit dem TPHC nicht registriert werden.

Eine Koinzidenzbedingung der Flugzeitmessung ist, daß die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen zweier Projektilen auf dem Target größer als das eingestellte Zeitfenster ist, da sonst unechte Koinzidenz-Ereignisse stattfinden. Diese Bedingung ist in allen Flugzeitmessungen dieser Arbeit erfüllt. Die Projektil-Zählrate (Start-Zählrate) lag bei 1 bis 2 kHz, d.h. etwa ein Projektil pro ms. Wohingegen das Zeitfenster für die Koinzidenzmessungen zwischen 1 und 8  $\mu\text{s}$  lag.

In einem Vielkanalanalysator wird schließlich in einem Histogramm die Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen des analogen Rechtecksignals aus dem TPHC (Flugzeitspektrum) dargestellt.

Bei den am IKF durchgeführten Messungen, wurde ein am IKF entwickelter Vielkanalanalysator verwendet [Alb91]. Dieser Vielkanalanalysator besteht im wesentlichen aus einem Analog-Digital Converter (Silena, 100MHz ADC Modell 7421), einem Speichermodul und einer modularen Datenaufnahme MEDA [Alb91].

Die analogen Rechtecksignale des TPHCs werden zunächst von einem ADC digitalisiert und in eine besondere elektronische Einheit (Eigenentwicklung der GSI, Memory Control and Routing Unit MR1000) zu einem Histogramm mit 1024 Kanälen sortiert. Anschließend wird das Histogramm in einem Speichermodul (Nuclear Enterprises 16k-Store 9082) abgelegt.

Das Datenaufnahmesystem MEDA (Amiga-Computer) ist über eine Schnittstelle (I/O-Card) mit einem CAMAC-Controller (Typ Kinetic Systems 3988) verbunden. Das Datenaufnahmeprogramm MEDA steuert den CAMAC-Controller und übernimmt so die Steuerung, Darstellung und Verarbeitung der Meßdaten. Der CAMAC-Controller selbst stellt die Kommunikation zwischen dem CAMAC-System her und überwacht über den CAMAC-Überrahmen die einzelnen CAMAC-Module.

Parallel zur Aufzeichnung des Flugzeitspektrums läßt sich auch ein Spektrum aufnehmen, das die Stabilität des Strahlstroms darstellt. Hierzu gibt ein Current-Digitizer Modell CD1010 (Eigenentwicklung der GSI) den Strahlstrom frequenzanalog als Impulsrate aus. In einem Scaler akkumuliert liefert dieses Signal das zeitliche Integral über den Strahlstrom. Am Ende eines Meßzyklus liest MEDA den Scaler aus und legt den Wert in ein Pulser-Spektrenkanal ab. Jeder einzelne Kanal gibt die Dauer eines Meßzyklus wieder und beinhaltet damit Informationen über die zeitliche Konstanz des Strahlstroms. Extreme Schwankungen der Strahlstromintensität können nämlich zur Verfälschung der SI-Ausbeuten im Flugzeitspektrum führen (siehe Kapitel 18.2).

### 17.2.1 Normierung der Flugzeitspektren

Die gemessenen SI-Spektren sind auf eine vorgegebene Anzahl von Startsignalen (Projektilionen) normiert. Hierzu wird das Startsignal nach dem Constant Fraction Discriminator verzweigt (siehe Abb. 36). Während der eine Zweig, wie im Kapitel 17.2 beschrieben, mit dem TPHC verbunden ist, führt der andere Zweig zu einem Pegel-

konverter (Eigenentwicklung des IKF), der das NIM-Startsignal in ein TTL-Signal umwandelt. Dieses wird wiederum auf ein Ratemeter (Firma Ortec, Modell 449) und einen Timer Counter (Firma Ortec, Modell 771) verzweigt.

Die Messung der SI-Spektren besteht bei MEDA aus 1024 Meßzyklen. Die Meßzyklen werden durch die am Timer Counter vorgegebene Anzahl der Startsignale (Preset) und eine Start-Stop-Einheit (Eigenentwicklung des IKF) gesteuert.

Der Timer Counter zählt die Anzahl der Startsignale bis das vorgewählte Preset erreicht ist und generiert dann ein Stoppsignal, das der Start-Stop-Einheit zugeführt wird. Bei Eintreffen dieses Stoppsignals sperrt die Start-Stop-Einheit alle weiteren elektronischen Einheiten. Das Datenaufnahmesystem MEDA liest daraufhin das Speichermodul, in dem das Histogramm der SI-Flugzeiten gespeichert ist, über die CAMAC-Datenleitung aus. Dadurch wird der Meßzyklus beendet. Am Ende des Meßzyklus sendet eine Halt-Go-Box (Eigenentwicklung der GSI) ein Startsignal an die Start-Stop-Einheit, die wiederum alle gesperrten elektronischen Einheiten in den aktiven Zustand zurückversetzt und den nächsten Meßzyklus startet [Kuz96, Wün99].

Ein typisches Flugzeitspektrum ist auf  $1024 \times 1000$  Projektile normiert. Bei Messungen der SI-Ausbeuten mit dem  $H^+$ -Projektil wurde jedoch aufgrund der sehr niedrigen SI-Ausbeuten eine Normierung von  $1024 \times 8000$  Projektilen, zum Erhalt einer ausreichend guten Statistik, gewählt.

### 17.3 Multihit-Datenaufnahme MULTI

Neben dem Einsatz des Singlehitsystems MEDA wurde auch ein Multihitsystem verwendet. Bei den Messungen an der GSI wurde das multihitfähige Datenaufnahmesystem MULTI und bei den Messungen am PUC das Datenaufnahmesystem DMI400 eingesetzt. Da diese Datenaufnahmesysteme große Ähnlichkeit im Hinblick auf die Steuerung und Verarbeitung der Signale aufweisen, soll in diesem Abschnitt nur das Datenaufnahmesystem MULTI im einzelnen beschrieben werden.

Der elektronische Aufbau des Multihit-Meßsystems ist in Abb. 37 dargestellt. Die Start- und Stoppsignale werden zunächst, wie beim Singlehitsystem, einem Constant Fraction Discriminator zugeführt und über einen NIM zu ECL-Signalkonverter (Eigenentwicklung der GSI, 16 Chan. NIM-ECL Converter Modell EC1610) direkt an die Eingänge eines multihitfähigen CAMAC-Time to Digital Converters (LeCroy, TDC Modell 3377) gegeben. Dieser TDC bildet das Kernstück des Multihitmeßsystems.

Der TDC mißt, nachdem das Startsignal einen von 32 Signalkanälen des TDCs geöffnet hat, die Zeitspanne bis zum Eintreffen eines Stoppsignals. Jeder dieser 32 Signalkanäle kann bis zu 16 Stoppsignale, die von einem einzigen Startsignal ausgelöst werden, registrieren und Doppelpulse mit einem Zeitabstand von  $> 10ns$  auflösen.

Der TDC akzeptiert nur Stoppsignale innerhalb eines vorwählbaren Zeitfensters ( $8ns$  bis  $32\mu s$ ), das ebenfalls von dem Startsignal geöffnet wird. Das Zeitfenster legt die maximal erlaubte Zeit zwischen dem Startsignal und dem Stoppsignal fest. Die zeitliche Auflösung des Zeitfensters liegt zwischen  $500ps$  und  $8ns$ . Alle Multihit-Ereignisse, die innerhalb des Zeitfensters fallen, werden in einem internen Speicher

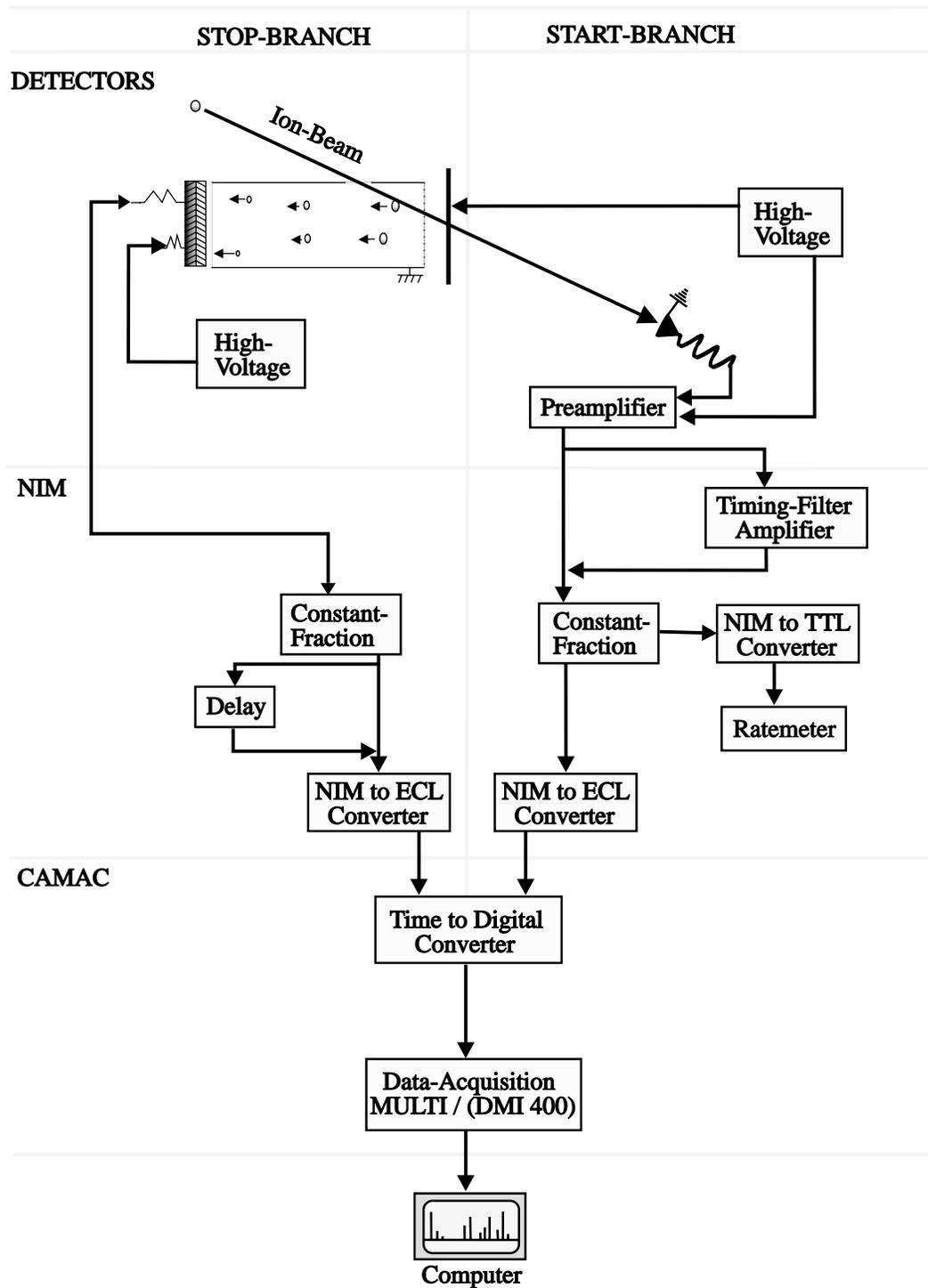


Abbildung 37: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik zur koinzidenten Flugzeitmessung mit der Multihit-Datenaufnahme MULTI.

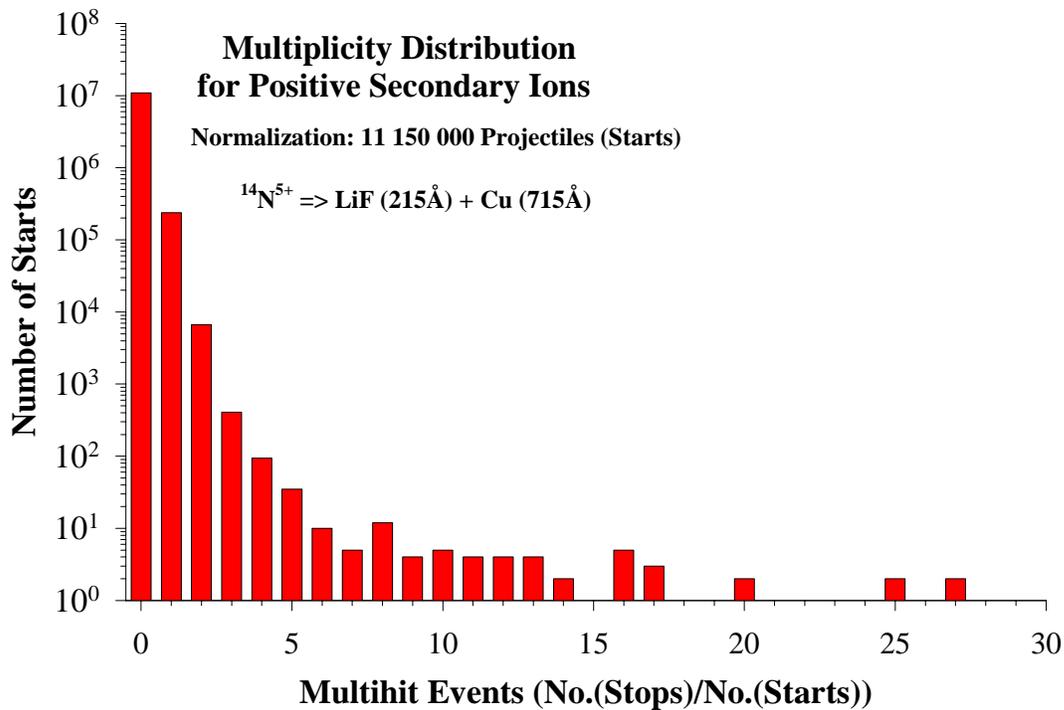


Abbildung 38: Verteilung der Multihit-Ereignisse. Aufgetragen ist die Anzahl der Projektile (Starts) in Abhängigkeit von der Anzahl der Stops (Sekundärionen) pro Start für ein Zeitfenster von  $16\mu\text{s}$ .

(FIFO-Buffer) des TDCs abgelegt. Der Speichervorgang dauert  $1,8\mu\text{s} + 100\text{ns}$  pro Stoppsignal. Während dieser Zeit registriert der TDC keine weiteren Ereignisse (Totzeit).

Das Datenaufnahmesystem MULTI, das über eine Interfacekarte mit dem CAMAC-Controller (Hytec Controller 1330, maximale Datentransferrate 1 Mbit/s) verbunden ist, liest die im internen Speicher des TDCs abgelegten Ereignisse aus. Das Datenaufnahmesystem MULTI besteht im wesentlichen aus dem Meßprogramm Tempmult.vi, das von R. Wunsch speziell zur Steuerung des Meßablaufs und zur Darstellung der Meßdaten entwickelt wurde. Eine exakte Beschreibung des Datenaufnahmeprogramms sowie der Quellcode des Programms und alle weiteren Unterprogramme sind bei [Wün99] zu finden.

Alle Multihit-Ereignisse, die innerhalb eines Zeitfensters gemessen werden, und die Anzahl der Stoppsignale pro Startsignal werden durch das Meßprogramm in ein Histogramm einsortiert und in Form eines SI-Spektrums bzw. eines Multihitspektrums dargestellt. Die Normierung des Histogramms erfolgt über die Eingabe der Startanzahl (Projektanzahl) in der Software.

Abb. 38 zeigt die Verteilung der Multihit-Ereignisse, die mit dem linearen Flugzeit-spektrometer am PUC für 11 Millionen Starts aufgenommen wurde. Dem Spektrum

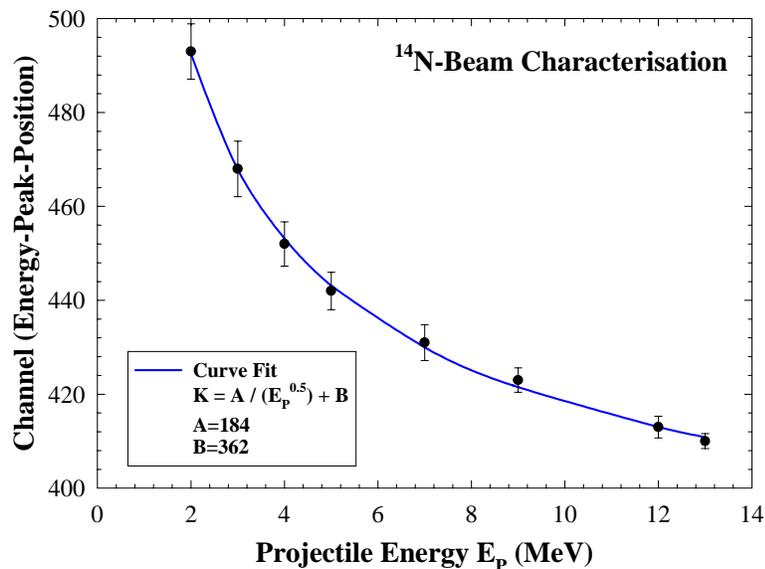


Abbildung 39: Charakterisierung eines N-Projekttilstrahls anhand von 8 verschiedenen Projektilenergien  $E_p$ . Die Fit-Funktion dient zur Beschreibung der Konstanten A und B.

ist zu entnehmen, daß nur 2% der Projektile positiv geladene SI erzeugen. Multihit-Ereignisse (mehr als ein SI pro Projektilion) von positiv geladenen SI liegen hingegen im Promillebereich. Messungen mit dem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer zeigen nahezu keine Multihit-Ereignisse. Als Gründe hierfür sind vor allem das defokussierende Beschleunigungsfeld des Spektrometers und der geringe Raumwinkel zwischen Target und Stopdetektor zu nennen.

Als Vorteil des Multihitsystems MULTI gegenüber dem Singlehitsystem MEDA ist der recht einfache elektronische Aufbau zu nennen. Ein Nachteil des Meßsystems MULTI ist jedoch, daß die Datenauslese ausschließlich durch die Software gesteuert wird. Das führt gegenüber dem Meßsystem MEDA, bei dem die Daten durch elektronische Bauteile erzeugt und gespeichert werden, zu einer Verlangsamung der Datenverarbeitung.

## 17.4 Charakterisierung des Strahlstroms

Durch die Charakterisierung des Strahlstroms anhand einiger ausgewählter Projektilenergien kann die Güte des Strahlstroms (z.B. Verunreinigung des Strahlstroms durch Streueffekte an Blenden etc.) für alle weiteren Projektilenergien überprüft werden [Per98b].

Hierzu wird ein Flugzeitspektrum des Strahlstroms bei verschiedenen Projektilenergien aufgenommen. Die vom Projektil aus dem Target ausgelösten Sekundärelektronen werden als Startsignal und der Projektilstrahl selbst als Stoppsignal verwen-

det. Nach der Emission der Sekundärelektronen aus dem Target erreichen diese als Startsignal nach der Zeit  $T_{SE} = t_{SE} + \Delta_{SE}$  den TDC.  $t_{SE}$  gibt die Flugzeit der Sekundärelektronen vom Target bis zum Start-Detektor wieder und  $\Delta_{SE}$  repräsentiert die Laufzeit (zeitliche Verzögerung durch elektronische Bauteile und Kabel) des Startsignals bis zum TDC. Das Zeitintervall  $t_{SE}$  ist konstant, da es durch das Extraktionsfeld  $V_{ext} = -2kV$  für die Sekundärelektronen gegeben ist. Die Form des Sekundärelektronen-Zeitpeaks ist hierbei annähernd unabhängig von der Projektilenergie, da das Extraktionsfeld  $V_{ext} \gg E_{SE}$  ist.

Das Projektil bzw. das Stoppsignal erreicht den TDC nach der Zeit  $T_{Strahl} = t_{Strahl} + \Delta_{Strahl}$ , wobei  $t_{Strahl}$  die Zeit beschreibt, die das Projektil zum Durchflug der Strecke  $D$  zwischen Target und Stop-Detektor benötigt.  $\Delta_{Strahl}$  ist die Signallaufzeit vom Stop-Detektor bis zum TDC, die sich wiederum aus der Verzögerung des Stoppsignals ergibt.

Die Zeit, die das Projektil zum Durchqueren des Targets benötigt ( $< 0,5ps$ ) ist vernachlässigbar gegenüber der Zeitaufösung des TDCs ( $\approx 0,5$  ns pro Kanal). Die Form des Projektil-Zeitpeaks ist jedoch von der Projektilenergie abhängig, da das Projektilstrahl beim Durchgang durch das Target ein gewisses Energie-Stragglung erfährt.

Im Flugzeitspektrum mißt man die Flugzeit  $T_{TOF}$  des Projektilstroms. Diese ist gegeben durch  $T_{TOF} = t_{Strahl} + \Delta_{Strahl} - (t_{SE} + \Delta_{SE})$ . Da die Flugzeit  $T_{TOF}$  proportional zur Kanalzahl  $K$  des Flugzeitspektrums ist (siehe Kapitel 18.1), läßt sich der Projektilstrahl durch die Funktion

$$T_{TOF} = K = \frac{A}{\sqrt{E_p}} + B \quad (94)$$

charakterisieren.  $E_p$  ist die Projektilenergie und  $A = D\sqrt{m/2}$  mit der Projektilmasse  $m_p$  (siehe Glg. (81)). Für die Konstante  $B$  gilt  $B = \Delta_{Strahl} - (t_{SE} + \Delta_{SE})$ .

Die Charakterisierung eines N-Strahls für 8 verschiedene Energien ist in Abb. 39 dargestellt. Die Punkte geben die Peakmaxima des Projektilstrahl, während die Fehlerbalken die Breite des Peaks beschreiben, die eine Konsequenz des Durchgangs des Projektilstrahls durch das Target ist (Energie-Stragglung).

## 18 Datenauswertung

### 18.1 Masseneichung der Flugzeitspektren

Die Transformation eines Flugzeitspektrums in ein Massenspektrum ist durch die oft ungenaue Kenntnis der Flugzeitgeometrie und der elektronischen Signallaufzeiten schwer durchzuführen. Dieses Problem läßt sich jedoch relativ leicht umgehen, wenn man ein Target verwendet, bei dem mindestens zwei SI-Peaks bekannt sind.

Aus Glg. (90) ist bekannt, daß  $t = a\sqrt{m}$  ist, wobei die Konstante  $a$  die Flugzeitgeometrie  $a = (2b + D)/\sqrt{2qU}$  enthält. Die Flugzeit  $t$  eines SI entspricht der Kanal-

zahl  $k$  im Flugzeitspektrum, so daß man auch  $k = a\sqrt{m}$  schreiben kann. Nach der Auskopplung der Signale produzieren elektronische Laufzeitunterschiede zusätzlich eine lineare Verschiebung  $b$  des Flugzeitspektrums. Das bedeutet, daß Kanal 0 nicht der Flugzeit  $t = 0$  entsprechen muß. Der tatsächliche Zusammenhang zwischen der Flugzeit  $t$  (Kanal  $k$ ) und der Masse  $m$  eines SI ist dann:

$$t = k = a\sqrt{m} + b \quad (95)$$

Um die Konstanten  $a$  und  $b$  zu bestimmen, muß die Masse von mindestens zwei SI-Peaks bekannt sein:

$$\begin{aligned} k_1 &= a\sqrt{m_1} + b \\ k_2 &= a\sqrt{m_2} + b \end{aligned} \quad (96)$$

Nach dem Lösen dieses Gleichungssystems erhält man:

$$a = \frac{k_2 - k_1}{\sqrt{m_2} - \sqrt{m_1}} \quad \text{und} \quad b = k_2 - a\sqrt{m_2} \quad (97)$$

Bei der Kenntnis der Konstanten  $a$  und  $b$  läßt sich nun das Flugzeitspektrum in ein Massenspektrum transformieren:

$$m = \left( \frac{k - b}{a} \right)^2 \quad (98)$$

Verwendet man z. B. in der Messung ein LiF-Target, so wird das Flugzeitspektrum für positive SI vom Peak des  ${}^7\text{Li}^+$ -SI dominiert. Hierzu wird das Maximum des Peaks äquivalent der Masse  $7u$  gesetzt. Da alle Targets mehr oder weniger mit Wasserstoff  $\text{H}^+$  kontaminiert sind, wird im Flugzeitspektrum der Peak kleinster gemessener Flugzeit äquivalent der Masse  $1u$  gesetzt. Aus der Kenntnis dieser beiden SI-Peaks lassen sich nach der Transformation des Flugzeitspektrums in ein Massenspektrum alle weiteren SI-Peaks einer Masse zuordnen.

## 18.2 Fehlerbetrachtung

Die SI-Spektren für ein ausgewähltes Stoßsystem (gleiche Projektilenergie, -masse, -ladung, Targetstelle, etc.) werden bei gleicher Projektilnormierung und bei gleicher Strahlstromintensität in mehreren Meßläufen aufgenommen. Diese Aufteilung in mehrere Meßläufe hat den Vorteil, daß das Risiko, große Datenmengen aufgrund technischer Probleme zu verlieren, minimiert wird. Andererseits erlaubt es den Vergleich der

einzel gemessenen Spektren untereinander. Dadurch können statistische und systematische Schwankungen in der SI-Ausbeute eines ausgewählten Stoßsystems festgelegt bzw. abgeschätzt werden.

Die gemessenen Ausbeuten  $Y$  können als poissonverteilt angenommen werden, da die Wahrscheinlichkeit für das Auslösen eines SI aus der Targetoberfläche durch ein Projektil sehr gering ist (zwischen 2 % und 5 %). Der statistische Fehler der Ausbeute beträgt  $\sqrt{Y}$ .

Systematische Fehler basieren dagegen auf Mängel in der Justierung und Präparation des Versuchaufbaus, sowie der Ungenauigkeit der Meßinstrumente. Darüber hinaus können Schwankungen des Strahlstroms bei einer Erhöhung zum Anstieg der Blindzählrate der Channeltron- bzw. Multichannelplate-Detektoren führen. Dies bewirkt einen Anstieg des Untergrunds im Flugzeitspektrum (zufällige Koinzidenzen). Der systematische Fehler beträgt typischerweise 5 %, bis 10 %.

Bei Messungen der SI-Emission in Abhängigkeit der Targettemperatur entsteht aufgrund der Nichtlinearität des Pt-100 Meßwiderstands vom linearen Widerstandswert bei steigender Temperatur, ein weiterer systematischer Fehler, bis zu 5 % betragen (siehe Kapitel 16.2). Um diesen Meßfehler möglichst gering zu halten wird durch die Heizsteuerung des Targethalters eine Linearisierung des Widerstandsverlaufs über den gesamten Temperaturbereich durchgeführt. Durch die Linearisierung des Pt-100 konnte der systematische Fehler auf  $< 1\%$  gesenkt werden. Durch evtl. geringfügige Temperaturschwankungen, an dem Targethalter aufgrund des Aufheizvorgangs entsteht ein weiterer systematischer Fehler, der mit steigender Targettemperatur anwächst und maximal 10 % betragen. In der Auswertung der Flugzeitspektren kann ein weiterer Fehler durch die Massenauflösung (maximal  $m/\Delta m = 33$ ) des Flugzeitspektrometers entstehen. Ab der Masse  $\geq 35$  überlagern sich die Massenpeaks der Kohlenwasserstoffionen, so daß eine Auswertung nur durch einen Gaußfit möglich ist [Wün99]. Der Fit der Massenpeaks mit der Gaußfunktion beinhaltet jedoch einen Fehler bis zu 25 %. Aus diesem Grunde kam diese Auswertemethode nicht zur Anwendung. Da jedoch alle Kohlenwasserstoffionen ein ähnliches Emissionsverhalten aufweisen, wurden die schweren Kohlenwasserstoffionen  $\geq 35$  zu ganzen  $C_xH_y$ -Gruppen zusammengefaßt und als eine gemeinsame Gruppe ausgewertet.



**Teil IV****Ergebnisse und Diskussion**



## Einleitung

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung der Emission von Sekundärionen (SI), die aus der Ion-Festkörper Wechselwirkung resultiert. SI-Ausbeuten sind dem Experiment zugängliche Größen eines Ion-Festkörper Stoßes, sie beinhalten Informationen in bezug auf die Dynamik des elektronischen Zerstäubungsprozesses (Desorption).

Die von einem Festkörpertarget emittierten SI werden in Koinzidenz mit den Projektilionen gemessen. Dadurch ist einerseits eine Massenseparation der SI möglich und andererseits kann aus den Ausbeuten der SI auf ihr Emissionsverhalten geschlossen werden. Durch systematische Variation von Projektil- und Targeteigenschaften wurde deren Einfluß auf die SI-Emission im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens  $(dE/dx)_e$  des Projektils untersucht.

Die Diskussion der Ergebnisse aus den Untersuchungen zum Einfluß der Projektil- und Targeteigenschaften auf die SI-Emission bilden zwei Themenkomplexe, die über Fragen nach den Emissions- und Produktionsmechanismen sowie dem Entstehungsort der SI miteinander verknüpft sind.

Im ersten Teil des ersten Komplexes (Kapitel 19.1) wird der Einfluß der Projektilgeschwindigkeit auf die SI-Emission untersucht. Die experimentellen Ergebnisse dieser Messungen lassen sich sehr gut mit einem jüngst entwickelten theoretischen Modell beschreiben. Hierfür wurde zunächst ein einfaches Projektilsystem ( $H^+$ ) gewählt, da es durch seine einfache Struktur die Zahl der möglichen Reaktionskanäle einschränkt, so daß eine angemessene Beschreibung der SI-Ausbeuten durch das neue Emissionsmodell ermöglicht wird. Darüber hinaus wurde auch ein komplexeres Projektilsystem ( $N^{q_{equ}}$ , mit  $q_{equ}$  dem mittleren Gleichgewichtsladungszustand) zur Verifikation des Modell eingesetzt.

Im zweiten Teil des ersten Komplexes (Kapitel 19.2) wird der Einfluß der Projektilmasse auf die Emissionscharakteristik der SI behandelt. Diese Messungen der SI-Ausbeuten bei konstanter spezifischer Projektilenergie bilden die Grundlagen zur Untersuchung der Energiedichteänderung bzw. der lokalen Temperatur innerhalb einer Teilchenspur mit konstantem Spurvolumen.

Der Einfluß des Projektilanfangsladungszustands auf die SI-Emission wird im dritten Teil des ersten Themenkomplexes (Kapitel 19.3) untersucht. Diese Messungen geben Hinweise auf den Produktionsmechanismus und Entstehungsort der SI an der Targetoberfläche. Darüber hinaus wird in diesem Kontext eine wirkungsvoll einfache Methode vorgestellt, die es gestattet mit Hilfe der SI-Emission den mittleren Gleichgewichtsladungszustand nach dem Passieren des Projektils durch das Target zu bestimmen. Die experimentellen Befunde dieser Messungen führen zu sehr guten Übereinstimmungen mit den berechneten Größen.

Im zweiten Themenkomplex (Kapitel 20) wird aus der Änderung der Targettemperatur die Bindungsenergie und die Bindungsart der SI, die der Oberflächenschicht entstammen, bestimmt. Aus der Kontamination des Targetvolumens mit Fremdatomen können neben Untersuchungen der Oberflächenemission auch Schlußfolge-

rungen auf die SI-Emission aus dem Festkörpervolumen gezogen werden.

Alle vorgestellten Ergebnisse bilden eine Grundlage für Untersuchungen der Spurentstehungsmechanismen in Festkörpern mit Hilfe von SI. Durch gezielte Kontamination der Festkörperoberflächen können die nach der Ion-Festkörper Wechselwirkung emittierten SI als Boten für das Studium der Spurentstehung eingesetzt werden, da sie Informationen über die Evolution des Entstehungsprozesses der Teilchenspur beinhalten.

## 19 Variation von Projektileigenschaften

### 19.1 Geschwindigkeitseffekt

In Stößen zwischen schnellen (MeV) atomaren Projektilen und einem Festkörpertarget deponiert das Projektil in kurzer Zeit ( $\sim 10^{-17} s$ ) in der Oberflächenregion des Targets einen Teil seiner kinetischen Energie ( $\sim 1 keV$  in den ersten nm unterhalb der Oberfläche) in einem kleinen Volumen ( $\sim 1 nm^3$ ). Die Folge dieser Kollision ist die Emission von SI aus dem Oberflächenbereich des Festkörpertargets. Es ist naheliegend, hieraus auf eine Korrelation zwischen der deponierten Energie und der SI-Ausbeute zu schließen. Es zeigt sich jedoch, daß für den gleichen Betrag an deponierter Energie für schnellere atomare Projektile (BB-Bereich) geringere SI-Ausbeuten gemessen werden gegenüber langsameren Projektilen (LSS-Bereich) [Albe82, Bro82, Håk93, Neu97a, Per98a]. Dieses Phänomen wird im allgemeinen als Geschwindigkeitseffekt bezeichnet.

Neuere Experimente [Wün98, Neu99] zeigen zum ersten Mal, daß auch die Emission sekundärer Elektronen von der Projektileintrittsoberfläche einen Geschwindigkeitseffekt aufweist. Dies ist insofern erstaunlich, da die theoretischen Modelle von einer Proportionalität zwischen Sekundärelektronenausbeute  $\gamma$  und dem elektronischen Bremsvermögen ausgehen [Ster57, Kos89]. Eine ausführliche Beschreibung des Geschwindigkeitseffekts für Sekundärelektronen ist bei R. Wünsch [Wün99] zu finden.

Zur Messung der SI-Ausbeuten wurde  $H^+$  als Projektil verwendet. Der Vorteil dieses Projektils liegt darin, daß es das einfachste atomare System ist. Außerdem wird mit diesem Projektil die Zahl möglicher Reaktionskanäle, bei denen z.B. der Projektilladungszustand einen Einfluß auf die SI-Emission ausüben könnte, stark eingeschränkt. Bisher gibt es nur sehr wenige Messungen für leichte Projektile wie H und He, die die SI-Ausbeuten im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens  $(dE/dx)_e$  untersuchen [Bes81, Bro82, Neu97a], so daß weitere Messungen notwendig sind, um ein adäquates Bild der Emissionsmechanismen für die große Anzahl der Projektil-Target Kombinationen wiederzugeben.

Um den Bereich des Maximums des elektronischen Bremsvermögens des  $H^+$ -Projektils überstreichen zu können (siehe Abb. 40), wurde mit dem 2,5 MV Van de Graaff-Beschleuniger am IKF zunächst Methan beschleunigt und in einem Gasstripper in seine Bestandteile aufgebrochen (siehe Kapitel 12.1.3). Das  $H^+$ -Projektil wur-

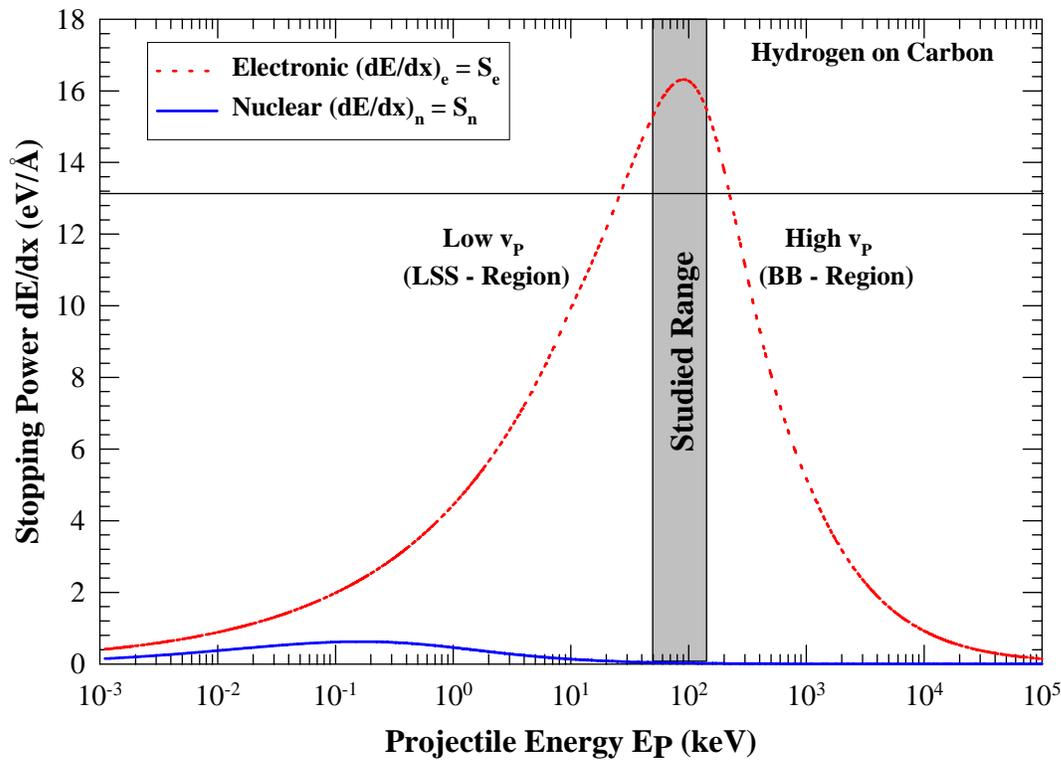


Abbildung 40: Das Bremsvermögen von  $H^+$ -Projektile in Kohlenstoff berechnet mit dem TRIM-Programm [Trim93]. Der in dieser Arbeit untersuchte Bereich ist dunkel getönt dargestellt. Die horizontale Linie gibt ein willkürlich gewähltes konstantes Bremsvermögen bei zwei unterschiedlichen Projektilgeschwindigkeiten an.

de anschließend mit dem Analysiermagneten selektiert. Dadurch war das Studium der SI-Emission bei Projektilgeschwindigkeiten von 50 bis 140 keV/u möglich. Die  $H^+$ -Projektile wurden unter HV-Vakuumbedingungen ( $5 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$ ) auf 525 Å dicke freitragende amorphe C-Targets (siehe Kapitel 13.1) geschossen. Die Targetoberfläche war mit einem Kohlenwasserstoff-Wasserdampfgemisch kontaminiert (siehe Kapitel 13.4). Die Messung der SI-Ausbeuten erfolgte von der Projekteintrittsoberfläche mit einem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer (siehe Kapitel 14.3). Aufgrund der sehr geringen Emissionsausbeuten mit dem  $H^+$ -Projektil wurde auf  $8,024 \cdot 10^6$  Projektile normiert. Der Projektilstrom lag dabei im Durchschnitt bei 100 Projektile pro Sekunde.

Da das Interesse der Änderung der SI-Ausbeuten mit der  $H^+$ -Projektilenergie galt, wurde auf eine hohe Massenauflösung des Flugzeitspektrometers verzichtet, so daß bei allen folgenden Messungen mit dem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer alle Kohlenwasserstoffionen ab der Masse  $27^+$  als ganze  $C_xH_y$ -Gruppen untersucht wurden, da die Konstituenten einer  $C_xH_y$ -Gruppe im allgemeinen gleiches Emissionsverhalten aufweisen (siehe Kapitel 20).

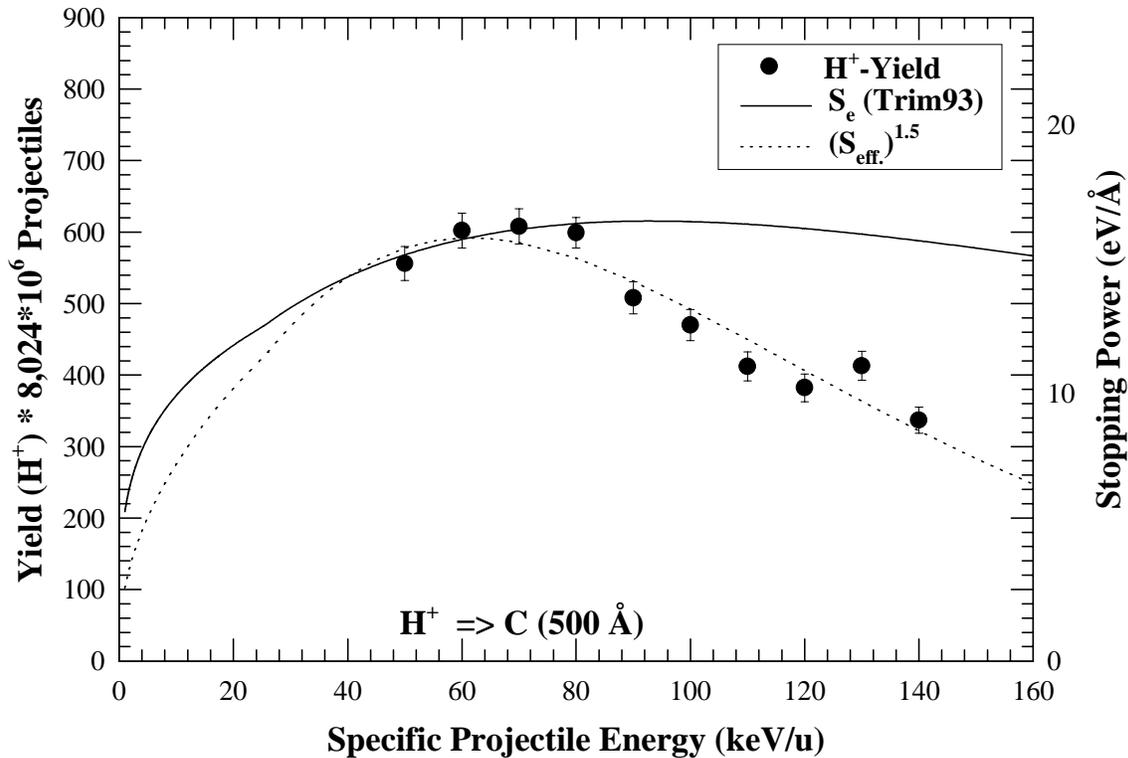


Abbildung 41: Relative  $H^+$ -SI-Ausbeuten von der Projektileintrittsfläche eines mit  $H^+$ -Projektile beschossenen Kohlenstofftargets. Die Ausbeuten sind als Funktion der spezifischen Projektilenergie dargestellt und zeigen zum Vergleich das elektronische Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$  nach TRIM93 [Trim93] (durchgezogene Linie) und das effektive Bremsvermögen  $(dE/dx)_{eff.}$  (gestrichelte Linie) nach dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00].

### 19.1.1 $H^+$ induzierte Sekundärionenemission

Die Untersuchung von Desorptionsausbeuten in Abhängigkeit von der Projektilenergie beinhaltet Informationen, die dem Mechanismus der SI-Emission zugrunde liegen.

In Abb. 41 ist die relative Ausbeute von  $H^+$ -SI aus der Projektileintrittsseite der Festkörperoberfläche als Funktion der spezifischen  $H^+$ -Projektilenergie  $E_P$  dargestellt. Zum Vergleich der  $H^+$ -Ausbeuten mit den Ausbeuten der  $C_xH_y^+$ -SI ist in Abb. 42 die relative Ausbeute von  $C_5H_y^+$ -SI als Funktion der spezifischen  $H^+$ -Projektilenergie dargestellt. Zu diesem Vergleich wurde willkürlich das schwerste der  $C_xH_y^+$ -SI gewählt. Das Ausbeuteverhalten der  $C_5H_y^+$ -Gruppe ist aber symptomatisch für die  $C_2H_y^+$ -,  $C_3H_y^+$ - und  $C_4H_y^+$ -Gruppe.

Die Ausbeuten der  $H^+$ - und der  $C_xH_y^+$ -SI wachsen zunächst im gemessenen Energiebereich von 50 keV/u bis 140 keV/u mit der Projektilgeschwindigkeit an und erreichen ein Maximum bei etwa  $E_P \approx 60 \text{ keV/u}$ . Danach nehmen die SI-Ausbeuten

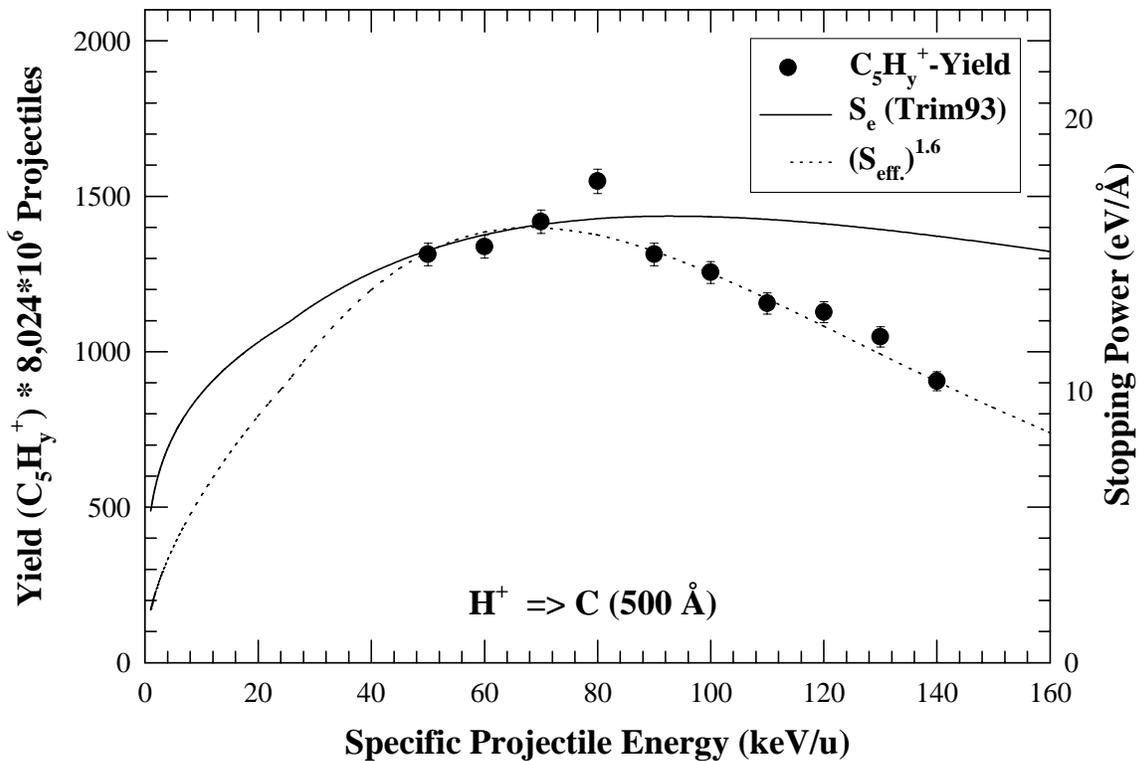


Abbildung 42: Relative  $C_5H_y^+$ -SI-Ausbeuten von der Projekteintrittsoberfläche eines mit  $H^+$ -Projektile beschossenen Kohlenstofftargets. Die Ausbeuten sind als Funktion der spezifischen Projektilenergie dargestellt und zeigen zum Vergleich das elektronische Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$  nach TRIM93 [Trim93] (durchgezogene Linie) und das effektive Bremsvermögen  $(dE/dx)_{eff.}$  (gestrichelte Linie) nach dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00].

mit steigender Projektilgeschwindigkeit wieder ab. Der Anstieg der Ausbeuten im niederenergetischen LSS-Bereich ist dabei größer als die Abnahme der Ausbeuten im hochenergetischen BB-Bereich. Dieses Ergebnis wird deutlicher in Messungen von SI-Ausbeuten mit He-Projektile [Neu97a, Neu97b].

Im gemessenen Energiebereich ist das nukleare Bremsvermögen gegenüber dem elektronischen Bremsvermögen des  $H^+$ -Projektile vernachlässigbar, so daß nukleare Mechanismen, die zur SI-Emission beitragen, ignoriert werden können.

Zur Überprüfung der Linearität der SI-Ausbeuten mit der vom  $H^+$ -Projektile im C-Target deponierten Energie ist in den Abb. 41 und 42 das elektronische Bremsvermögen des Projektile als durchgezogene Linie aufgetragen. Die Werte für das elektronische Bremsvermögen des  $H^+$ -Projektile im C-Target wurden mit dem TRIM-Programm bestimmt [Trim93]. Das Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$  wurde dabei auf die Ausbeutedaten in der Form  $Y_{SI} = A \cdot (dE/dx)_e$  normiert, wobei A eine Konstante

darstellt.

In den Abb. 41 und 42 ist zwischen dem Maximum des theoretisch errechneten elektronischen Bremsvermögens und dem gemessenen Maximum der SI-Ausbeuten eine deutliche Abweichung zu erkennen. So liegt die Position des nach TRIM93 [Trim93] berechneten Peak-Maximums bei etwa  $E_p \approx 100 keV/u$ . Das Ausbeute-Maximum aller SI ist somit gegenüber dem Maximum des elektronischen Bremsvermögens zu niedrigen Projektilgeschwindigkeiten verschoben:

$$E_P(Y_{SI}^{Max}) \approx 0,67 \cdot E_P \left( \frac{dE}{dx} \right)_e^{Max} \quad (99)$$

Dieses Resultat stimmt sehr gut mit Messungen an He-Projektilen überein, die mit der Flugzeit- [Neu97a] oder mit der Rutherford-Rückstreu-Spektroskopie (RBS) vorgenommen wurden [Bes81, Bro82]. Die Tatsache, daß das Ausbeutemaximum  $Y_{SI}^{Max}$  nicht mit dem  $(dE/dx)_e$ -Maximum zusammenfällt, ist ebenfalls mit schweren Projektilen ( $m_p > He$ ) beobachtet worden [Seib82, Håk82, Per98a].

Werden die gleichen Daten für die SI-Ausbeuten, wie in den Abb. 41 und 42, als Funktion des nach TRIM93 [Trim93] berechneten elektronischen Bremsvermögens (siehe Abb. 43) dargestellt, so wird eine "henkelförmige" Kurve erhalten, die dem gleichen elektronischen Bremsvermögen (z.B.  $16 eV/\text{Å}$ ) zwei verschiedene SI-Ausbeuten zuordnet. Die Abb. 43 besteht, bezogen auf die Projektilgeschwindigkeit, aus einem niederenergetischen Zweig (LSS-Bereich) und einem hochenergetischen Zweig (BB-Bereich). Die SI-Ausbeuten im niederenergetischen Zweig sind gegenüber den Ausbeuten im hochenergetischen Zweig erhöht. Das Verhältnis  $R = Y_{LSS}/Y_{BB}$  zwischen Ausbeuten aus dem LSS- und dem BB-Bereich beim gleichen elektronischen Bremsvermögen ( $16 eV/\text{Å}$ ) liegt für alle SI innerhalb des Intervalls von  $1,5 < R < 1,7$ .

Die Ergebnisse unterstreichen den nichtlinearen Zusammenhang zwischen den  $H^+$ -,  $C_2H_y^{+-}$ -,  $C_3H_y^{+-}$ -,  $C_4H_y^{+-}$ -,  $C_5H_y^{+-}$ - SI-Ausbeuten und dem elektronischen Bremsvermögen des  $H^+$ -Projektils. Sie geben einen Hinweis darauf, daß das elektronische Bremsvermögen nach TRIM93 nicht die geeignete Funktion, zur Beschreibung der SI-Emission ist.

Eine Alternative bietet die Einführung eines effektiven Bremsvermögens des Projektils, der eine kritische Energiedichte  $\varepsilon_c$  enthält, ab der die SI-Emission stattfinden kann [Per98a, Per00]. In den Abb. 41 und 42 ist das effektive Bremsvermögen  $(dE/dx)_{eff}$  als gestrichelte Linie aufgetragen. Es zeigt sich, daß das effektive Bremsvermögen  $(dE/dx)_{eff}$  in guter Übereinstimmung die experimentellen SI-Ausbeuten im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens des  $H^+$ -Projektils beschreibt. Bevor jedoch die Diskussion der Ergebnisse fortgesetzt wird, sollen im folgenden Abschnitt zunächst die theoretischen Ansätze zur Herleitung des effektiven Bremsvermögens vorgestellt werden.

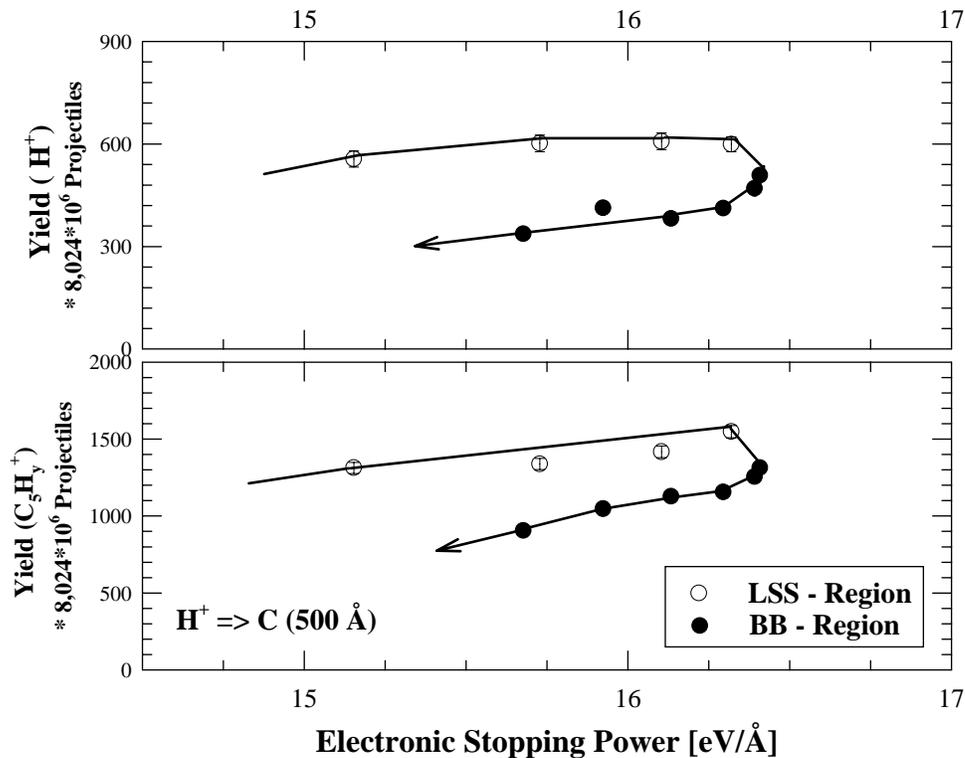


Abbildung 43: Relative  $H^+$ - (Abb. oben) und  $C_5H_y^+$ -SI-Ausbeuten (Abb. unten) als Funktion des elektronischen Bremsvermögens des  $H^+$ -Projektils [Trim93]. Die Abbildungen zeigen die Zweige der niederenergetischen LSS-Region und der hochenergetischen BB-Region. Die SI-Ausbeuten in der LSS-Region sind gegenüber den Ausbeuten in der BB-Region erhöht. Dem gleichen Bremsvermögen können so zwei unterschiedliche Ausbeuten zugeordnet werden. Hierin spiegelt sich die unterschiedliche radiale Energiedichteverteilung in der Teilchenspur wieder. Die Pfeilspitzen zeigen in Richtung wachsendem  $v_P$ .

### 19.1.2 Kritisches-Energiedichte-Modell

In einer vereinfachten Darstellung der SI-Emission wird im Kritischen-Energiedichte-Modell nur die Energiedeposition des Projektils, beim Passieren eines Festkörpers, berücksichtigt. Prozesse hingegen, die die Energiedeposition und Energieverteilung im Festkörpertarget beschreiben, werden außer Betracht gelassen. Die Auswirkungen dieser Prozesse (z.B. Wärmediffusion, Elektronenschauer, etc.) auf die Emission von SI lassen sich im allgemeinen durch eine Energiedichte  $\varepsilon$  beschreiben [Hed85, Sun86, Del88, Spo90, Wie92, Rei93, Sun93].

Die Energiedichte ist von der Projektilgeschwindigkeit  $v_P$  über die Radien des Spurrkerns und des Spurrhalos  $r_{Kern} < r_{Halo}$  (siehe Kapitel 5.1), sowie über das elektronische Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$  (siehe Kapitel 3) abhängig. Der Zusammenhang

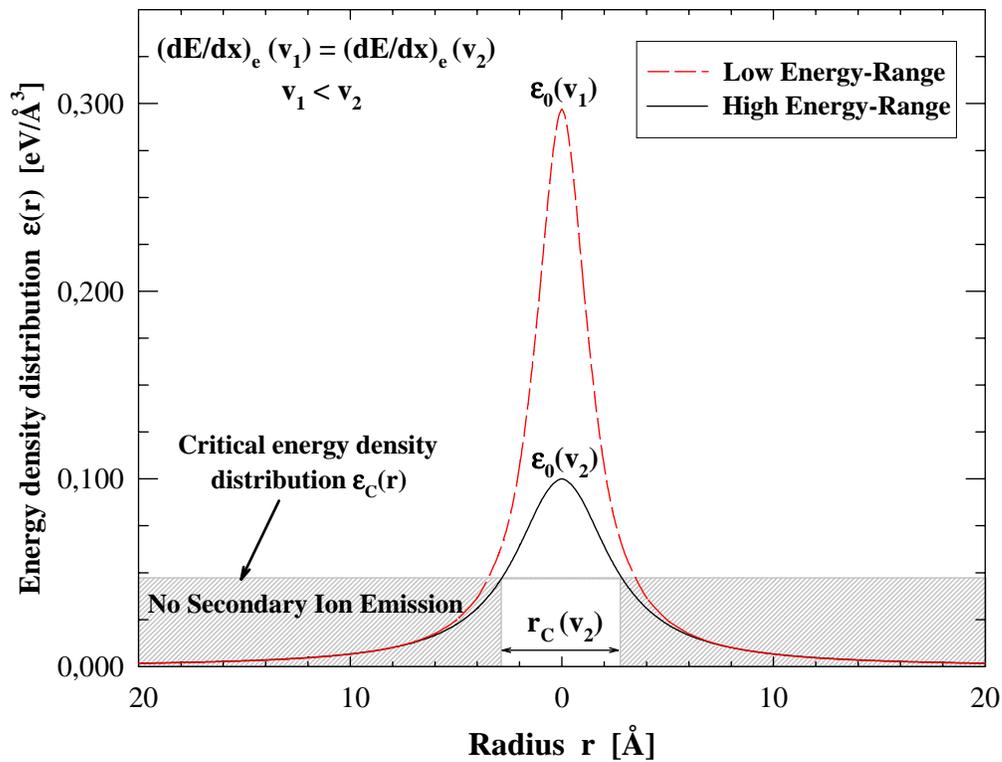


Abbildung 44: Die Energiedichte  $\varepsilon(r, v_P)$  als Funktion des Abstands  $r$  von der Spurachse. Die Energiedichteverteilung innerhalb der Teilchenspur ist für den niederenergetischen (LSS-Bereich) und den hochenergetischen (BB-Bereich) bei konstantem elektronischen Bremsvermögen  $(dE/dx)_e = 15 \text{ eV/\AA}$  dargestellt. Im Modell nach Pereira et al. [Per98a, Per00] gibt es eine kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$ . Nur oberhalb dieser Schwelle kann SI-Emission aus einem kritischen Spurbereich  $r_C$  stattfinden.

zwischen der durchschnittlichen Anzahl der  $\delta$ -Elektronen, die radial zur Projektiltrajektorie ein Volumenelement der Teilchenspur durchqueren und der radial zur Trajektorie abfallenden Energiedichte  $\varepsilon(r)$  ist sehr grob. Der beobachtete Geschwindigkeitseffekt in der Desorptionsausbeute (siehe Kapitel 19.1.1) kann dennoch in guter quantitativer Übereinstimmung mit dem kürzlich entwickelten Modell nach Pereira et al. [Per98a, Per00] durch die Einführung einer, für die SI-Emission, kritischen Energiedichte  $\varepsilon_C(r)$  und eines effektiven Bremsvermögens  $(dE/dx)_{eff} = S_{eff}$  beschrieben werden.

Zur analytischen Berechnung des effektiven Bremsvermögens wird im Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00] die vom Projektil deponierte Energiedichte innerhalb des Spurvolumens durch die Funktion:

$$\varepsilon(r) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_0}{1 + (r/r_{Kern})^2} & \text{falls } r \leq r_{Halo} \\ 0 & \text{falls } r > r_{Halo} \end{cases} \quad (100)$$

beschrieben. Für  $r > r_{Halo}(v_P)$  wird die Funktion  $\varepsilon(r, v_P)$  gleich Null gesetzt, da die aus dem Spurrkern ausgestoßenen  $\delta$ -Elektronen ihre Energie nicht außerhalb des Spurrhalos deponieren und so dort auch keine Defekte erzeugen. Eine weitere entscheidende Annahme in diesem Modell ist, in Übereinstimmung mit anderen Modellen [Hed85, Sun86], daß die Energiedichte radial zur Trajektorie mit  $1/r^2$  abfällt.

Die Energiedichte  $\varepsilon_0(v_P)$  entlang der Trajektorie ( $r = 0$ ) wird aus der Integration der Glg. (100) erhalten

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \int_0^{r_{Halo}} 2\pi\varepsilon(r)r dr \Rightarrow \varepsilon_0 = \frac{(dE/dx)_e}{\pi r_{Kern}^2 \ln[1 + (r_{Halo}/r_{Kern})^2]} \quad (101)$$

Abb. 44 zeigt dazu schematisch die Energiedichtefunktion  $\varepsilon_0(v_P)$  für zwei unterschiedliche Projektilgeschwindigkeiten  $v_1 < v_2$ . Die Geschwindigkeiten sind dabei so gewählt, daß  $(dE/dx)_e(v_1) = (dE/dx)_e(v_2)$  ist. Bei niedriger Projektilgeschwindigkeit  $v_1$  ist die vom Projektil im Festkörper deponierte Energie in der Nähe der Trajektorie konzentriert, da das Projektil eine wesentlich dünnere Spur als bei hoher Geschwindigkeit  $v_2$  produziert (siehe Kapitel 5.1). Dementsprechend ist die vom Projektil im Festkörper deponierte Energiedichte  $\varepsilon$  bei niedriger Projektilgeschwindigkeit  $v_1$  höher als bei hoher Geschwindigkeit  $v_2$ , so daß dies zu einer höheren SI-Ausbeute  $Y(v_1) > Y(v_2)$  bei gleichem Bremsvermögen führt. Die SI-Emission von der Festkörperoberfläche kann jedoch nur dann erfolgen, wenn das Projektil innerhalb der Teilchenspur mindestens eine kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$ , die vom Targetmaterial abhängig ist, deponiert.

Die kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$  definiert einen kritischen Radius  $r_C$ , innerhalb dessen die SI-Emission stattfinden kann:

$$\varepsilon_C = \varepsilon_r(r_C) \Leftrightarrow r_C = r_{Kern} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_C} - 1} \quad (102)$$

Nur wenn die Energiedichte  $\varepsilon(v_P)$  die kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$   $\varepsilon(v_P) > \varepsilon_C$  innerhalb der Teilchenspur überschreitet, können atomare Bindungen durch Sekundärelektronen-Kaskaden aufgebrochen werden und nur dann kommt es zur Emission von SI von der Targetoberfläche aus dem Spurbereich  $r < r_C$ .

Aus der Integration der kritischen Energiedichte  $\varepsilon_C$  mit  $r_C$  als Integrationslimit läßt sich ein effektives Bremsvermögen für die SI-Emission berechnen:

$$\begin{aligned}
S_{eff.} = \int_0^{r_C} 2\pi\varepsilon(r) r dr &= \left(\frac{dE}{dx}\right)_e \frac{\ln(1 + (r_C/r_{Kern})^2)}{\ln[1 + (r_{Halo}/r_{Kern})^2]} \\
&= \left(\frac{dE}{dx}\right)_e \frac{\ln(\varepsilon_0/\varepsilon_C)}{\ln[1 + (r_{Halo}/r_{Kern})^2]} \quad (103)
\end{aligned}$$

### 19.1.3 Teilchenspur und Sekundärionenemission

Das effektive Bremsvermögen ( $S_{eff.} = (dE/dx)_{eff.}$ , siehe Glg. (103)) aus dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00] wird zur Beschreibung der SI-Ausbeuten  $Y_{SI}$  (siehe Abb. 41 und 42) benutzt, wobei die kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$  als freier Parameter durch einen Fit an die experimentellen Daten angepaßt wird. Die SI-Ausbeuten  $Y_{SI}$  sind mit dem effektiven Bremsvermögen über die folgende Gleichung verknüpft:

$$Y_{SI} = A \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{eff.}^n \quad (104)$$

Hierbei sind A und n freie Fitparameter, die zur Normierung der experimentellen Daten  $Y_{SI}$  dienen. Ihnen liegt keine physikalische Bedeutung zugrunde. Einzig und allein dem Fitparameter  $\varepsilon_C$  kommt eine physikalische Bedeutung zu;  $\varepsilon_C$  beschreibt eine vom Targetmaterial abhängige kritische Energiedichte, die zur Emission von SI notwendig ist.

Die beste Anpassung der Fitparameter an die experimentellen Daten ist in den Abb. 41 und 42 durch die gestrichelte Linie markiert. In der Tabelle 4 sind die Parameterwerte für alle untersuchten SI, die von einem C-Target unter Beschuß mit Protonen von der Targetoberfläche emittiert werden, dargestellt. Die experimentellen Daten stimmen hervorragend mit dem berechneten effektiven Bremsvermögen überein. Aus Tabelle 4 ist ebenso zu entnehmen, daß die kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$  mit der SI-Sorte variiert. So beträgt die kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$ , um das  $H^+$ -SI von der C-Targetoberfläche zu emittieren, rund  $30 \text{ meV}/\text{Å}^3$ , während  $\varepsilon_C$  für die  $C_xH_y^+$ -SI-Emission zwischen 5 und  $15 \text{ meV}/\text{Å}^3$  liegt. Da die Energiedichte  $\varepsilon$  quadratisch mit dem radialen Abstand r von der Projektiltrajektorie abnimmt, bedeutet dies physikalisch, daß SI, denen eine hohe kritische Energiedichte  $\varepsilon_C$  zugeordnet wird, aus einem Bereich mit geringem radialem Abstand  $r < r_C$  zur Trajektorie emittiert werden. Je geringer  $\varepsilon_C$ , desto weiter entfernt von der Trajektorie ist der Emissionsort des SI. Da der kritische Spurradius  $r_C$ , innerhalb dessen SI-Emission stattfinden kann, abhängig von der Projektilgeschwindigkeit ist, wird im folgenden ein mittlerer kritischer Spurradius  $\bar{r}_C$  für die gemessenen Projektilgeschwindigkeitsbereiche angegeben. So zeigen die nach Glg. (102) berechneten mittleren Spurradien  $\bar{r}_C$  (siehe Tabelle 4) für den Geschwindigkeitsbereich von 50 bis  $140 \text{ keV/u}$ , daß die  $H^+$ -SI gegenüber den  $C_xH_y^+$ -SI aus einem Bereich mit kleinerem kritischen Spurradius  $r_C$  emittiert werden. Die mittleren kritischen Spurradien zeigen

Projekttil	Fit	H <sup>+</sup>	C <sub>2</sub> H <sub>y</sub> <sup>+</sup>	C <sub>3</sub> H <sub>y</sub> <sup>+</sup>	C <sub>4</sub> H <sub>y</sub> <sup>+</sup>	C <sub>5</sub> H <sub>y</sub> <sup>+</sup>
	$\varepsilon_C$	30±3	5±1	15±2	6±1	14±1
<sup>1</sup> H <sup>+</sup>	$\bar{r}_C$	5,3±1,0	36,9±5,2	11,6±1,9	30,6±4,4	12,51±2,0
	n	1,52	2,12	1,47	2,54	1,64
<sup>3</sup> He <sup>+</sup>	$\bar{r}_C$	13,9±3,2	89,6±17,8	29,1±6,1	74,4±14,9	31,2±6,5
	n	0,83	1,68	1,70	1,99	2,09

Tabelle 4:  $\varepsilon_C$  und  $n$  sind die Fit-Parameter der Glg. (104) für die beste Anpassung an die SI-Ausbeuten unter <sup>1</sup>H<sup>+</sup>- und <sup>3</sup>He<sup>+</sup>-Beschluß auf ein C-Target. Die Einheit von  $\varepsilon_C$  ist in meV/Å<sup>3</sup> und von  $\bar{r}_C$  in Å angegeben. Die Daten der SI-Ausbeuten unter <sup>3</sup>He<sup>+</sup>-Beschluß entstammen [Neu97b, Neu97a].

somit, daß die H<sup>+</sup>-SI aus dem Bereich des heißen Spurnkerns stammen (etwa 9000K), während die C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-SI aus dem Bereich des kälteren Spurnhalos (rund 3000K) emittiert werden (siehe Kapitel 5.1.1 und 5.1.2). Zu bemerken ist, daß die C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-Gruppen keiner einheitlichen kritischen Energiedichte folgen, sondern Schwankungen aufweisen. Die Schwankungen der kritischen Energiedichte, der einzelnen C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-Gruppen sind vermutlich auf ihre unterschiedlichen Ionisationsenergien zurückzuführen. So weisen die C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-Gruppen mit gerader Anzahl von Kohlenstoffverbindungen ( $x = 2, 4$ ) kleinere Ionisationsenergien, gegenüber C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-Gruppen mit ungerader Anzahl von Kohlenstoffverbindungen ( $x = 3, 5$ ) (vergleiche Tabelle 7). Daraus folgt, wie aus dem Modell der kritischen Energiedichte berechnet wurde, daß C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-Gruppen mit ungerader Anzahl von Kohlenstoffverbindungen näher von der Projektiltrajektorie, als C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-Gruppen mit gerader Anzahl von Kohlenstoffverbindungen, emittiert werden. Auf die unterschiedlichen Emissionsorte und -mechanismen der H<sup>+</sup>-SI und der C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-SI gibt es auch andere experimentelle Hinweise [Mai96, Wün99].

Die quantitativen Resultate der kritischen Energiedichten  $\varepsilon_C$  bestätigen ebenfalls die Annahmen in bezug auf die unterschiedlichen Emissionsmechanismen zwischen den H<sup>+</sup>- und den C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-SI. Für die Kontaminationsschicht (überwiegend Polyphenylether der Dichte  $\rho = 1,198\text{g/cm}^3$  und einem mittleren Molekulargewicht von 454u (siehe Kapitel 13.3)) an der Targetoberfläche entspricht der kritischen Energiedichte von  $\varepsilon_C \approx 30\text{meV/Å}^3$  für das H<sup>+</sup>-SI eine mittlere Energiedichte von 2,08 eV/Atom (Chemisorption). Diese Energie genügt z.B., um die atomare Bindung eines C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-SI aufzubrechen und ein H<sup>+</sup>-SI zu erzeugen. Für die C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-SI hingegen ergeben sich aus der kritischen Energiedichte von rund  $5 < \varepsilon_C < 15\text{meV/Å}^3$  mittlere Energiedichten von 0,35 bis 1,04 eV/Atom (Physisorption). Diese mittlere Energiedichten reichen nicht mehr aus, um atomare Bindungen aufzubrechen, sie sind aber immer noch ausreichend, um Van der Waals- oder Wasserstoff-Brückenbindungen zu brechen, so daß die C<sub>x</sub>H<sub>y</sub><sup>+</sup>-SI als nahezu vollständige Molekülfragmente von der Targetoberfläche emittiert werden können.

Diese Ergebnisse werden durch Messungen von SI-Ausbeuten mit He<sup>+</sup>-

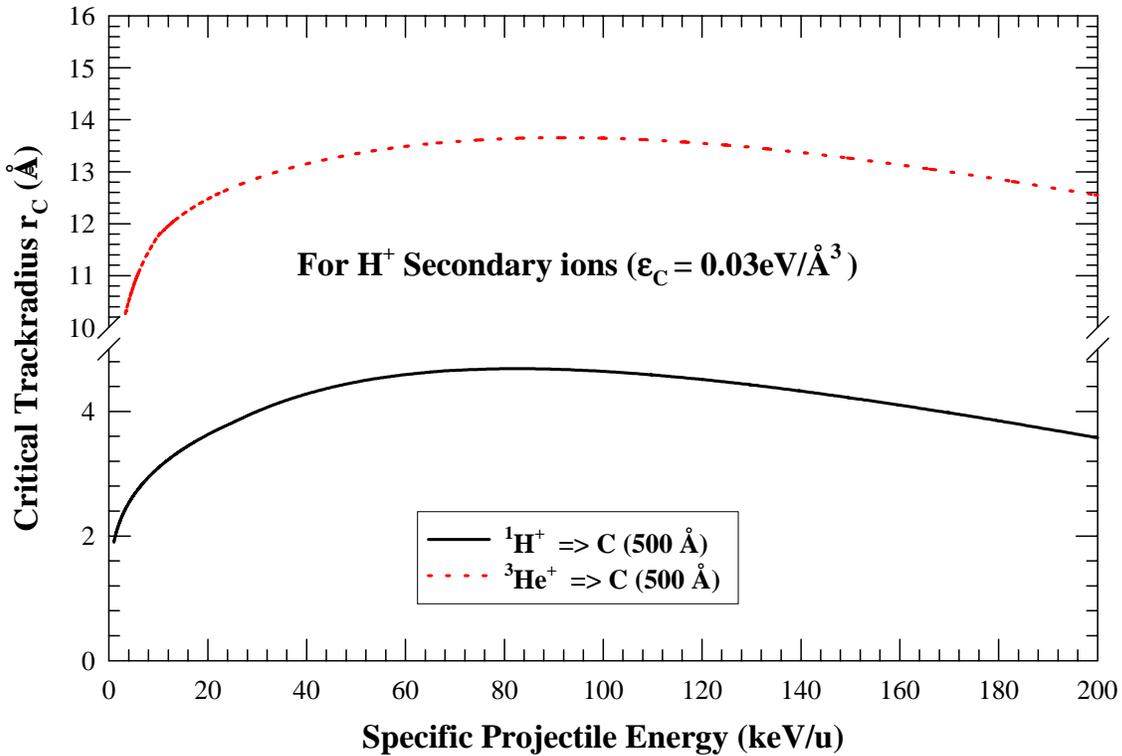


Abbildung 45: Der kritische Spurradius  $r_C$  in Abhängigkeit von der spezifischen  $H^+$ - und  $He^+$ -Projektilenergie. Für die kritische Energiedichte  $\epsilon_C \approx 30 \text{meV}/\text{Å}^3$  kommt es innerhalb dieses Spurradius zur Emission der  $H^+$ -SI.

Projektilen auf C-Targets [Neu97b, Neu97a], die im nahezu gleichen Energiebereich wie für die  $H^+$ -Projektilen durchgeführt wurden, bestätigt.

Da  $\epsilon_C$  eine vom Targetmaterial abhängige Größe ist, wird sie bei der Berechnung des effektiven Bremsvermögens für die SI-Ausbeuten, die durch die  $He^+$ -Projektilen induziert werden, als konstanter Wert für die einzelnen SI-Sorten aufgefaßt (siehe Tabelle 4). Der Fehler für die Beschreibung der SI-Ausbeuten, die durch  $He^+$ -Projektilen induziert wurden, mit den kritischen Energiedichten  $\epsilon_C$ , die aus den Messungen mit den  $H^+$ -Projektilen erhalten wurden, liegt allerdings bei 10 bis 20 %.

Hier zeigt sich, daß das  $H^+$ -SI ebenfalls aus einem kleineren Spurbereich  $r_C$  als die  $C_xH_y^+$ -SI emittiert wird. Die mittleren kritischen Spurradien  $\bar{r}_C$  bei Beschuß mit  $He^+$ -Projektilen sind allerdings um den Faktor 3 größer als bei Protonenbeschuß. Dies ist auch vernünftig, da die größeren mittleren Spurradien  $\bar{r}_C$  für die  $He^+$ -Projektilen zu einer größeren Fläche  $\pi\bar{r}_C^2$  führen, aus der die SI-Emission stattfinden kann. Die größere Fläche  $\pi\bar{r}_C^2$ , die nun zur SI-Emission zur Verfügung steht äußert sich in einer höheren SI-Ausbeute für das  $He^+$ -Projektil im Vergleich zu dem  $H^+$ -Projektil.

Ein Kritikpunkt an diesem Modell besteht allerdings darin, daß die SI-Ausbeuten keine Linearität mit dem effektiven Bremsvermögen zeigen. Der Exponent  $n$  variiert dabei zwischen 0,8 und 2,5.

Dennoch läßt sich der Geschwindigkeitseffekt nach dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00], durch die vom Projektil deponierte Energiedichte hervorragend erklären, die die Variation des Energiedepositionsvolumens mit der Projektilgeschwindigkeit berücksichtigt.

#### 19.1.4 N induzierte $Li^+$ -Emission

Trotz der hervorragenden Beschreibung der durch leichte Projektile induzierten SI-Emission mit dem Modell der kritischen Energiedichte müssen die Messungen hinterfragt werden. Im vorangegangenen Abschnitt wurden die SI untersucht, die einer Kontaminationsschicht entstammen. Der Blick auf die tatsächliche Targetoberfläche bleibt daher durch die Kontaminationsschicht verwehrt. Wie also werden sich die SI der eigentlichen Targetoberfläche im Emissions- und Entstehungsverhalten von den SI der Kontaminationsschicht unterscheiden ?

Kritisch betrachtet werden sollte auch die Verwendung eines definierten Anfangsladungszustands für die  $H^+$ - und die  $He^+$ -Projektile. Da das TRIM-Programm [Trim93] das Bremsvermögen mit einem mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  beschreibt, der sich beim Passieren des Projektils durch das Festkörpertarget einstellt, könnte dies ein Grund sein, weshalb die SI von dem nach TRIM93 berechneten Bremsvermögen so schlecht beschrieben werden. Von weiterem Interesse ist somit, ob die SI-Emission, die von einem Projektil mit einem mittleren Gleichgewichtsladungszustand induziert wird, besser durch das Bremsvermögen nach TRIM [Trim93] oder durch das effektive Bremsvermögen beschrieben wird.

Sollten beide vorgebrachten Kritikpunkte keine wesentlichen Änderungen gegenüber den Messungen mit leichten Projektilen bringen, so stellt sich dennoch die Frage, ob das Modell der kritischen Energiedichte auch für schwere Projektile seine Gültigkeit behält.

Zur Messung der SI-Ausbeuten aus der tatsächlichen Targetoberfläche wurde  $^{14}N^{q_{equ.}}$  als Projektil verwendet. Um den Maximalbereich des elektronischen Bremsvermögens für das Stickstoff-Projektil überstreichen zu können, wurde der niederenergetische LSS-Bereich und das Maximum mit dem 4 MV Van de Graaff-Beschleuniger am PUC, das Maximum und der hochenergetische BB-Bereich mit dem 7 MV Van de Graaff-Beschleuniger am IKF vermessen (siehe Kapitel 12.1). Eine Normierung paßte die SI-Ausbeuten der beiden Messungen aneinander an.

Die  $^{14}N^{q_{equ.}}$ -Projektile passierten unter HV-Vakuumbedingungen (etwa  $5 \cdot 10^{-6} hPa$ ) zunächst eine 500Å dicke freitragende amorphe C-Folie, bevor sie auf das Target trafen. Die C-Folie befand sich etwa 300 mm vom Target entfernt und diente zur Umwandlung des definierten Anfangsladungszustands  $q_i$  in einen mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  des Projektils.

Als Target wurde ein polykristallines 500 Å dickes LiF-Target verwendet, das auf

ein 200 Å dickes C-Substrat aufgedampft war (siehe Kapitel 13.1.1). Der Vorteil eines Alkalihalogenid-Targets gegenüber einem leitenden Target liegt darin, daß es auch bei inelastischen Stoßprozessen zur Emission von Li- und F-Ionen kommt, während bei leitenden Targets keine Emission des eigentlichen Targetmaterials beobachtet wird [Betz94]. Darüber hinaus stellt das LiF-Target eine einfache kristallographische und ionische Struktur dar. Beim LiF-Target wurde ausschließlich das Emissionsverhalten des  $Li^+$ -SI untersucht. Aufgrund geringer  $F^-$ -Ausbeuten entfiel die Untersuchung dieses negativen SI.

Die Messung der  $Li^+$ -Ausbeuten erfolgte von der Projektileintrittsoberfläche der LiF-Seite mit dem linearen Flugzeitspektrometern (siehe Kapitel 14.2). Der Projektilstrom lag im Durchschnitt bei 1000 Projektilen pro Sekunde.

### 19.1.5 Ergebnisse und Diskussion der $N^{q_{equ}}$ induzierten $Li^+$ -Emission

In Abb. 46 wird die relative Ausbeute  $Y_{SI}$  des  $Li^+$ -SI aus der Projektileintrittsoberfläche des LiF-Targets in Abhängigkeit von der spezifischen  $^{14}N^{q_{equ}}$ -Projektilenergie (0,036 MeV/u bis 1,5 MeV/u) gezeigt.

Die  $Li^+$ -Ausbeute wächst zunächst stark mit steigender Projektilgeschwindigkeit an und erreicht ein Maximum bei etwa 0,179 MeV/u. Mit weiterer steigender Projektilgeschwindigkeit sinkt die  $Li^+$ -Ausbeute wieder ab. Ebenso wie bei den SI aus einer Kontaminationsschicht wird bei der Messung der  $Li^+$ -Ausbeute beobachtet, daß die Ausbeuten bei gleichem elektronischen Bremsvermögen im niederenergetischen LSS-Bereich größer sind, als die Ausbeuten im hochenergetischen BB-Bereich (siehe Abb.47). Wie in Kapitel 18.2 dargelegt, stellen die in der Abb. 46 gezeigten Fehlerbalken die relativen Fehler der SI-Messung dar. Da die Messung der  $Li^+$ -Ausbeuten am PUC und am IKF mit unterschiedlichem experimentellen Aufbau durchgeführt und die jeweiligen Meßabschnitte aufeinander normiert wurden, ist der relative Fehler höher als bei Messungen der SI-Ausbeuten mit leichten Projektilen.

Abb. 46 zeigt, daß das elektronische Bremsvermögen des  $^{14}N$ -Projektils die  $Li^+$ -Ausbeuten nur unvollständig beschreibt. Die Werte für das elektronische Bremsvermögen des N-Projektils wurden mit dem TRIM-Programm berechnet [Trim93]. Die Beschreibung der  $Li^+$ -Ausbeute durch das elektronische Bremsvermögen im niederenergetischen LSS-Bereich ist recht gut, was auch für die Messung der SI-Ausbeuten die mit leichten Projektilen gemessen wurden gilt [Neu97a, Neu99]. Die Beschreibung der  $Li^+$ -Ausbeuten durch das elektronische Bremsvermögen versagt jedoch im Maximum und im hochenergetischen BB-Bereich. So ist zwischen dem Maximum des theoretisch berechneten elektronischen Bremsvermögens und dem gemessenen Maximum der  $Li^+$ -Ausbeute eine deutliche Abweichung zu erkennen. Die Position des Peak-Maximums für das LiF-Targetsystem, berechnet nach TRIM93, liegt bei etwa 0,357 MeV/u. Daraus ergibt sich:

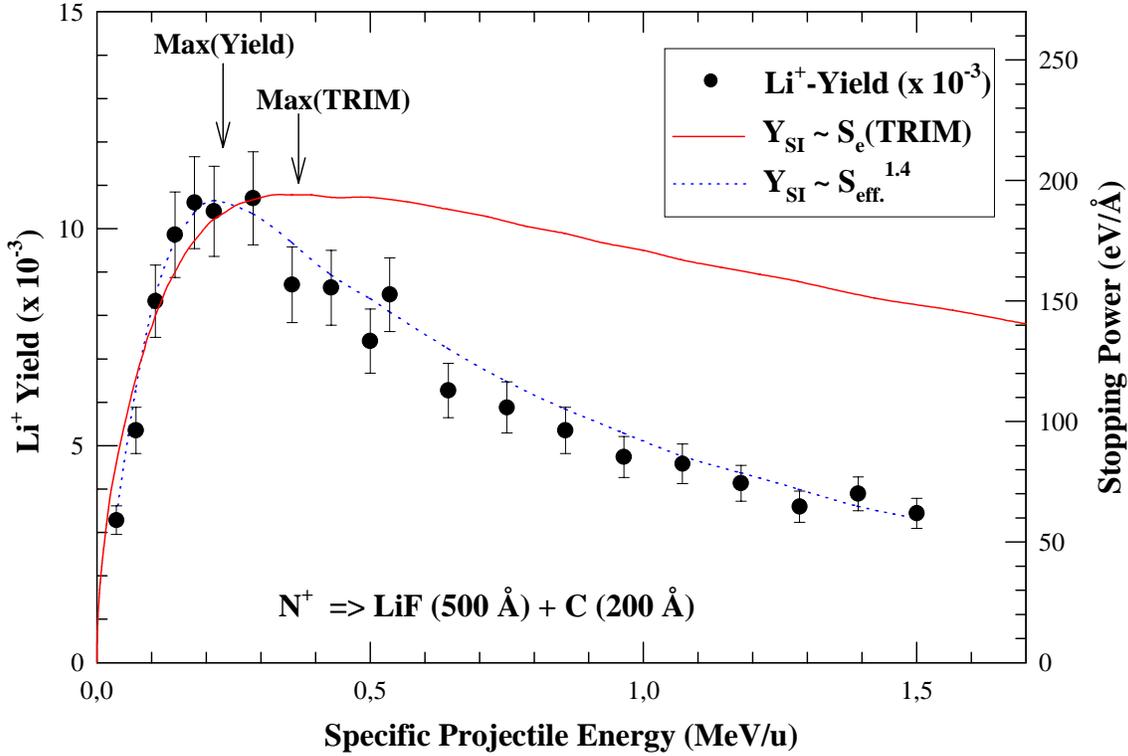


Abbildung 46: Relative  $Li^+$ -Ausbeuten von der Projektil eintrittsfläche eines mit  $^{14}N^{gequ.}$ -Projektilen beschossenen LiF-Targets. Die Ausbeuten sind in Abhängigkeit von der spezifischen Projektilenergie aufgetragen. Darüber hinaus ist zum Vergleich das elektronische Bremsvermögen nach TRIM93 (durchgezogene Linie) [Trim93] und das effektive Bremsvermögen nach dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00] (gestrichelte Linie) dargestellt.

$$E_P(Y_{Li^+}^{Max}) \approx 0,5 \cdot E_P \left( \frac{dE}{dx} \right)_e^{Max} \quad (105)$$

Das  $Li^+$ -Emissionsverhalten ähnelt also sehr der  $H^+$ - und der  $C_xH_y^+$ -SI-Emission einer Kontaminationsschicht. Das Ausbeute-Maximum der  $Li^+$ -SI ist aber stärker gegenüber dem Maximum des elektronischen Bremsvermögens verschoben als für die mit leichten Projektilen gemessenen SI-Ausbeuten.

Die starke Diskrepanz zwischen der  $Li^+$ -Ausbeute und dem elektronischen Bremsvermögen wird deutlicher, wenn die gleichen  $Li^+$ -Ausbeutedaten in Abhängigkeit von dem nach TRIM93 berechneten elektronischen Bremsvermögen (siehe Abb. 47A.) aufgetragen werden.

Wie bei Messungen der durch leichte Projektilen induzierten SI-Emission wird

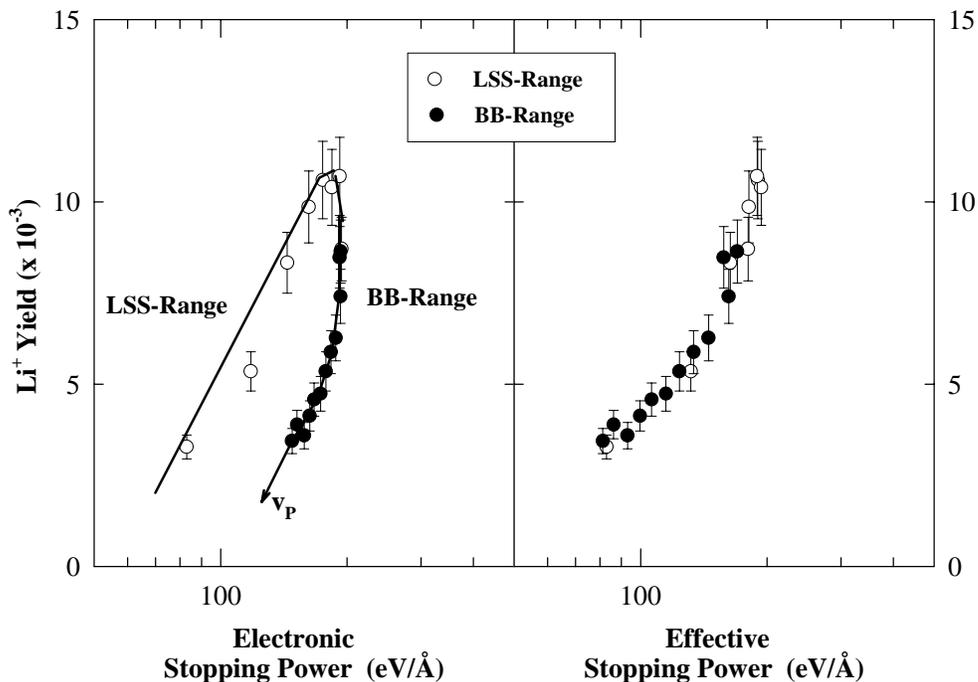


Abbildung 47: Relative  $Li^+$ -Ausbeuten als Funktion des elektronischen Bremsvermögens des  $^{14}N^{q_{equ}}$ -Projektils nach TRIM93 [Trim93] (Abb. A.). Dargestellt sind die Zweige der niederenergetischen LSS-Region und der hochenergetischen BB-Region. Die Ausbeuten in der LSS-Region sind gegenüber den in der BB-Region erhöht. Dem gleichen Bremsvermögen können so zwei unterschiedliche Ausbeuten zugeordnet werden. Abb. B. stellt die gleichen Daten als Funktion des effektiven Bremsvermögens nach dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00] dar.

beim schwerem N-Projektile ebenfalls eine Ausbeuteerhöhung im niederenergetischen Zweig (LSS-Bereich) gegenüber dem hochenergetischen Zweig (BB-Bereich) beobachtet. Dies führt wiederum zu einer "henkelförmigen" Kurve. Das Verhältnis  $R = Y_{LSS}/Y_{BB}$  zwischen Ausbeuten aus dem LSS-Bereich und dem BB-Bereich beträgt beim gleichen elektronischen Bremsvermögen ( $165 eV/\text{\AA}$ ) rund  $R \approx 2,4$ . Diese Zahl ist um etwa den Faktor 1,4 höher als bei SI-Messungen mit leichten Projektilen.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen wiederum einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen den  $Li^+$ -Ausbeuten und dem elektronischen Bremsvermögen. Darüber hinaus zeigt sich, daß auch der mittlere Gleichgewichtsladungszustand des N-Projektils nicht zu einer verbesserten Beschreibung der  $Li^+$ -Ausbeutedaten durch das elektronische Bremsvermögen führt.

In Abb. 46 ist neben dem elektronischen Bremsvermögen auch das effektive Bremsvermögen aufgetragen. Es zeigt sich, daß dieser mit einer Abweichung von etwa 15% die experimentellen  $Li^+$ -Ausbeuten im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens des N-Projektils gut beschreibt. Der Fit durch die experimentellen

Daten liefert eine kritische Energiedichte von  $\varepsilon_C \approx 100 \text{ meV}/\text{\AA}^3$ . Sie entspricht bei einer LiF-Dichte von  $\rho = 2,635 \text{ g/cm}^3$  einer mittleren Energiedichte von  $1,64 \text{ eV/Atom}$  und stimmt gut mit den Ergebnissen von Pereira et al. [Per98a, Per00] überein.

Abb. 47B. zeigt, daß die "Henkelform" der Ausbeutedaten, die in Abhängigkeit vom elektronischen Bremsvermögen nach TRIM93 aufgetragen sind, durch die Anpassung der kritischen Energiedichte  $\varepsilon_C$  an die experimentellen Daten verschwindet. Durch die Anpassung werden die  $Li^+$ -Ausbeuten eine Funktion des effektiven Bremsvermögens und gut durch  $(dE/dx)_{eff}^{1,4}$  beschrieben. Der Exponent  $n = 1,4$  liegt also auch im Bereich der bei der SI-Messung mit leichten Projektilen erhaltenen Exponenten (siehe Tabelle 4).

Der berechnete mittlere Spurradius  $\bar{r}_C$  für den gemessenen Geschwindigkeitsbereich beträgt  $\bar{r}_C = 6,95 \pm 1,98 \text{ \AA}$ . Dieser Wert zeigt, daß auch die  $Li^+$ - wie die  $H^+$ -SI aus dem Bereich des heißen Spurrkerns emittiert werden.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß der Entstehungsort und der Emissionsmechanismus von  $H^+$ -SI und  $Li^+$ -SI, die unterschiedlichen "Geburtsorten" (Kontaminationsschicht bzw. tatsächliche Targetoberfläche) entstammen, ähnlich sind. Diese offensichtliche Emissionskorrelation der  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI, die in den nächsten Kapiteln noch stärker zu Tage treten wird, ist vermutlich in ihren Ionisationsenergien zu finden. Da zur H-(13,6 eV) und zur Li-Ionisation (13,8 eV) [Lib00] nahezu die gleiche Energie notwendig ist, können diese Ionen nur aus dem Bereich des Spurrkerns emittiert werden, wo eine genügend hohe Energiedichte zu ihrer Erzeugung herrscht. Folglich ist auch der Emissionsort der  $H^+$ - und  $Li^+$ -Ionen nur im Bereich des Spurrkerns zu finden.

## 19.2 Projektillmasse und Sekundärionenemission

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß das Emissionsverhalten und der Emissionsort von  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI, aufgrund der gleichen Ionisationsenergie dieser Ionen, ähnlich sind. Zeigen sich diese ähnlichen Emissionsmechanismen an ein und demselben Target für  $H^+$ -SI der Kontaminationsschicht dieses Targets und für  $Li^+$ -SI aus der Targetoberfläche, die von dieser Kontaminationsschicht verdeckt ist, so könnte auf experimentell aufwendige UHV-Experimente, verzichtet werden, die die Teilchenspurenstehung mit Hilfe von SI aus einer kontaminationsschichtsfreien Targetoberfläche untersuchen.

Die SI-Ausbeute im folgenden Experiment wurden unter HV-Vakuumbedingungen ( $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ hPa}$ ) an der GSI am HLI-11°-Strahlkanal (siehe Kapitel 20) mit einer multihitfähigen Datenaufnahme gemessen (siehe Kapitel 17.3). Als Target fand eine  $525 \text{ \AA}$  dicke LiF-Schicht auf einem  $500 \text{ \AA}$ -C-Substrat Verwendung (siehe Kapitel 13.1.1). Auf die Eintrittsoberfläche der LiF-Schicht trafen wahlweise C-, N-, Ar-, Kr-, Sn-Projektile, mit einem Gleichgewichtsladungszustand ( $5+ \leq q_{equ.} \leq 21+$ ) und einer spezifischen Energie von  $1,4 \text{ MeV/u}$ , bei gepulstem Strahlstrom auf (siehe Kapitel 12.3 und 12.3.2).

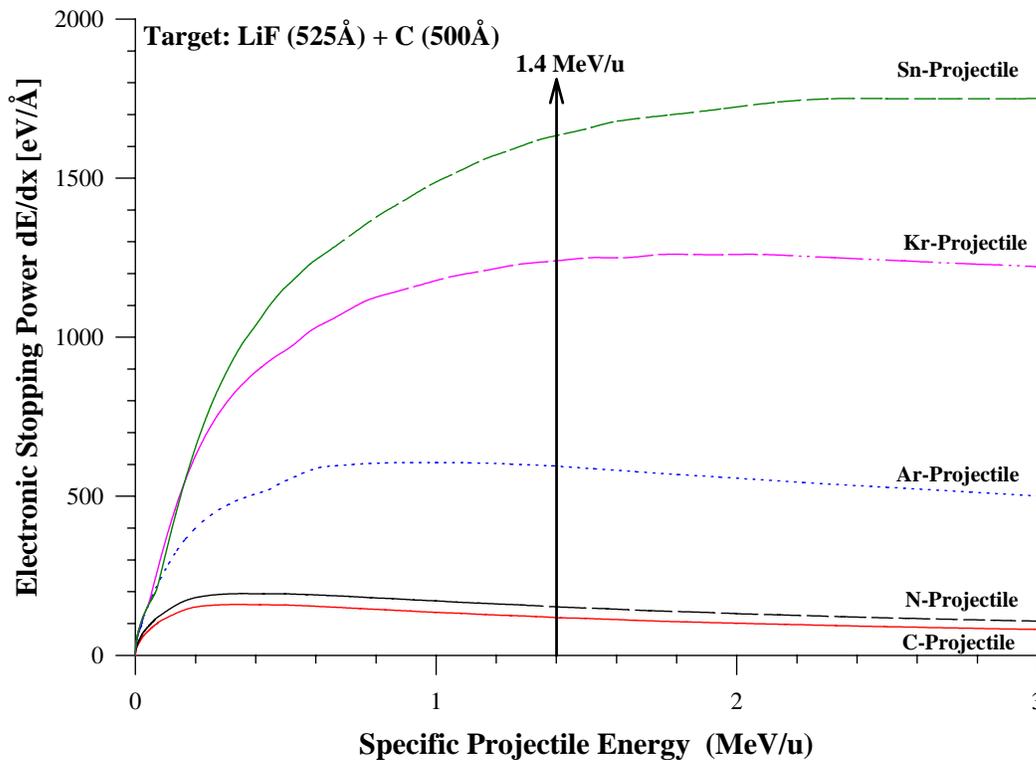


Abbildung 48: Das nach TRIM93 [Trim93] berechnete elektronische Bremsvermögen in Abhängigkeit von der spezifischen Projektilionenenergie. Der markierte Energiewert bei 1,4 MeV/u kennzeichnet die typische am HLI-11°-Zweig zur Verfügung stehende spezifische Projektilionenenergie.

Abb. 48 zeigt das nach TRIM93 [Trim93] berechnete elektronische Bremsvermögen der verwendeten Projektile. Dieses steigt mit wachsendem  $Z_P$  bei konstanter Projektilgeschwindigkeit an. Der untersuchte Bereich ist mit einer durchgezogenen Linie bei 1,4 MeV/u gekennzeichnet und liegt im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens. In diesem Bereich ist die Emission von SI aufgrund des nuklearen Bremsvermögens ( $< 1\%$ ) vernachlässigbar.

Die Messung der  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI-Ausbeuten erfolgte mit dem zylindersymmetrischen Flugzeitspektrometer (siehe Kapitel 14.3).

### 19.2.1 Änderung der Energiedichte im konstanten Spurvolumen

Abb. 49 zeigt die Ausbeuten von  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI in Abhängigkeit vom elektronischen Bremsvermögen der verwendeten C-, N-, Ar-, Kr-, Sn-Projektile. Der untersuchte Bereich ist mit einer durchgezogenen Linie bei 1,4 MeV/u in Abb. 48 dargestellt und liegt im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens, daß nach TRIM93 berechnet wurde (siehe Tabelle 5).

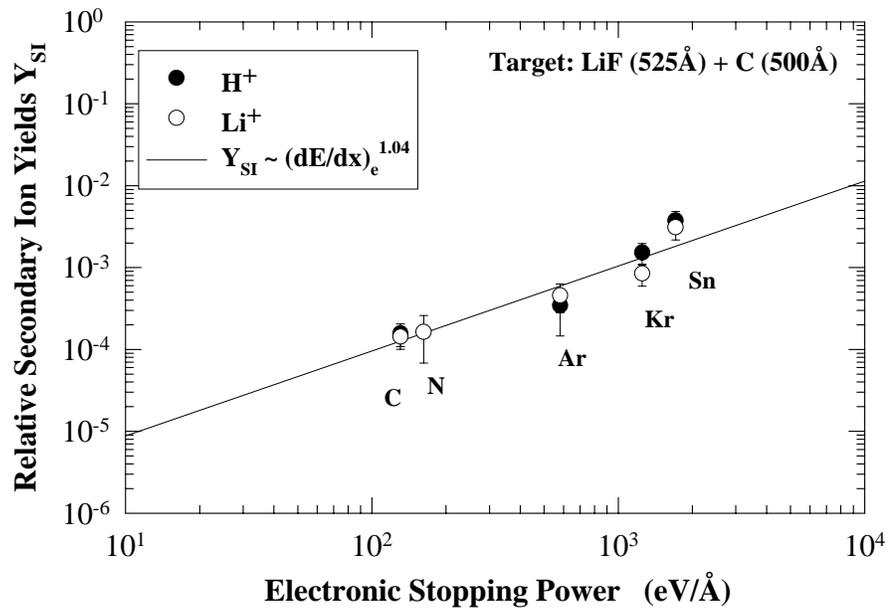


Abbildung 49: SI-Ausbeuten von der Projektileintrittsseite einer mit C-, N-, Ar-, Kr- und Sn-Projektilen bei 1,4 MeV/u beschossenen LiF-Oberfläche. Die Ausbeuten für  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI, die unterschiedlichen "Geburtsorten" (Kontaminationsschicht bzw. tatsächliche Targetoberfläche) entstammen, sind als Funktion des elektronischen Bremsvermögens der Projektile dargestellt. Die Regressionsgerade zeigt eine Abhängigkeit der experimentell gemessenen Ausbeuten vom elektronischen Bremsvermögen nach TRIM93. [Trim93]

Die SI von der Projektileintrittsrichtung der LiF-Oberfläche zeigen einen Anstieg der Ausbeuten mit steigendem elektronischen Bremsvermögen der Projektile. Dieses Ergebnis kann auch mit der Aussage gleichgesetzt werden, daß die Ausbeuten mit steigender Projektillmasse ansteigen. Interessanterweise ähnelt sich auch hier das Emissionsverhalten von  $H^+$  dem der  $Li^+$ -SI. Die Ausbeuten dieser aus unterschiedlichen "Geburtsorten" (siehe Kapitel 20.1) stammenden SI stimmen gut miteinander überein und lassen den Schluß zu, daß die  $H^+$ -SI der Kontaminationsschicht das gleiche Emissionsverhalten aufweisen wie die SI der LiF-Oberfläche.

In Abb. 49 wird mit der durchgezogene Gerade ein Fit der experimentellen Daten markiert. Die Fitgerade zeigt in doppelt-logarithmischer Darstellung daß die  $H^+$ - und die  $Li^+$ -Ausbeuten nahezu linear mit dem elektronischen Bremsvermögen ansteigen. Dies ist insofern überraschend, da bei ähnlichen Messungen [Håk82] mit niedriger spezifischer Projektillenergie (500 keV/u) keine lineare Abhängigkeit der Ausbeute vom elektronischen Bremsvermögen, sondern eine Proportionalität der Ausbeute zur zweiten bzw. zur vierten Potenz des elektronischen Bremsvermögens beobachtet wurde. Diese Beobachtungen stimmen gut mit einigen Modellen (z.B. dem Coulombexplosionsmodell) überein, die die SI-Emission beschreiben (siehe Kapitel 8). Der Übergang

von einer nichtlinearen zu einer linearen Ausbeuteabhängigkeit vom elektronischen Bremsvermögen findet vermutlich mit steigender spezifischer Projektilenergie statt. Im Spurkern wird bei sehr hoher Projektilgeschwindigkeit viel Energie im Festkörper deponiert, so daß hier eine so hohe Energiedichte erreicht wird, daß ein Übergang von der Festkörperphase in die Gasphase stattfindet und es zur anschließenden Volumendesorption (siehe Kapitel 9.2), die eine lineare Abhängigkeit vom elektronischen Bremsvermögen aufweist, kommt.

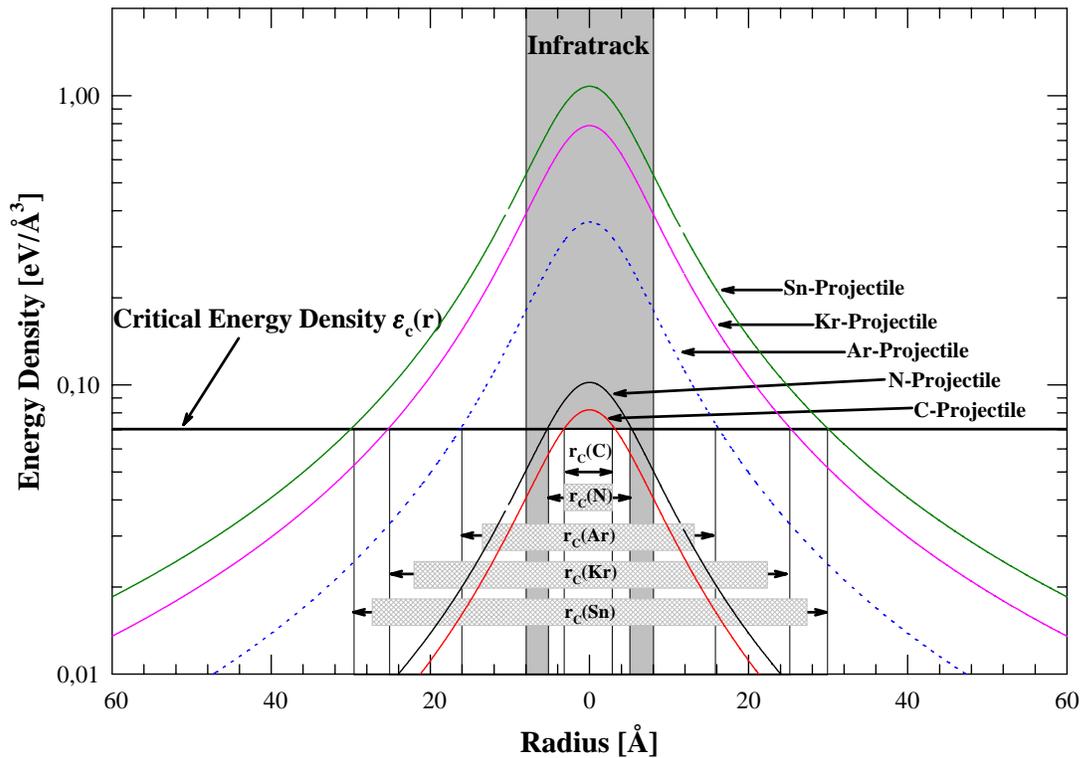


Abbildung 50: Die nach dem Modell der kritischen Energiedichte berechneten Energiedichten der verwendeten Projektile sind als Funktion des Abstands  $r$  von der Spurachse dargestellt. Zu erkennen ist ein Anstieg der Energiedichten für schwere Projektilmassen. Die waagrechte Linie bei  $\varepsilon_c \approx 0,07 \text{ eV}/\text{\AA}^3$  kennzeichnet die kritische Energiedichte. Der Schnittpunkt der berechneten Energiedichten mit der kritischen Energiedichte  $\varepsilon_c$  gibt den kritischen Radius  $r_c$  an, innerhalb dem SI-Emission noch stattfinden kann. Die graue Fläche markiert das, bei  $1,4 \text{ MeV}/u$  konstante Spurvolumen des Spurkerns (Infratrack)  $r_{Kern}$ .

Eine andere quantitative Interpretation der vorliegenden Daten bietet erneut das Modell der kritischen Energiedichte nach Pereira et al. [Per98a, Per00]. In den vorausgegangenen Kapiteln wurde gezeigt, daß die SI-Emission im Maximum und im hochenergetischen BB-Bereich nicht adäquat durch das Bremsvermögen nach TRIM beschrieben wird. Da die verwendeten Projektile in den Bereich des Maximums und des

Projektile	$Z_P$	$r_C$	$(dE/dx)_e$	$(dE/dx)_n$	$(dE/dx)_{eff.}$
$^{12}C^{q+}$	6	3,3 Å	130,8 eV/Å	0,09 eV/Å	2,6 eV/Å
$^{14}N^{q+}$	7	5,4 Å	162,7 eV/Å	0,12 eV/Å	7,7 eV/Å
$^{36}Ar^{q+}$	18	16,3 Å	584,3 eV/Å	0,73 eV/Å	119,5 eV/Å
$^{86}Kr^{q+}$	36	25,4 Å	1252 eV/Å	2,66 eV/Å	376,5 eV/Å
$^{112}Sn^{q+}$	50	30,1 Å	1734 eV/Å	4,85 eV/Å	581,8 eV/Å

Tabelle 5: Die Tabelle faßt Parameter wie die Ordnungszahl  $Z_P$ , den kritischen Spurradius  $r_C$  und das Bremsvermögen  $(dE/dx)$  (elektronisch, nuklear sowie effektiv) der verwendeten Projektile zusammen. Die kritischen Spurradien folgen aus der Anpassung der gemessenen SI-Ausbeuten an die Glg. (104) mit  $\varepsilon_C \approx 0,07eV/\text{Å}^3$ .

hochenergetischen BB-Bereichs fallen, werden erneut die gemessenen SI-Ausbeuten mit dem effektiven Bremsvermögen (siehe Kapitel 19.1.2) beschrieben, um den Fehler zu vermeiden, der durch die Benutzung der Werte für das Bremsvermögen nach TRIM auftritt. Hierzu wurden die Energiedichten für die verwendeten Projektile nach Glg. (100) berechnet. Da die spezifische Energie aller verwendeten Projektile konstant ist, bedeutet dies nach Glg. (30) und Glg. (33), daß auch das Spurvolumen eine konstante Größe besitzt (Spurkern  $r_{Kern} \approx 8\text{Å}$  und Spurhalo  $r_{Halo} \approx 441\text{Å}$ ). Abb. 50 stellt die nach dem Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00] berechneten Energiedichten der verwendeten Projektile in Abhängigkeit vom Spurradius dar. Der Spurkern  $r_{Kern}$  mit seinem konstanten Spurvolumen ist als graue Fläche in Abb. 50 gekennzeichnet. Zu erkennen ist der Anstieg der Energiedichte  $dE/dV$  mit steigender Projektilmasse innerhalb des konstanten Volumens der Teilchenspur. Nach Glg. (103) wurde das effektive Bremsvermögen für die  $H^+$ - und  $Li^+$ -Ausbeuten mit einem Exponenten  $n = 0,75$  berechnet (siehe Tabelle 5). Aus den Rechnungen resultiert eine kritische Energiedichte von  $\varepsilon \approx 0,07eV/\text{Å}^3$ . Diese targetmaterialabhängige Größe ist in Abb. 50 als waagrechte Linie markiert. Der errechnete Wert für die kritische Energiedichte stimmt wiederum gut mit Werten aus [Per98a, Per00] und mit den Werten aus Kapitel 19.1.5 überein. Nach Glg. (102) folgt aus der kritischen Energiedichte auch der kritische Radius  $r_C$ , innerhalb dessen noch SI-Emission erfolgen kann (siehe Tabelle 5). In Abb. 50 ergibt sich dieser kritische Radius aus dem Schnitt der kritischen Energiedichte  $\varepsilon_C$  mit den berechneten Energiedichten  $\varepsilon(r)$  für die verwendeten Projektile.

Zu beachten ist, daß der kritische Radius  $r_C$  mit steigender Projektilmasse ebenfalls ansteigt (siehe Tabelle 5). Erstaunlicherweise liegen nur die kritischen Spurradien der C- und N-Projektile innerhalb des Spurkerns. Für alle weiteren Projektile sind die kritischen Spurradien größer als der Spurkernradius. Die Ausbeuteerhöhung mit steigender Projektilmasse enthält ein ähnliches Ergebnis wie Kapitel 19.1. Durch den Anstieg des kritischen Radius vergrößert sich auch die Fläche  $\pi \cdot r_C^2$  an der Targetoberfläche, innerhalb der SI-Emission noch stattfinden kann. Die Vergrößerung des kritischen Spurvolumens und die Zunahme der Energiedichte bei steigender Projektile-

masse führt letztendlich zu einer Ausbeutenerhöhung.

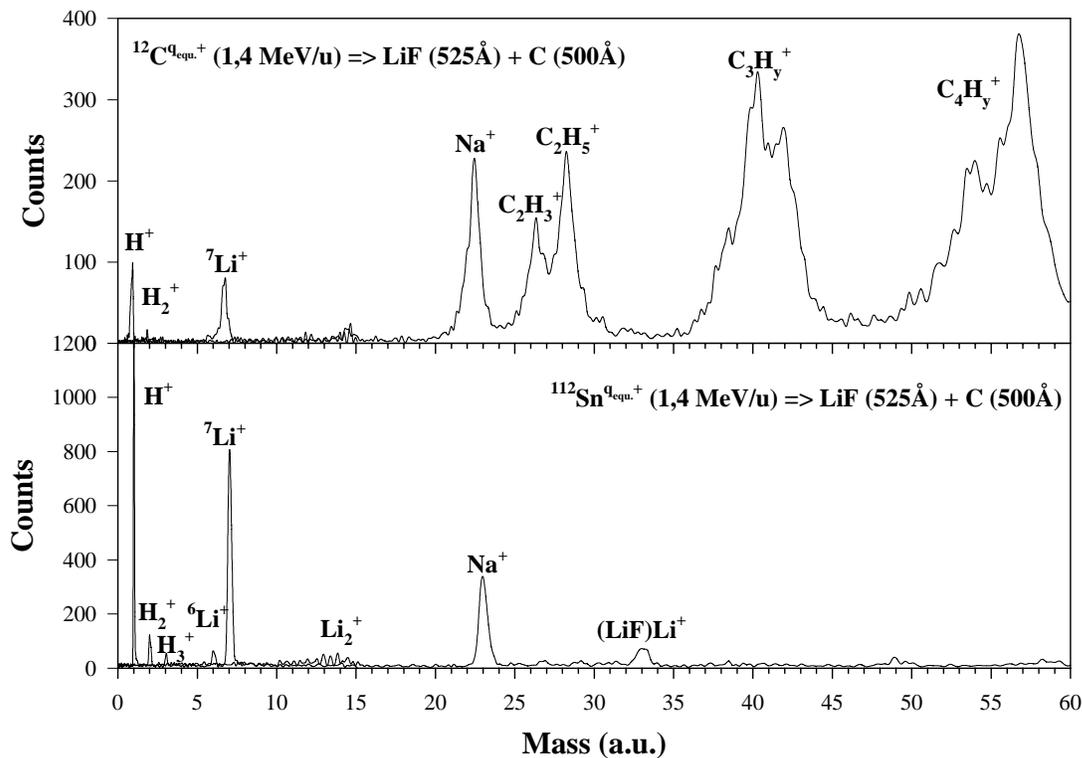


Abbildung 51: SI-Spektren für positiv geladene Ionen aus einem LiF-Target bei gleicher Normierung ( $10^6$ -Projektilen) und bei gleicher spezifischer Projektilenergie 1,4 MeV/u. Die Spektren zeigen den Vergleich zwischen der SI-Emission für das leichteste verwendete C-Projektion (oberes Spektrum) und das schwerste verwendete Sn-Projektion (unteres Spektrum).

Interessanterweise entstammen die  $H^+$ -SI nicht für jedes verwendete Projektil aus dem Bereich des Spurrkerns, wie in Kapitel 19.1 dargelegt. Bisher wurde für Projektilen im Geschwindigkeitsbereich von 30 keV/u bis 550 keV/u beobachtet [Pap94, Mai96, Wün99], daß die  $H^+$ -SI nur aus dem Bereich des Spurrkerns und die Kohlenwasserstoffe  $C_xH_y^+$  aus dem Bereich des Spurrhalos entstammen können. Das Modell von Pereira et al. [Per98a, Per00] sagt darüber hinaus  $H^+$ -SI-Emission bei genügend hohen Energiedichten ( $\varepsilon_0 > 0,1 eV/\text{\AA}^3$ ) für schwere Projektilen ( $> N$ ) außerhalb des Spurrkerns voraus. Die an der GSI durchgeführten Messungen bestätigen die Voraussagen des Modells. Abb. 51 zeigt zwei SI-Spektren der gleichen Normierung ( $10^6$ -Projektilen) für das leichteste (C-)Projektil und das schwerste verwendete (Sn-)Projektil. Bei Betrachtung des leichteren C-Projektions fällt zunächst auf, daß neben den  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI auch die  $C_xH_y^+$ -SI emittiert werden. Mit schwerer werdendem Projektil wird eine Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Emission beobachtet, bis schließlich beim Sn-Projektion (unteres Spektrum) überhaupt keine  $C_xH_y^+$ -Emission beobachtet wird.

Dies deutet daraufhin, daß mit steigender Projektilmasse auch die Ionisationsdichte innerhalb des Spurkerns ansteigt. Dadurch erhöht sich die Anzahl der aus dem positiven Potential des Spurkerns in den Spurhalo emittierten Elektronen. Darüber hinaus wächst auch die Energie dieser Elektronen aufgrund des höheren Energieübertrags vom Projektil auf das Elektron bei konstanter spezifischer Projektilenergie mit steigender Projektilmasse an. So können durch die steigende Anzahl und Energie der in den Spurhalo emittierten Elektronen aufgrund der steigenden Energiedichte der schwerer werdenden Projektile ( $> N$ ) die Konstituenten (z.B.  $C_x H_y^+$ ) der Kontaminationsschicht durch das Elektronenbombardement auch im Bereich des Spurhalos vollständig aufgebrochen werden, so daß es nur zur Emission von positiv geladenen  $H_x^+$ -SI und negativ geladenen  $C_x^-$ -Sekundärclustern kommt [Wie98].

Ein Problem tritt aber bei der Interpretation der Daten dennoch auf. Zwar beschreibt das Modell der kritischen Energiedichte die SI-Ausbeuten sehr genau, die berechneten Werte für das effektive Bremsvermögen weichen jedoch gegenüber den Werten nach TRIM für die leichteren Projektile um den Faktor 50 und für die schwereren Projektile um den Faktor 3 ab (siehe Tabelle 5). Vermutlich fließt die deponierte Energiedifferenz, die zwischen der Berechnung des Bremsvermögens nach TRIM und dem Modell der kritischen Energiedichte entsteht, nicht nur in die SI-Emission, sondern auch in andere Reaktionskanäle wie z.B. die lokale Temperaturerhöhung innerhalb der Teilchenspur, die Erzeugung neutraler Sekundäratome, -moleküle, etc.. Dies würde z.B. bedeuten, daß für schwerere Projektile (z.B. Sn) relativ gesehen mehr deponierte Energie in die SI-Emission, als bei leichteren Projektile (z.B. C) einfließt. Während bei leichteren Projektile relativ gesehen ein höherer Anteil der deponierten Energie in Reaktionskanäle, wie z.B. lokale Temperaturerhöhung innerhalb der Teilchenspur, Erzeugung neutraler Sekundäratome, -moleküle, etc., einfließt.

### 19.3 Variation der Projektilladung

Beim Eintritt des Projektils in einen Festkörper kommt es im Bereich des elektronischen Bremsvermögens zu Stößen zwischen dem Projektilion und den Targetelektronen. Die Folge dieser Kollisionen ist ein Übergang des Projektilanfangsladungszustands  $q_i$  in ein dynamisches Ladungsgleichgewicht innerhalb des Festkörpers aufgrund von Elektroneneinfang- und Verlustprozessen. Die Stoßwechselwirkung zwischen den Targetelektronen und dem Projektil findet im Mittel nur mit einer effektiven Kernladung  $Z_{P,eff}$  statt (siehe Kapitel 4.2), wobei nach Bohr [Boh41] zwischen der effektiven Kernladung  $Z_{P,eff}$  und dem dynamischen Gleichgewichtsladungszustand  $\bar{q}$  des Projektils nach Austritt aus dem Festkörper nahezu kein Unterschied besteht.

Der dynamische Gleichgewichtsladungszustand  $\bar{q}$  des Projektils bzw. die effektive Kernladung  $Z_{P,eff}$  sind wichtige Größen, da sie einen direkten Zugang zum Bremsvermögen bzw. zur deponierten Energie im Festkörper bieten (siehe Glg. (27)).  $Z_{P,eff}$  kann jedoch nicht hinreichend genau bestimmt werden, da die Ladungszustände der Projektile nur hinter dem Target, in diesem selbst aber nicht gemessen werden können, so daß hier mehrere Modellvorstellungen in bezug auf die Änderung des Ladungs-

zustands im Festkörper nebeneinander existieren (siehe Kapitel 4.3, 4.4, 4.5). Der Ladungszustand des Projektils stellt auch ein wichtiges Informationspotential in Hinblick auf die SI-Emission dar. So deponieren isotachische Projektile mit unterschiedlichen Anfangsladungszuständen in den ersten Monolagen der Projektileintrittsoberfläche innerhalb eines konstanten Spurvolumens unterschiedliche Energiedichten. Man spricht hier von einem Oberflächenbremsvermögen. Beim Eintauchen in den Festkörper nehmen aber alle Projektile nach einigen Monolagen jeweils das gleiche dynamische Ladungsgleichgewicht an, so daß sie im weiteren Verlauf alle die gleiche Energiedichte innerhalb des Festkörpers deponieren. Den Umstand, daß an der Targetoberfläche zunächst aufgrund der verschiedenen Anfangsladungszustände  $q_i$  unterschiedliche Energiedichten deponiert werden, wird sich im Kapitel 19.3.1 zu nutze gemacht. Da sich, wie in Kapitel 20 gezeigt wird, in den ersten Monolagen auf der Targetoberfläche eine Kontaminationsschicht aus Treibmittelfragmenten der Diffusionspumpe befindet, kann durch die Variation des Anfangsladungszustands des Projektils das radiale Emissionsprofil dieser SI an der Targetoberfläche bzw. der Entstehungsort der SI in bezug auf den Spurradius bestimmt werden.

Im Kapitel 19.3.2 wird eine interessante Anwendung der SI zur Messung des dynamischen Gleichgewichts  $\bar{q}$  bzw. der effektiven Kernladung  $Z_{P,eff}$  vorgestellt. Die aus dieser Messung erhaltenen Ergebnisse werden mit dem  $Z_{P,eff}$  nach Bohr (siehe Glg. (26)) verglichen.

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Experimente wurden am PUC mit einem linearem Flugzeitspektrometer (siehe Kapitel 14.2) durchgeführt. Unter HV-Vakuumbedingungen ( $\approx 10^{-6} hPa$ ) wurden isotachische  $N^{q+}$ -Projektile ( $q = 1$  bis  $5$ ) auf  $515\text{\AA}$  dicke, polykristalline LiF-Targets (+  $200\text{\AA}$  C-Substrat) geschossen. Die spezifischen Projektilenergien betragen dabei  $0,14\text{MeV/u}$ ,  $0,36\text{MeV/u}$  und  $0,5\text{MeV/u}$ . Der Projektilstrom lag bei ca. 1000 Projektilen pro Sekunde. Die Messung der SI-Ausbeute bezog sich auf die Projektileintrittsoberfläche des verwendeten Targets. Zur Messung des dynamischen Ladungsgleichgewichts  $\bar{q}$  bzw. der effektiven Kernladung  $Z_{P,eff}$  fand eine  $500\text{\AA}$  dicke freitragende amorphe Kohlenstoff-Folie zur Einstellung des Ladungsgleichgewichts Verwendung. Sie befand sich etwa  $7\text{cm}$  vor dem LiF-Target und konnte ohne Störung des Vakuums in den Strahl gefahren werden.

### 19.3.1 Bestimmung der Teilchenspursstruktur

Es ist bekannt, daß der Durchmesser der Teilchenspur nur von der Geschwindigkeit des Projektils abhängt (siehe Kapitel 5) und nicht von der deponierten Energie. Wird nun der Anfangsladungszustand  $q_i$  eines isotachischen Projektils erhöht, so erhöht sich die Energiedichte bzw. Ionisationsdichte (siehe Kapitel 10.1) innerhalb des konstanten Spurvolumens, an der Projektileintrittsoberfläche. Wird allerdings beim Durchdringen des Festkörpers nach einigen Monolagen das dynamische Ladungsgleichgewicht  $\bar{q}$  des Projektils erreicht, so ist ab dieser Stelle die deponierte Energiedichte bzw. Ionisationsdichte innerhalb des Spurvolumens für alle Projektilionen unabhängig vom Anfangsladungszustand gleich. Die Energiedichte  $\varepsilon$ , die das Projektil im Festkörper deponiert,

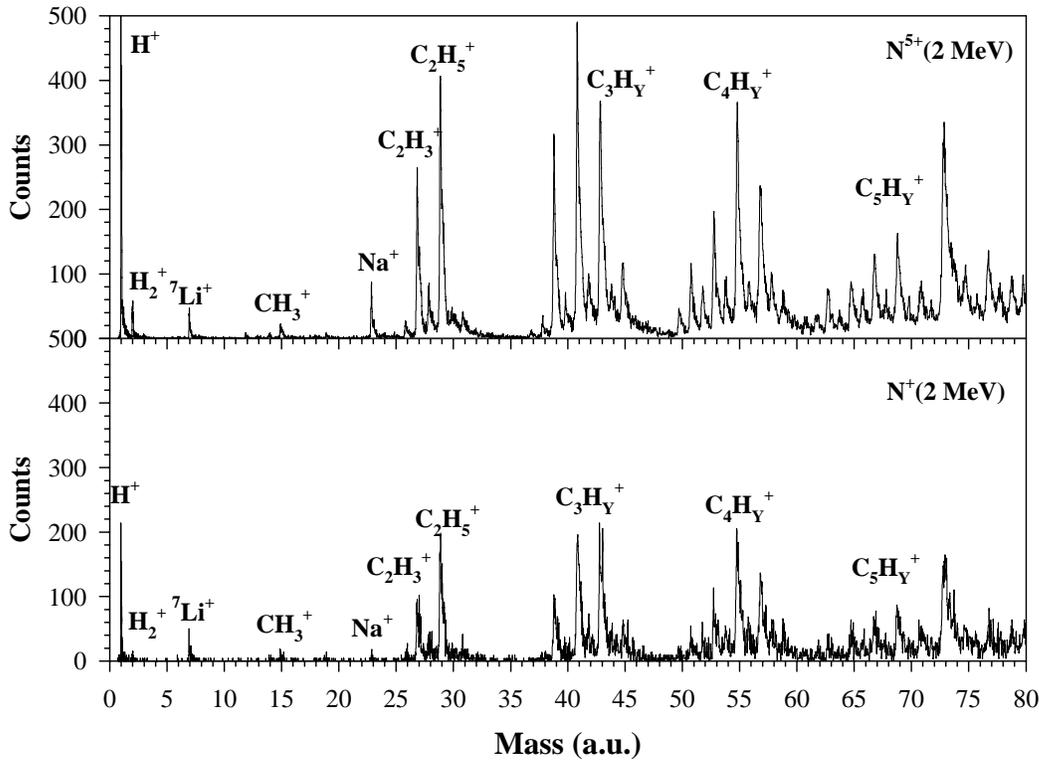


Abbildung 52: Typische Flugzeit-Massenspektren der gleichen Normierung für ein LiF-Target, das mit isotachischen  $^{14}\text{N}^+$ -Projektilen (unteres Spektrum) und  $^{14}\text{N}^{5+}$ -Projektilen (oberes Spektrum) beschossen wird.

kann durch Glg. (100) und Glg. (101) beschrieben werden (siehe Kapitel 19.1.2). Um jedoch die an der Targetoberfläche deponierte Energiedichte  $\varepsilon$  bei unterschiedlichen Anfangsladungszuständen berechnen zu können, ist eine Modifikation der Glg. (100) und der Glg. (101) notwendig, da diese zunächst unabhängig vom Anfangsladungszustand  $q_i$  des Projektils sind. Hierzu wird in erster Näherung der Term  $(r/r_{Kern})$  mit dem Anfangsladungszustand  $q_i$  des Projektils multipliziert, so daß gilt:

$$\varepsilon(r, q_i) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_0(q_i)}{1 + (q_i \cdot (r/r_{Kern}))^2} & \text{falls } r \leq r_{Halo} \\ 0 & \text{falls } r > r_{Halo} \end{cases} \quad (106)$$

Aus der Integration dieses nun ladungsabhängigen Energiedichte  $\varepsilon(r, q_i)$  wird die ladungsabhängige Energiedichte  $\varepsilon_0(q_i)$  entlang der Trajektorie ( $r = 0$ ) erhalten:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \int_0^{r_{Halo}} 2\pi\varepsilon(r, q_i) r dr \Rightarrow \varepsilon_0(q_i) = \frac{q_i^2 (dE/dx)_e}{\pi r_{Kern}^2 \ln[1 + (q_i \cdot (r_{Halo}/r_{Kern}))^2]} \quad (107)$$

Der Term  $q_i^2(dE/dx)$  erinnert dabei an die einfache Näherung des Bremsvermögens (siehe Glg. (27)) nach Bohr [Boh48].

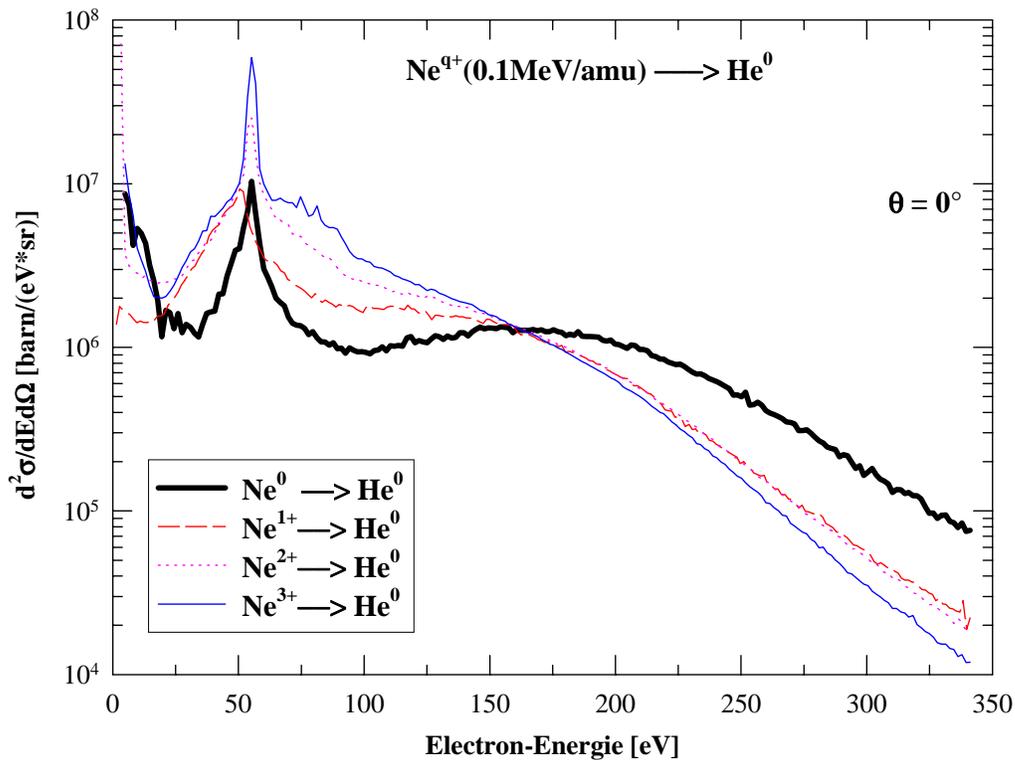


Abbildung 53: Absolute doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte für das atomare Stoßsystem  $Ne^{q_i+}$  ( $0,1 \text{ MeV}/u$ ) auf  $He^0$  ( $q_i = 0$  bis  $3$ ) für den Beobachtungswinkel  $\Theta = 0^\circ$  [Jal97]

In Abb. 54a.) sind die an der Oberfläche eines LiF-Targets nach der modifizierten Glg. (106) für ein N-Projektile ( $E_P = 0,14 \text{ MeV}/u$ ) mit den Anfangsladungszuständen  $q_i = 1+$  und  $q_i = 5+$  berechneten Energiedichten  $\varepsilon(q_i = 1+)$  und  $\varepsilon(q_i = 5+)$  als Funktion des Abstands  $r$  von der Spurachse dargestellt. Bei der Betrachtung dieser beiden Energiedichten ist im Bereich der Spurachse ( $r \geq 4 \text{ \AA}$ ) eine Erhöhung der Energiedichte  $\varepsilon(q_i = 5+)$  gegenüber der Energiedichte  $\varepsilon(q_i = 1+)$  zu erkennen. Wird nun das Verhältnis dieser beiden unterschiedlichen Energiedichten gebildet, so ist es im Spurzentrums am höchsten und nimmt mit wachsendem Radialabstand vom Zentrum ab. Ab etwa  $r = 4 \text{ \AA}$  überschneiden sich die beiden Energiedichten, so daß nun ab etwa  $r \leq 4 \text{ \AA}$  eine Erhöhung der Energiedichte  $\varepsilon(q_i = 1+)$  gegenüber der Energiedichte  $\varepsilon(q_i = 5+)$  zu beobachten ist. Die Ergebnisse der Rechnung besagen somit, daß Projektile mit einem hohen Anfangsladungszustand  $q_i$  eine hohe Anzahl niederenergetischer Sekundärelektronen (kleine Reichweite) entlang der Projektiltrajektorie erzeugen. Umgekehrt jedoch gilt, daß Projektile mit einem niedrigen Anfangsladungszustand eine höhere Anzahl hochenergetischer Sekundärelektronen an der Festkörper-

berfläche, als Projektile mit einem hohen Anfangsladungszustand, produzieren.

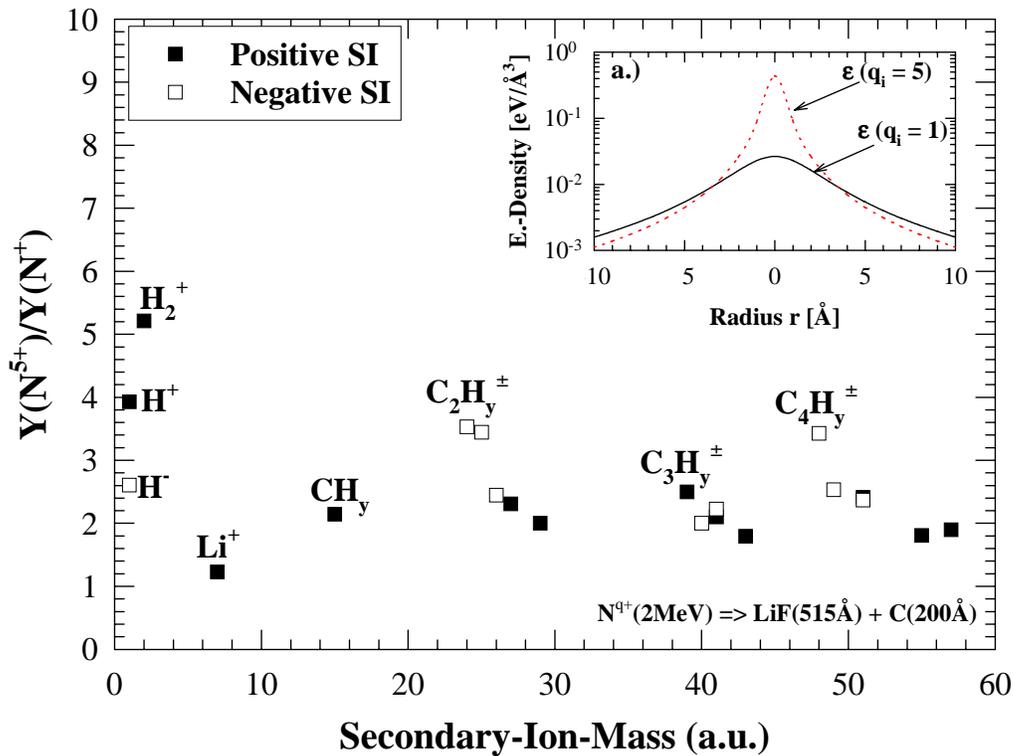


Abbildung 54: Ausbeuteverhältnis  $Y(N^{5+})/Y(N^+)$  positiv und negativ geladener SI von der Projektileintrittsoberfläche bei Beschuss mit  $N^{5+}$  und  $N^+$  (2 MeV) in Abhängigkeit von der SI-Masse. a.) Energiedichteänderung an der Targetoberfläche beim Beschuss mit Projektilen unterschiedlicher Anfangsladungszustände  $q_i$ .

Die aus den Rechnungen mit der ladungsabhängigen Energiedichte erhaltenen Ergebnisse werden zum Teil durch Messungen doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitte der Elektronenemission in atomaren Stoßprozessen bestätigt [Ja197]. Hier zeigt sich (siehe Abb. 53), daß mit zunehmendem Anfangsladungszustand des Projektils der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung niederenergetischer Elektronen ( $0eV \leq E_e \leq 150eV$ ) steigt. Umgekehrt beobachtet man hingegen, daß mit sinkendem Anfangsladungszustand die Wirkungsquerschnitte zur Erzeugung hochenergetischer Elektronen ( $175eV \leq E_e \leq 350eV$ ) ansteigen. Diese Ergebnisse wurden jeweils unabhängig vom Beobachtungswinkel  $\Theta$  erhalten.

Bildet man nun das Verhältnis der deponierten Energiedichten  $\epsilon(q_i = 5+)$  und  $\epsilon(q_i = 1+)$ , so sollte sich dies auch im Ausbeuteverhältnis der SI widerspiegeln, die mit verschiedenen Anfangsladungszuständen  $q_i$  von der Targetoberfläche emittiert werden. Ein großes Ausbeuteverhältnis würde dann bedeuten, daß die SI nahe dem Spurzentrums emittiert werden. Kleine Ausbeuteverhältnisse dagegen, würden auf einen Entstehungsort deuten, der weiter vom Spurzentrums entfernt ist (siehe Abb. 55).

Darüber hinaus braucht bei einer Bildung des Ausbeuteverhältnisses die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors nicht bekannt zu sein (absolute Ausbeuten).

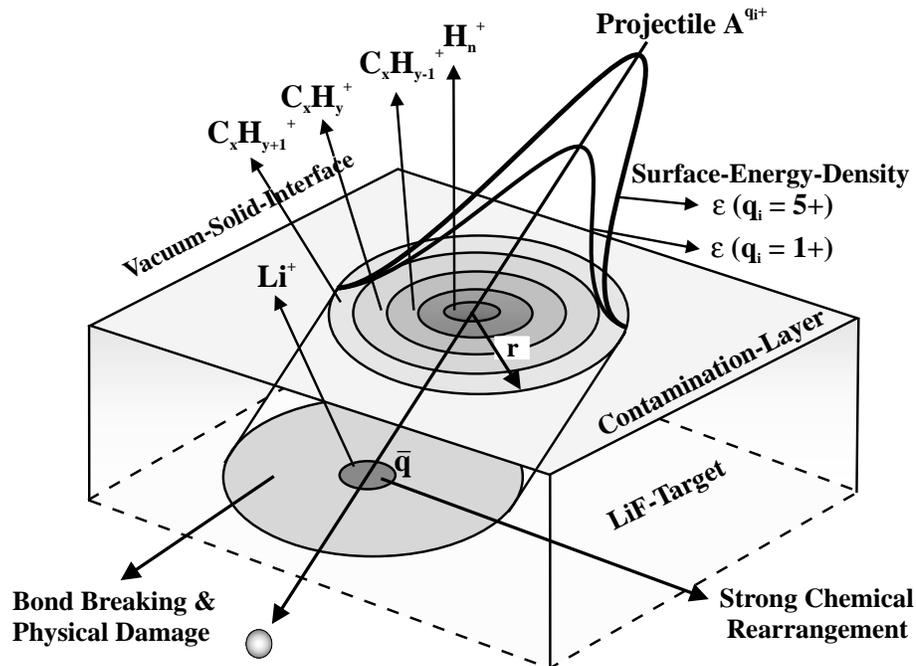


Abbildung 55: Schematische Darstellung einer MeV-Teilchenspursstruktur in einem LiF-Ziel, dessen Oberfläche mit einer  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht bedeckt ist. Die konzentrischen Ringe an der Kontaminationsoberfläche stellen die Entstehungsorte der unterschiedlichen  $C_xH_y^+$ -Ionen dar. Diese Ionen könnten in Zukunft auch als Boten zur Messung der Energiedichte bzw. der Temperatur, die in ihrem Entstehungsbereich herrscht, eingesetzt werden.

Abb. 54 zeigt das Ausbeuteverhältnis  $Y(N^{5+})/Y(N^+)$  positiv und negativ geladener SI in Abhängigkeit von ihrer Masse. Die Ausbeuten wurden mit einer isotachischen Projektilgeschwindigkeit von  $0,14 MeV/u$  (siehe auch [Per98c]) gemessen, um die Daten miteinander vergleichen zu können. Es zeigt sich in Abb. 54, daß die H-SI (positiv/negativ geladenen, molekularen) nicht aus demselben Bereich der Teilchenspurs emittiert werden. Das  $H_2^+$ -SI hat das größte Ausbeuteverhältnis aller gemessenen Ionen. Dieser Umstand deutet auf einen  $H_2^+$ -Entstehungsort hin, der sich sehr nahe am Spurzentrums befindet. Die  $H_2^+$ -Ionen werden vermutlich durch chemische Prozesse gebildet (Karbonisierung), für die sehr hohe Temperaturen notwendig sind [Pap96a, Pap96b, Pap97].

Ein weiteres interessantes Ergebnis ist, daß positiv und negativ geladene H-Ionen aus unterschiedlichen Entstehungsorten emittiert werden. Das unterschiedliche Emissionsverhalten dieser beiden Ionen zeigt sich ebenso bei Messungen der  $H^+$ - und  $H^-$ -Ausbeute in Abhängigkeit von der Targetdicke [Fen94] und dem Projektilen-

fallswinkel [Wie89], im unterschiedlichen Verlauf der Energie- und Winkelverteilung [Betz94, Wie95], aber auch in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit und dem Projektilladungszustands [Wie87, Pin93]. Desorptionsmodelle für die  $H$ -Emission [Bit92, Sil95b, Cas97] gehen davon aus, daß die  $H^+$ -Ionen aus dem positiv geladenen Spurkern emittiert werden, da zu ihrer Ionisation die Energie von 13,6eV aufgebracht werden muß, wohingegen zur Erzeugung des  $H^-$ -Ions lediglich 0,74eV nötig ist.

Ein interessantes Emissionsverhalten zeigen auch die einzelnen Kohlenwasserstoffgruppen  $C_xH_y^\pm$  der Kontaminationsschicht an der Targetoberfläche. Es wird zunächst kein Unterschied im Emissionsverhalten von positiv und negativ geladenen  $C_xH_y$ -Ionen (siehe z.B. Masse 41 in Abb. 54) beobachtet. Es zeigt sich allerdings, daß das Ausbeuteverhältnis  $Y_{C_xH_y}(N^{5+})/Y_{C_xH_y}(N^+)$  mit sinkender H-Konzentration, einer  $C_xH_y$ -Gruppe, abnimmt. Diese Abnahme hängt nichtlinear von der H-Konzentration ab. Die unterschiedliche Ausbeuteerhöhung für die Ionen einer  $C_xH_y$ -Gruppe kann nur verstanden werden, wenn angenommen wird, daß Kohlenwasserstoff-Fragmente mit einer hohen H-Konzentration zerbrechlicher sind und nur aus einem Bereich weit vom Spurzentrums vollständig emittiert werden, da zu ihrer Emission nur eine sehr geringe Energie nötig ist. Die gleichen Ergebnisse sind auch bei anderen Messungen [Pap96a, Pap96b, Pap97] beobachtet worden.

Aus den Beobachtungen wird ersichtlich, weshalb das Muttermolekül (Polyphe-nylether, Masse: 454 a.u.) bzw. keine schwereren  $C_xH_y^\pm$ -SI (Masse  $> 90$  a.u.) als die  $C_5H_y^\pm$ -Gruppe im Flugzeitspektrum beobachtet wird. Aufgrund des hohen H-Anteils der schweren  $C_xH_y^\pm$ -Ionen, über die diese mit der Targetoberfläche gebunden sind (siehe Kapitel 20.1.2 und Kapitel 20.2.2), ist die Bindungsenergie dieser schweren Ionen höher als die Energie, die zu ihrer Fragmentierung notwendig ist [Dud88]. Ab einem gewissen H-Anteil ( $H \geq 11$ ) einer  $C_xH_y^\pm$ -Gruppe können diese nicht als ganzes Molekül sondern nur als Fragment emittiert werden.

In Zukunft sollte aber ein besonderes Augenmerk auf die  $C_xH_y$ -Ionen der Kontaminationsschicht gerichtet werden. Das interessante Emissionsverhalten der  $C_xH_y$ -Ionen kann insbesondere bei der Untersuchung der Spurentstehung eine wichtige Anwendung finden, da die  $C_xH_y$ -Ionen direkte Aussagen zur "thermischen Geschichte" bzw. zur Energiedichteverteilung in der Spur beinhalten (siehe Abb. 55).

Wird nun schließlich das  $Li^+$ -SI betrachtet, das aus dem Bereich unterhalb der Kontaminationsschicht emittiert wird, so zeigt sich ein Ausbeuteverhältnis, daß nahezu 1 ist. Dies deutet daraufhin, daß das Projektilion beim Durchqueren der Kontaminationsschicht bereits in sein dynamisches Ladungsgleichgewicht übergeht, so daß der Anfangsladungszustand des Projektils unterhalb der Kontaminationsschicht keine Rolle mehr spielt. D.h. das weiter oben dargestellte Oberflächen-Bremsvermögen des Projektils, geht nach dem Durchqueren von etwa zwei  $C_xH_y$ -Monolagen (siehe Kapitel 20) in das Bremsvermögen nach Biersack [Bie87] über, der vom dynamischen Ladungsgleichgewicht ausgeht.

Aus dem Vergleich der Verhältnisse der SI-Ausbeute mit Verhältnissen der ladungsabhängigen Energiedichten werden für die  $H^+$ - und  $H_2^+$ -SI Emissionsradien von

rund  $r \leq 4\text{\AA}$  erhalten. Durch die Überschneidung der ladungsabhängigen Energiedichten scheidet jedoch eine Bestimmung der Emissionsradien für die  $H^-$ - und  $C_xH_y^\pm$ -SI. Ein Vergleich der Daten mit Messungen des Moleküleffekts [Wün99] (siehe Kapitel 5.3.1), die im gleichen Geschwindigkeitsbereich durchgeführt wurden, bestätigen aber nochmals die hier dargestellten Ergebnisse. So zeigen die Messungen des Moleküleffekts, daß die leichten  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Ionen aus dem Bereich des Spurradius ( $r = 10\text{\AA}$ ) und die schweren  $C_xH_y^+$ -Ionen aus dem Bereich des Spuralos ( $r = 20\text{\AA}$ ) emittiert werden.

### 19.3.2 Bestimmung des Gleichgewichtsladungszustands

Beim Durchgang eines Projektils durch Materie geht dessen Anfangsladungszustand  $q_i$  in einen dynamischen Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  über. Dieser Übergang spielt eine wichtige Rolle bei der Berechnung des Bremsvermögens eines Projektils beim Durchdringen der Materie. Nach [Bra73, Kum81] läßt sich der Übergang vom Anfangsladungszustand  $q_i$  in den dynamischen Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  durch folgende Annäherung beschreiben (siehe Kapitel 4.2):

$$q(x) = q_i \exp\left(-\frac{\lambda x}{v_P}\right) + \bar{q}_{equ.} \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda x}{v_P}\right)\right] \quad (108)$$

In der Literatur (z.B. [Bra82, Bie87]) sind auch komplexere Darstellungen des Ladungsübergangs zu finden.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Daten bestimmen aus der projektilladungsabhängigen SI-Messung den mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  des Projektils nach dem Durchgang durch eine  $500\text{\AA}$  dicke C-Folie (Equilibriumsfolie) und vergleichen die aus diesen Messungen bestimmten Werte mit theoretischen Größen.

In Abb. 56 sind relative Ausbeuten von  $H^+$ -SI (geschlossene Kreise) als Funktion des Anfangsladungszustands  $q_i$  eines  $^{14}N^{+q_i}$  Projektils (2MeV) dargestellt. Die Ausbeuten aller SI wurden dabei von der Projektileintrittsoberfläche des LiF-Targets gemessen. Wie erwartet, tritt mit steigendem Anfangsladungszustand  $q_i$  des Projektils eine Erhöhung der  $H^+$ -Ausbeuten ein. Dieser Anstieg ist, wie aus zahlreichen Messungen bekannt [Ben91b, Del88, Bit92], proportional zur dritten Potenz des Anfangsladungszustands  $q_i$ . Die  $q^3$ -Proportionalität ist dabei vor allem auf das Pre-Impact-Emissionsverhalten [Sil95a, Sil95b] der  $H^+$ -Ionen zurückzuführen (siehe Kapitel 10.1). In Abb. 56 ist die  $q^3$ -Proportionalität durch die durchgezogene Linie markiert.

In einer weiteren Messung der  $H^+$ -Ausbeute wurde die C-Equilibriumsfolie, die sich etwa 7cm vor dem eigentlichen LiF-Target befand, in den Projektilstrahl geschoben, so daß der Anfangsladungszustand  $q_i$  nach Durchqueren der Equilibriumsfolie in den mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  überging. Mit dem so erzeugten mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  wurden erneut die  $H^+$ -Ausbeuten gemessen. Die offenen Vierecke in Abb. 56 zeigen die Ergebnisse dieser Messung. Die

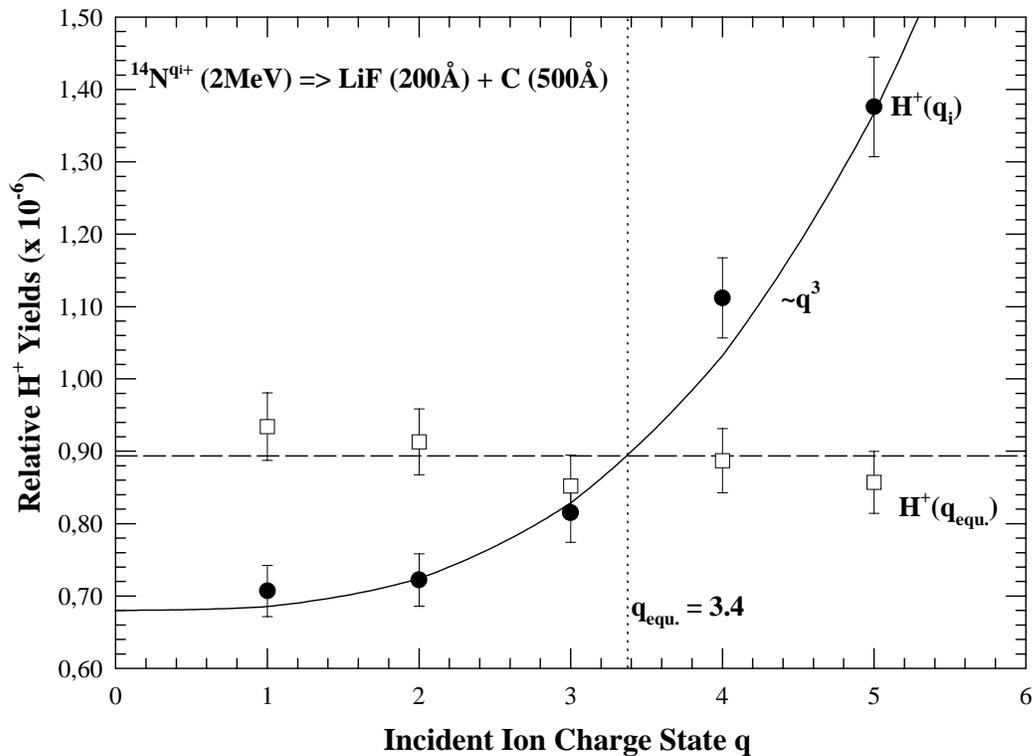


Abbildung 56: Relative Ausbeuten von  $H^+$ -SI aus der Projektileintrittsoberfläche eines  $515\text{\AA}$  dicken polykristallinen LiF-Targets (+  $200\text{\AA}$  C-Substrat), das mit isotachischen  $N^{q_i+}$ -Projektile ( $q_i = 1+$  bis  $5+$ ) beschossen wurde, als Funktion der Projektilladung.

grob gestrichelte Linie stellt den Mittelwert der, mit dem mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  gemessenen,  $H^+$ -Ausbeuten dar.

Aus dem Schnittpunkt der grob gestrichelten und der durchgezogenen Linie kann nun der mittlere Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  bestimmt werden. Tabelle 6 faßt die mit  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI gemessenen mittleren Gleichgewichtsladungszustände  $q_{equ.}$  für zwei verschiedene spezifische Projektilenergien zusammen. Der Vergleich der experimentell bestimmten mit den nach Glg. (26) (siehe Kapitel 4.2) theoretisch berechneten Werten für den mittleren Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  zeigt eine recht gute Übereinstimmung. Die Abweichung der experimentellen von den theoretischen Werten beträgt dabei zum Teil weniger als 10%. Ähnliche Messungen, die allerdings bei höheren spezifischen Projektilenergien ( $1\text{MeV}/u$ ) mit F-SI durchgeführt wurden [Seib82], bestätigen die guten Ergebnisse bei der Bestimmung des mittleren Gleichgewichtsladungszustands  $q_{equ.}$  mit Hilfe von SI.

Projektilgeschwindigkeit	Sekundärionen		Theorie
	$q_{equ.}(H^+)$	$q_{equ.}(Li^+)$	$q_{equ.}(Bohr)$
0.14 MeV/u	$3.39 \pm 0.1$	$3.05 \pm 0.3$	3.37
0.5 MeV/u	$5.05 \pm 0.2$	$4.6 \pm 0.4$	4.95

Tabelle 6: Zusammenfassung und Vergleich des mit Hilfe von  $H^+$ - und  $Li^+$ - SI bei spezifischen  $^{14}N^{+q}$ -Projektilenergien von 0.14 MeV/u und 0.5 MeV/u gemessenen mittleren Ladungsgleichgewichts  $q_{equ.}$  mit theoretischen Werten nach Bohr [Boh48, Spo90].

## 20 Variation von Targeteigenschaften

Die bisherigen Koinzidenzexperimente, bei denen die SI-Emission in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit, der Projektilmasse und der Projektilladung untersucht wurde, zeigen, daß sich die SI-Ausbeuten hervorragend durch das Modell der kritischen Energiedichte beschreiben lassen (siehe Kapitel 19.1.2). Dieses Modell gibt Antworten auf den Entstehungsort und die Ausbeuteänderung der SI bei der Variation von Geschwindigkeit, Masse und Ladung des Projektils.

Offen bleiben jedoch Fragen in bezug auf die genaue Entstehungsart und über die Bindungsart der SI ( $H^+$ ,  $C_xH_y^+$ ), die der Kontaminationsschicht auf der Targetoberfläche entstammen. Ebenso ungeklärt ist die Frage nach dem Einfluß des elektronischen Bremsvermögens auf die Emission der SI aus einem Targetvolumen. Gibt es hier eine Schwelle für die Emission von SI aus dem Targetvolumen? Von Interesse ist ebenfalls, ob das  $H^+$ -SI nicht nur an der Targetoberfläche sondern auch im Targetvolumen enthalten ist.

Der Ansatzpunkt für weitere neue Untersuchungen ist die Variation der Targeteigenschaften, wie der Targettemperatur von nichtleitenden (Kapitel 20.1 und 20.2) und leitenden Festkörpertargets, sowie die Untersuchung der SI-Emission aus einem kontrolliert kontaminierten Targetvolumen (Kapitel 20.3).

Bisher gibt es kaum Untersuchungen zur SI-Emission, die bei Targettemperaturen oberhalb der Raumtemperatur durchgeführt wurden [Bar97, Bar98, Wie98]. Desweiteren gibt es keine Studien, die den Einfluß des elektronischen Bremsvermögens auf die SI-Emission aus dem Targetvolumen untersuchen. In den folgenden Unterkapiteln wird daher versucht, den Einblick in Emissionsmechanismen von SI aus der Kontaminationsschicht bzw. aus dem Targetvolumen weiter zu vertiefen und Antworten auf die obigen Fragestellungen aus der Variation von Targeteigenschaften abzuleiten.

## 20.1 Desorption von nichtleitendem Target

Mit einem neu konstruiertem Flugzeitspektrometer linearer Geometrie, größerer Massenauflösung und größerer Raumwinkeldetektion gegenüber dem zylindersymmetrischen Spektrometer (siehe Kapitel 14.2) und einem heizbarem Targethalter (siehe Kapitel 16.1), mit dem die Targettemperatur von Raumtemperatur bis zu 500K schrittweise erhöht werden kann, wurde die SI-Emission von Festkörpertargets am 7,5 MV Van de Graaff-Beschleuniger des IKF untersucht. Als Target fand zunächst ein nichtleitendes LiF-Target (215Å) Verwendung, das auf einem Cu (715Å)-Träger aufgedampft war (siehe Kapitel 13.1.1).

Die Wahl für das LiF-Target fiel aufgrund der einfachen Struktur dieses Alkali-Halogenids: Einkristallines LiF besitzt ein kubisch flächenzentriertes Kristallgitter mit einer Gitterkonstanten von 4,03 Å. Darüber hinaus bietet sich dieses Target durch die leicht zu erzeugenden Materialschädigungen bei der Bestrahlung für ein weites Anwendungsfeld in der Dosimetrie, sowie durch seine hohe optische Durchlässigkeit auch in der Optik (z.B. Einsatz in Festkörperlasern) an [Mü99]. Als Träger wurde Cu aufgrund seiner guten Wärmeleitfähigkeit gewählt, so daß das Auftreten physikalischer Effekte schon bei relativ geringen Targettemperaturen erwartet werden kann. Das Target wurde mit  $^{14}\text{N}^{3+}$ -Projektilen unter HV-Vakuumbedingungen ( $1,2 \cdot 10^{-6}$  hPa) bei  $1,3 \text{ MeV}/u$  beschossen.

Abb. 57 zeigt zwei typische Flugzeitspektren positiv geladener SI, die bei gleicher Normierung ( $1,024 \cdot 10^6$  Projektilen) jedoch bei unterschiedlichen Targettemperaturen gemessen wurden.

Das obere Flugzeitspektrum stellt die emittierten SI vom nicht geheizten LiF-Target (Raumtemperatur) dar. Neben  $^7\text{Li}^+$ -SI, die der LiF-Targetoberfläche entstammen, werden auch SI beobachtet (z.B.  $\text{H}^+$ ,  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ ), die der Kontaminationsschicht angehören, welche sich auf der LiF-Targetoberfläche befindet.

Das untere Flugzeitspektrum zeigt zum Vergleich die dramatische Veränderung in der SI-Emission für das gleiche geheizte LiF-Target (500K). Deutlich zu sehen ist die nahezu vollständige Abnahme der Kohlenwasserstoffe von der Targetoberfläche. Die Reinigung der LiF-Targetoberfläche von der  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ -Kontaminationsschicht hat einen Anstieg der  $\text{Li}^+$  bzw.  $(\text{LiF})_n\text{Li}^+$ -Clusterionen ( $n = 1, 2$ ) zur Folge. Interessanterweise ist bei steigender Targettemperatur auch eine Erhöhung der  $\text{H}_n^+$ -SI-Emission ( $n = 1, 2$ ) zu erkennen. Dies ist ein erster Hinweis dafür, daß die Emission der  $\text{H}_n^+$ -Ionen und der  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ -Ionen, die dem Restgas entstammen (siehe Kapitel 13.4), bei steigender Targettemperatur über unterschiedliche Reaktionskanäle verläuft.

Durch das Reinigen der Targetoberfläche von den Kohlenwasserstoffen wird auch ein Anstieg der  $\text{Na}^+$ -Ionen beobachtet. Hier zeigt sich, daß das dem Targetherstellungsprozeß entstammende  $\text{Na}^+$  (siehe Kapitel 13.6.1), welches sich unterhalb der  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ -Kontaminationsschicht befindet, mit steigender Targettemperatur ein ähnliches Verhalten wie die  $\text{Li}^+$ -SI offenbart. Aufgrund der hohen Streuung der  $\text{Na}^+$ -Datenpunkte, vermutlich infolge der inhomogenen Na-Bedeckung an der Targetoberfläche, mußte auf eine Auswertung verzichtet werden.

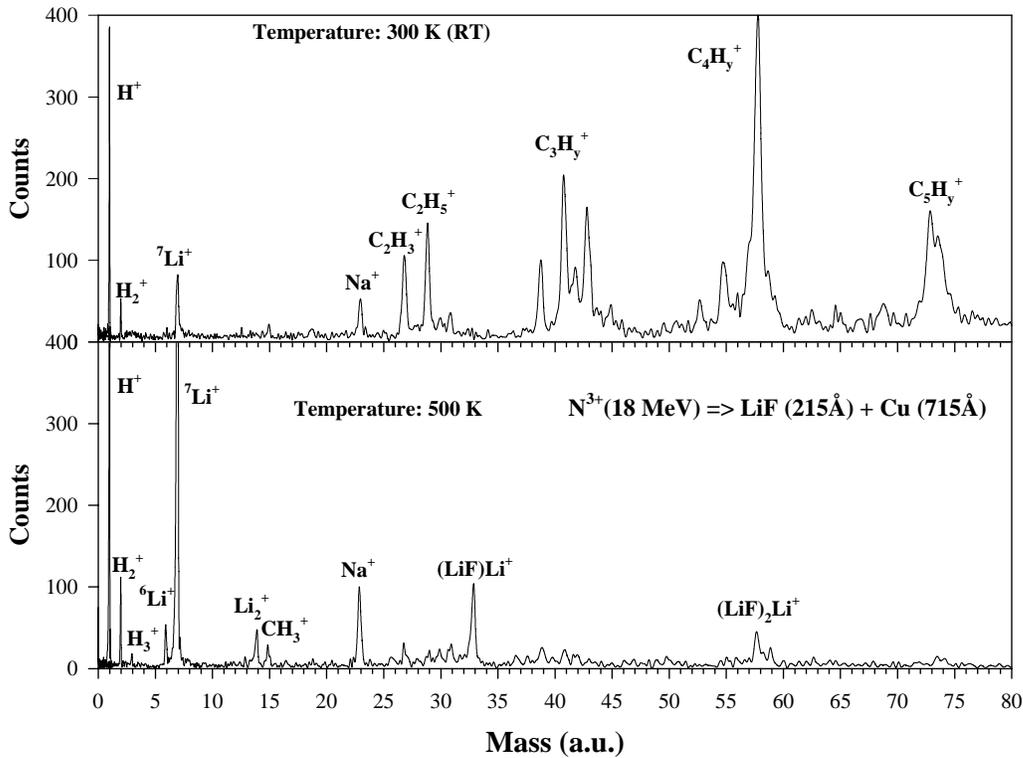


Abbildung 57: Flugzeitspektren positiv geladener SI, die an einem LiF-Target bei Variation der Targettemperatur und bei gleicher Normierung ( $10^6$ -Projektilen), gemessen wurden. Die Spektren zeigen den Vergleich zwischen der SI-Emission vom LiF-Target bei Raumtemperatur (300K) (oberes Spektrum) und bei geheiztem Target (500K) (unteres Spektrum).

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse der SI-Emission bei Variation der LiF-Targettemperatur detailliert beschrieben. Im Kapitel 20.1.1 steht das relativ einfache Emissionsverhalten der  $C_xH_y^+$ -Ionen im Vordergrund, welches eine qualitative Beschreibung der Ausbeuten ermöglicht. Im Kapitel 20.1.3 schließt sich die Beschreibung des komplexeren Emissionsverhaltens der  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI und die Diskussion der Daten in einem Modell an.

### 20.1.1 Desorption von $C_xH_y^+$ -Sekundärionen vom LiF-Target

In Abb. 58 sind die relativen Ausbeuten  $Y_{SI}$  von  $C_3H_y^+$ -,  $C_4H_y^+$ - und  $C_5H_y^+$ -SI aus der Projektil Eintrittseite der LiF-Targetoberfläche als Funktion der Targettemperatur  $T$  dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf eine Darstellung der  $C_2H_3^+$ - und der  $C_2H_5^+$ -SI-Ausbeuten verzichtet. Sie ähnelt jedoch sehr den in Abb. 58 gezeigten Kurven.

In Abb. 58 ist zu beobachten, daß die Ausbeuten der  $C_xH_y^+$ -SI mit steigender Tar-

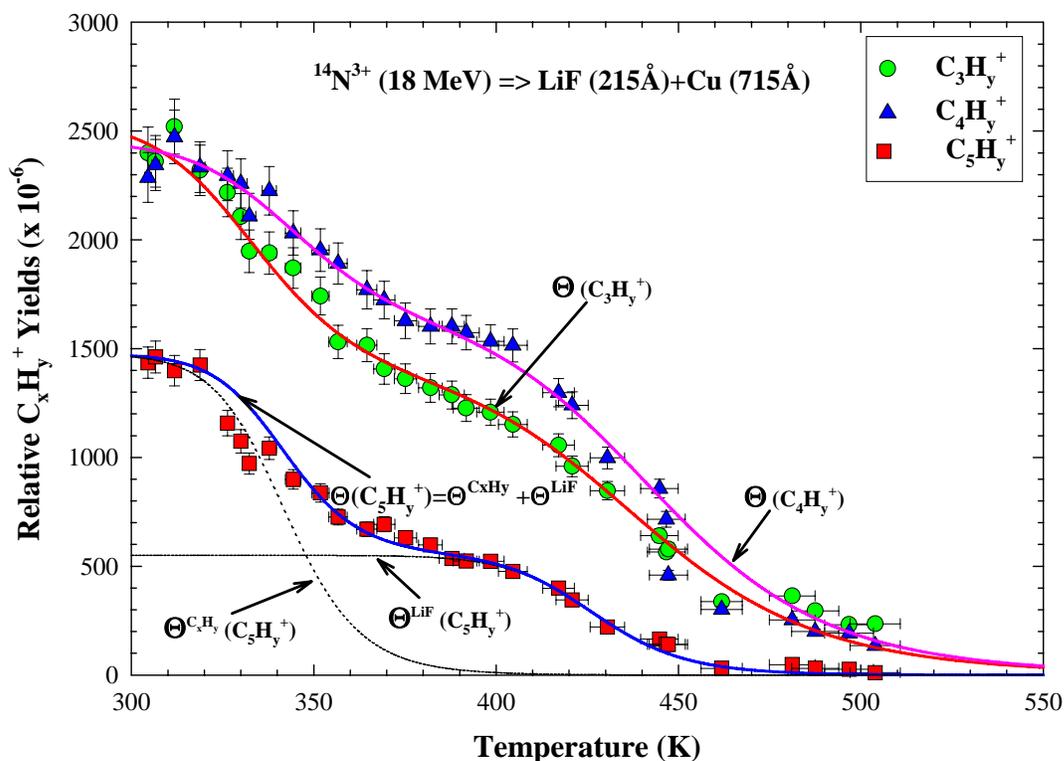


Abbildung 58: Relative SI-Ausbeuten eines mit  $^{14}N^{3+}$  (18 MeV)-Projektile beschossenen LiF-Targets. Die Ausbeuten für drei verschiedene SI-Gruppen ( $C_3H_y^+$ ,  $C_4H_y^+$  und  $C_5H_y^+$ ) sind in Abhängigkeit von der Targettemperatur  $T$  dargestellt. Die durchgezogenen Linien beschreiben die Temperaturabhängigkeit der SI-Emission durch jeweils zwei verschiedene Langmuir-Isothermen  $\Theta^{LiF}(C_xH_y^+)$  und  $\Theta^{C_xH_y}(C_xH_y^+)$ .

gettemperatur monoton fallen. Diese Abnahme erfolgt dabei in zwei Stufen. Oberhalb der Zimmertemperatur bleiben die Ausbeuten bis etwa 320K konstant. Ab dieser Temperatur nehmen die Ausbeuten stark ab und werden bei etwa 390K wieder konstant. Diese Temperatur ist der Beginn der zweiten Stufe, denn bei etwa 410K erfolgt eine erneute Abnahme der Ausbeuten. Für das  $C_5H_y^+$ -SI ist bei etwa 480K nahezu keine Ausbeute mehr beobachtbar. Die Ausbeuten der übrigen  $C_xH_y^+$ -SI sind ab 480 K wiederum konstant aber nicht Null. Da interessanterweise sich die Änderungen der Ausbeuten für alle  $C_xH_y^+$ -SI im gleichen Temperaturbereich vollziehen, kann angenommen werden, daß alle beobachteten  $C_xH_y^+$ -SI dem gleichen Muttermolekül entstammen. Bei diesem handelt es sich mit größter Wahrscheinlichkeit um Polyphenylether (Pumpenöl) mit der relativen Molekülmasse von 454 a.u. (siehe dazu Kapitel 13.4), das aufgrund seiner Größe beim Bestrahlen in kleinere Bruchstücke wie  $C_5H_y^+$ ,  $C_4H_y^+$ , usw. zerfällt. Das Endprodukt dieser Zerfallsreihe bildet das  $CH_3^+$  (siehe Kapitel 19.3.1).

Aus der zweistufigen Abnahme der Ausbeuten folgt, daß die Oberfläche des LiF-Targets mit zwei übereinander liegenden  $C_xH_y^+$ -Kontaminationsschichten bedeckt ist.

Während die erste  $C_xH_y^+$ -Schicht sich direkt an der LiF-Oberfläche befindet, bildet die zweite  $C_xH_y^+$ -Schicht die äußere Oberfläche. Bei Erhöhung der Targettemperatur wird diese zweite Schicht zunächst abgebaut. Bei weiterer Temperaturerhöhung folgt der Abbau der darunter liegenden Schicht, die unmittelbar an der LiF-Oberfläche haftet. Der Unterschied zwischen den beiden  $C_xH_y^+$ -Lagen liegt im wesentlichen in ihren unterschiedlichen Haftwahrscheinlichkeiten  $H_0(T)$  und Bindungsenergien  $E_B$ . Quantitative Aussagen über die Bindungsart und die Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI können aus dem Bedeckungsgrad  $\Theta(T)$  der  $C_xH_y^+$ -Kontaminationsschicht an der LiF-Oberfläche erhalten werden. Ein solcher Weg wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

### 20.1.2 Bindungsenergie der $C_xH_y^+$ -Sekundärionen am LiF-Target

Für eine Monoschicht mit konstantem Druck und konstanter Temperatur des Adsorbates kann der Bedeckungsgrad  $\Theta(T)$  der Targetoberfläche durch eine Kontaminationsschicht in erster Näherung mit einer Langmuir-Isotherme beschrieben werden. Sie gibt den Zusammenhang zwischen dem Bedeckungsgrad und der Targettemperatur an [Som72]:

$$\Theta(T) = \frac{A}{1 + b \cdot \exp(-E_B/kT)} \quad (109)$$

Hier ist  $E_B$  die Bindungsenergie des Adsorbateilchens an der Targetoberfläche, T die Targettemperatur,  $k = 8,61 \cdot 10^{-5} eV/K$  die Boltzmann-Konstante und A eine Normierungskonstante, die durch das Ausbeuteplateau der ersten (Zimmertemperatur) und der zweiten Stufe ( $\approx 390K$ ) vorgegeben ist. Für b gilt:

$$b = \frac{p\sqrt{2\pi MRT_{Gas}}}{N_A\tau_0(T)H_0(T)} \quad (110)$$

Dabei ist  $p \approx 10^{-6} hPa$  der Druck innerhalb der Experimentierkammer, M die molare Masse des Adsorbateilchens,  $R = 8314 J \cdot kmol^{-1} \cdot K^{-1}$  die Gaskonstante,  $T_{Gas} \approx 300K$  die Temperatur des Adsorbates,  $N_A = 6,02 \cdot 10^{26} kmol^{-1}$  die Avogadro-Konstante,  $\tau_0 \approx 10^{-13} s$  die Schwingungsdauer der Adsorbateilchen an der Targetoberfläche und  $H_0$  die Haftwahrscheinlichkeit dieser Adsorbateilchen. Mit Ausnahme der Größen  $\tau_0$  und  $H_0$ , die außer von der Targettemperatur T auch vom Bedeckungsgrad  $\Theta$  abhängen, wird b durch Glg. (110) nur von Konstanten bestimmt.

Die Bindungsenergie  $E_B$  und der Parameter b können durch Anpassung der Glg. (109) an die experimentellen Daten bestimmt werden.

In Abb. 58 ist die Beschreibung der gemessenen  $C_3H_y^+$ -,  $C_4H_y^+$ -,  $C_5H_y^+$ -Ausbeuten durch die Langmuir-Isothermen bzw. durch den Bedeckungsgrad  $\Theta$  der Targetoberfläche als durchgezogene Linie dargestellt. Die Ausbeuten müssen aufgrund ihrer stufenförmigen Abnahme mit steigender Targettemperatur durch zwei

unterschiedliche Langmuir-Isotherme beschrieben werden. Die Bedeckung der LiF-Targetoberfläche durch die  $C_xH_y^+$ -Adsorbatschicht beschreibt die erste Langmuir-Isotherme  $\Theta^{LiF}(C_xH_y^+)$ , die Bedeckung dieser Adsorbatschicht durch eine weitere  $C_xH_y^+$ -Adsorbatschicht die zweite Langmuir-Isotherme  $\Theta^{C_xH_y}(C_xH_y^+)$ .

Die Darstellung der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten durch die Langmuir-Isotherme besitzt aufgrund der beiden freien Fitparameter  $E_B$  und  $b$  eine Schwäche, denn hierdurch lassen sich die  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten durch beliebige Wahl der beiden freien Parameter beschreiben. Eine exakte Bestimmung der Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI und damit auch die exakte Beschreibung der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten mit den Langmuir-Isothermen ist nur dann möglich, wenn eine Reduzierung der beiden freien Fitparameter auf einen einzigen freien Fitparameter erfolgt.

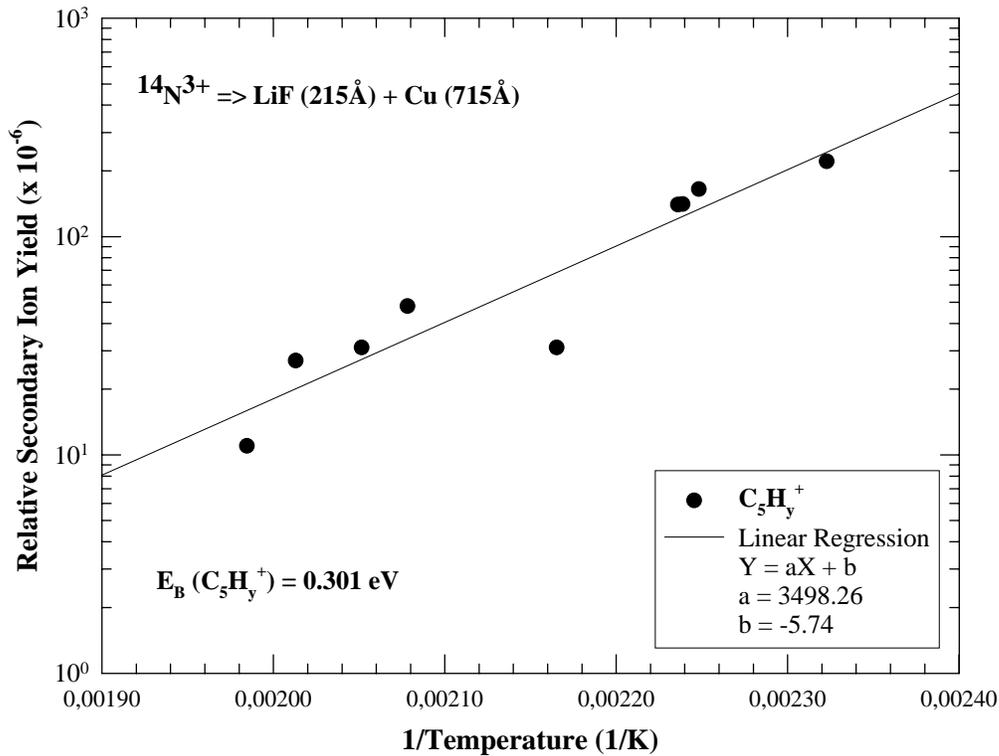


Abbildung 59: Die Darstellung der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten (hier die  $C_5H_5^+$ -Ausbeuten) aus dem Hochtemperaturbereich (etwa 400 K bis 500 K) erlaubt die Bestimmung der Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -Ionen, die sich unmittelbar an der LiF-Targetoberfläche befinden, aus der Steigung der Regressionsgeraden.

Da für hohe Targettemperaturen der Term  $b \cdot \exp(-E_B/kT) \gg 1$  ist, läßt sich die Langmuir-Isotherme als  $\Theta = A/(b \cdot \exp(-E_B/kT))$  schreiben. Mit dieser Annahme kann man die Bindungsenergie  $E_B$  der Adsorbateilchen an der LiF-Oberfläche aus dem Arrhenius-Diagramm bestimmen. Dies ist allerdings nur für die Langmuir-Isotherme  $\Theta^{LiF}(C_xH_y^+)$  möglich, da die Abnahme der Ausbeuten in der zweiten Stufe

Sekundärion	Bindungs-Energie $E_B$	Ionisierungs-Energie $E_I$
$C_2H_y^+$	$0,097eV \pm 0,010eV$	8,90 eV
$C_2H_3^+$	$0,096eV \pm 0,009eV$	9,40 eV
$C_2H_5^+$	$0,099eV \pm 0,009eV$	8,40 eV
$C_3H_y^+$	$0,145eV \pm 0,015eV$	8,05 eV
$C_3H_3^+$	$0,044eV \pm 0,004eV$	8,25 eV
$C_3H_5^+$	$0,113eV \pm 0,011eV$	8,10 eV
$C_3H_7^+$	$0,156eV \pm 0,015eV$	7,80 eV
$C_4H_y^+$	$0,216eV \pm 0,022eV$	8,92 eV
$C_5H_y^+$	$0,301eV \pm 0,03eV$	9,27 eV

Tabelle 7: Die Tabelle faßt die Bindungsenergien  $E_B$ , die aus dem Arrhenius-Diagramm bestimmt wurden, für die an der Oberfläche des LiF-Targets gebunden  $C_xH_y^+$ -SI zusammen. Im Vergleich dazu enthält die letzte Spalte der Tabelle die Ionisierungs-Energien  $E_I$  der  $C_xH_y^+$ -SI [Han72].

bei genügend hohen Targettemperaturen stattfindet, so daß nur hier der obige Ausdruck erfüllt ist.

Abb. 59 zeigt das Arrhenius-Diagramm der  $C_5H_y^+$ -Ausbeute des abfallenden Abschnitts der zweiten Stufe. Die graphische Auftragung des natürlichen Logarithmus der Größe  $\Theta^{LiF}$  gegen den Kehrwert der Targettemperatur T erlaubt die direkte Bestimmung der Bindungsenergie  $E_B$  aus der Steigung der Geraden. Die so bestimmten Bindungsenergien  $E_B$  sind in Tabelle 7 zusammengefaßt.

Aus der Tabelle 7 ist ebenfalls zu entnehmen, daß die  $C_xH_y^+$ -SI durch schwache intermolekulare Kräfte, z.B. Van der Waals-Kräfte, an der LiF-Oberfläche gebunden sind. Die ermittelten Werte für die Bindungsenergien  $E_B$  zeigen gute Übereinstimmung mit Werten aus der Literatur. So liefert jede Methylgruppe ( $-CH_3$ ) einen Beitrag von 0,005 eV bis 0,01 eV zum intermolekularen Zusammenhalt [Dud88]. Aus der Tabelle 7 ist somit zu erkennen, daß die Bindungsenergien mit steigender Länge der Kohlenwasserstoffketten zunehmen. Diese Zunahme scheint dabei jeweils ein Vielfaches der intermolekularen Bindung der Methylgruppe ( $-CH_3$ ) zu sein.

Bei näherer Betrachtung der Kohlenwasserstoffe, d.h. bei der Auswertung der einzelnen Massen (Peaks) einer  $C_xH_y^+$ -Gruppe, zeigt sich zudem, daß die Bindungsenergie  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI einer Kohlenwasserstoffgruppe z.B. der  $C_3H_y^+$ -Gruppe, mit höherem Wasserstoffanteil ansteigt. Dies führt zu dem Schluß, daß die Kohlenwasserstoffe vor allem über ihren Wasserstoff an der Targetoberfläche gebunden sind. Diese Atome werden quasi als Anker des  $C_xH_y^+$ -Moleküls zum Festhalten an der Oberfläche benutzt.

Zur Beschreibung des Bedeckungsgrades  $\Theta^{C_xH_y}$  der  $C_xH_y^+$ -Moleküle aus der ersten Stufe wurden in erster Näherung die gleichen Bindungsenergien  $E_B$ , wie zuvor aus  $\Theta^{LiF}$  bestimmt, verwendet. Die Bindungsenergien dieser obersten  $C_xH_y$ -Schicht

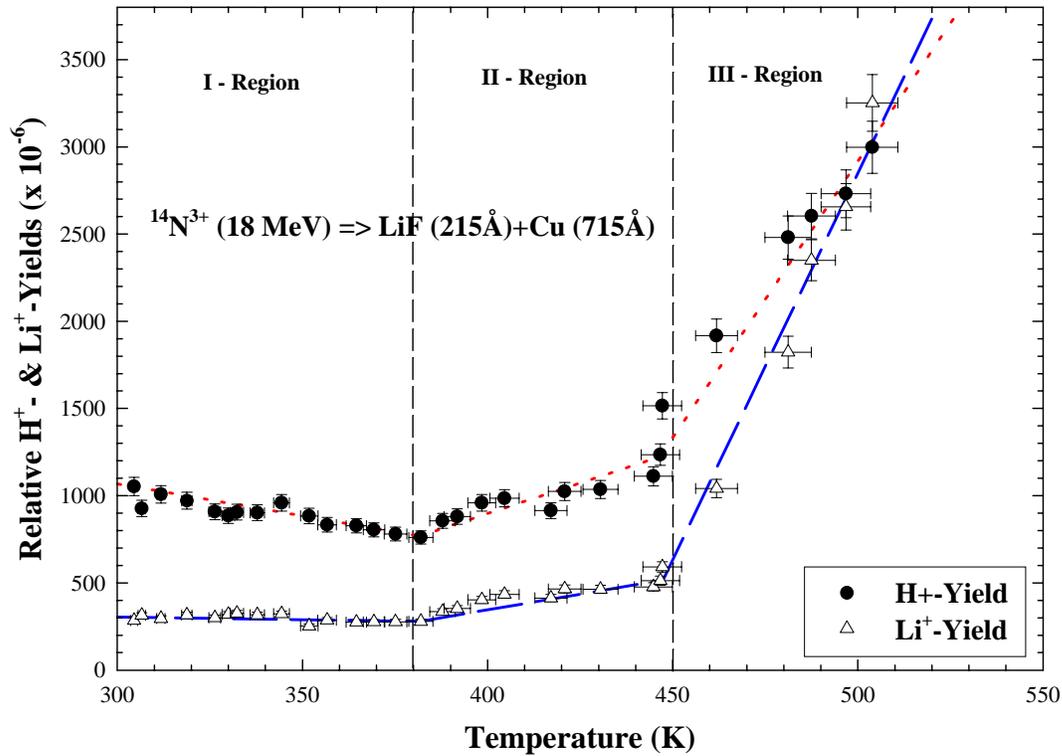


Abbildung 60: Relative  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI-Ausbeuten eines mit  $^{14}N^{3+}$ -Projektilen beschossenen LiF-Targets in Abhängigkeit von der Targettemperatur  $T$ . Abhängig von dieser Temperatur werden nacheinander drei Emissionsprozesse wirksam. Die entsprechenden Temperaturbereiche sind mit I, II und III gekennzeichnet. Die Linien dienen zur Führung des Auges.

sind so sicherlich mit einem Fehler behaftet. Es zeigt sich aber, daß die erste Stufe der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten dadurch ebenfalls gut beschrieben wird. Der Fitparameter  $b$  der beiden Langmuir-Isothermen  $\Theta^{C_xH_y}$  und  $\Theta^{LiF}$  ist jedoch unterschiedlich. Dies ist sicherlich ein Indiz dafür, daß sich die Haftwahrscheinlichkeit  $H_0$  bzw. die Schwingungsdauer  $\tau_0$  der  $C_xH_y$ -Adsorbatteilchen an der Targetoberfläche für die beiden Kontaminationsschichten unterscheiden (siehe Glg.(110)).

### 20.1.3 Desorption von $H^+$ - und $Li^+$ -Ionen

Abb. 60 vergleicht die relativen Ausbeuten  $Y_{SI}$  von  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI, die in Abhängigkeit von der Targettemperatur aus der Projektilentrittsseite der LiF-Targetoberfläche emittiert werden. Um die Darstellung der Ergebnisse und die Diskussion der Meßdaten zu vereinfachen, sind die  $H^+$ - und  $Li^+$ -Ausbeuten in drei Temperaturregionen unterteilt. Darüber hinaus sind die Ergebnisse der SI-Emission aus den drei unterschiedlichen Regionen in Abb. 61 modellhaft dargestellt.

Die erste der drei Regionen zeigt die Ausbeuten der  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI in einem Temperaturbereich von 300K bis 380K. Betrachtet man zunächst das Emissionsverhalten des  $H^+$ -SI, so wird eine Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute in diesem Bereich mit steigender Targettemperatur beobachtet. Die Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute erreicht bei etwa 380K ein Minimum. Der Abfall der Ausbeute beträgt dabei von der Raumtemperatur bis zu diesem Minimum rund 25%.

Wird hierzu die Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten im Bereich dieser ersten Temperaturregion verglichen (siehe Abb. 58), so fällt auf, daß sich hier die erste stufenförmige Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten vollzieht. Die Targetoberfläche wird demnach mit steigender Targettemperatur von der obersten der beiden  $C_xH_y^+$ -Kontaminationsschichten gereinigt. Interessanterweise beträgt die Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten im Bereich der ersten Region rund 55%. Hieraus erhärtet sich die Vermutung, daß im Temperaturbereich von 300 K bis 380 K mindestens 60% der  $H^+$ -SI, die von der Targetoberfläche emittiert werden, den Kohlenwasserstoffen (der obersten  $C_xH_y^+$ -Schicht), die bei der Bestrahlung durch das N-Projektil aufgebrochen werden, entstammen. Die Emission der  $H^+$ -SI kann dabei nur aus dem Bereich des Spurrkerns  $r_{Kern}$  (Kapitel 5.1.1) erfolgen, da nur dort genügend Energie vom Projektil im Festkörper deponiert wird, um die  $C_xH_y^+$ -Moleküle aufzubrechen [Mai96, Wün99].

Eine quantitative Beschreibung der  $H^+$ -Ausbeute aus dem Bereich der ersten Temperaturregion durch die Langmuir-Isothermen, wie in Kapitel 20.1.2 dargelegt, ist jedoch nicht möglich, da das  $H^+$ -SI nicht einer einzigen  $C_xH_y$ -Gruppe entstammt, sondern ihren Ursprung allen an der Targetoberfläche befindlichen,  $C_xH_y$ -Gruppen verdankt.

Wird nun die  $Li^+$ -Ausbeute in der ersten Temperaturregion betrachtet, so zeigt sich, daß das Emissionsverhalten der  $Li^+$ -SI sich signifikant von den  $H^+$ -SI unterscheidet. Die  $Li^+$ -Ausbeute bleibt nämlich, im Gegensatz zur  $H^+$ -Ausbeute, gegenüber dem Anstieg der Targettemperatur konstant. Die konstante Ausbeute des  $Li^+$ -Ions entsteht vermutlich daraus, daß die beiden  $C_xH_y$ -Schichten an der LiF-Oberfläche eine Emissionsbarriere für das  $Li^+$ -Ion bilden. Nur  $Li^+$ -Ionen genügend hoher Energie können diese Barriere überwinden und die Targetoberfläche verlassen. Diese Energie erhalten sowohl die  $Li^+$ - als auch die  $H^+$ -Ionen aus dem Bereich des heißen Spurrkerns durch z.B. Coulombexplosionen, Druckpulse, Stoßwellen, etc. (siehe Kapitel 19.1.4 und 19.2).

Auch für die  $(LiF)_nLi^+$ -Clusterionen stellen die  $C_xH_y$ -Schichten eine unüberbrückbare Barriere dar, da sich im Bereich der ersten Temperaturregion interessanterweise keine Clusterionen nachweisen lassen. Diese werden vermutlich beim Passieren der  $C_xH_y$ -Schichten aufgebrochen, so daß nur die Emission der Bruchstücke des Clusterions beobachtbar ist (siehe Abb. 61A.)).

Im Bereich der zweiten Temperaturregion, die den Temperaturbereich von 380 K bis 450 K repräsentiert, wird für das  $H^+$ -SI ab 380 K ein Anstieg der Ausbeute beobachtet. Diese Zunahme im Bereich der zweiten Region beträgt rund 35%. Zum besseren Verständnis ist wiederum die Betrachtung der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten aus Abb. 58 notwendig. Da in der ersten Region eine Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute mit der Ab-

nahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten beobachtet wird, liegt die Erwartung nahe, daß bei der Abnahme der zweiten  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht, die sich unmittelbar auf der LiF-Oberfläche befindet, auch eine Abnahme der  $H^+$ -Ausbeuten erfolgen müßte, da in diesem Bereich nahezu 100% der  $C_xH_y$ -Schicht abgebaut wird. Mit dem Verschwinden der  $C_xH_y$ -Schicht würde somit die Quelle für eine  $H^+$ -Emission und damit die  $H^+$ -Ausbeute selbst vollständig verschwinden. Dies ist jedoch nicht der Fall. In der zweiten Temperaturregion vollzieht sich nämlich die Überlagerung von zwei verschiedenen Prozessen: Während der Anstieg der Targettemperatur den Abbau der  $C_xH_y$ -Schichten und damit den Abbau der  $H^+$ -Emissionsquelle zur Folge hat, werden mit steigender Targettemperatur allerdings immer größere Bereiche der Targetoberfläche durch  $H$ -Atome bzw. durch  $H_2$ -Moleküle, die dem Restgas entstammen (siehe Kapitel 13.4), besetzt. Der Anstieg der Targettemperatur hat somit einen Abbau der zweiten  $C_xH_y$ -Schicht und eine Abnahme der aus dieser stammenden  $H^+$ -Ionen zur Folge. Zugleich kommt es zu einer Kontamination der LiF-Oberfläche mit  $H_n$ -Restgas ( $n = 1, 2$ ) und einem Anstieg der  $H^+$ -Emission aus dieser Schicht (siehe Abb. 61B.)).

Der Grund für dieses unterschiedliche Adsorptions- und Desorptionsverhalten des  $C_xH_y$ - und des  $H_n$ -Restgases liegt vermutlich in der Haftwahrscheinlichkeit der verschiedenen Restgasspezien. Das  $C_xH_y$ -Gas besitzt eine Haftwahrscheinlichkeit, die sehr sensitiv auf die Targettemperatur reagiert, das  $H$ -Gas zeigt hingegen eine Haftwahrscheinlichkeit, die vermutlich gegenüber der Temperatur insensitiv ist bzw. eine Haftwahrscheinlichkeit, die erst bei höheren Targettemperaturen ( $T < 500K$ ) abnimmt.

Auch für die  $Li^+$ -Ausbeute wird im Bereich der zweiten Region ein Anstieg mit steigender Targettemperatur beobachtet. Die Zunahme der  $Li^+$ -Ausbeute beträgt im Temperaturbereich von 380 K bis 450 K, wie die  $H^+$ -Ausbeute, ebenfalls rund 30%. Interessanterweise zeigt auch die Zunahme der  $Li^+$ -Ausbeute im Bereich der zweiten Region die gleiche Steigung wie die  $H^+$ -Ausbeute. Dieses Verhalten deutet auf eine Korrelation zwischen der  $H^+$ - und der  $Li^+$ -Emission hin. In dieser Korrelation spiegelt sich vermutlich auch die starke chemische Affinität des Lithiums zum Wasserstoff wieder [Hof41]. Bei der Emission der  $Li^+$ -SI können durch diese Affinität  $H$ -Ionen mitgerissen und so von der Oberfläche emittiert werden. Dieser Vorgang kann natürlich auch im umgekehrten Reaktionskanal erfolgen, nämlich, daß die  $H^+$ -SI, die von der Oberfläche emittiert werden, Li-Ionen mitreißen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist jedoch sehr gering, da die Li-Ionen stärker (etwa 5eV) als die H-Ionen (etwa 0,5eV) an der Targetoberfläche gebunden sind [Sil00]. Durch die Affinität des Li zum H wird vermutlich auch die Haftwahrscheinlichkeit des H-Restgases zusätzlich erhöht.

Der Anstieg der  $Li^+$ -Ausbeute in der zweiten Region ist wohl darauf zurückzuführen, daß durch die Temperatur-Reinigung der LiF-Oberfläche ebenfalls die Emissionsbarriere, die durch die  $C_xH_y$ -Schicht besteht, abgebaut wird. Darüber hinaus trägt mit steigender Targettemperatur  $T$  die Defektbildung entlang der Teilchenspur in tiefen Bereichen des LiF-Targets zur Metallisierung der Targetoberfläche bei und erhöht dadurch zusätzlich die  $Li^+$ -Ausbeute [Betz94]. Unter der Metallisierung wird hier der Anstieg der Li-Konzentration an der Targetoberfläche verstanden. Der Metallisierung

der Targetoberfläche geht aber zunächst ein mehrstufiger Defektbildungsprozeß voraus.

Im Bereich des elektronischen Bremsvermögens überträgt das Projektil, beim Passieren eines Alkalihalogenid-Targets, seine Energie auf die Elektronen des Untergitters der Halogenatome, so daß entlang der Teilchenspur Exzitonen ( $F^- \rightarrow F^* + e^-$ , siehe Kapitel 8.3) mit einer relativ hohen Energie ( $\approx 9eV$ ) und einer kurzen Lebensdauer ( $\approx 10^{-12}s$ ) entstehen [Bie82]. Innerhalb seiner Lebensdauer bildet das Exziton mit einem seiner Nachbar-Halogenionen ein  $F_2^-$ -Molekül ( $F^* + F^- \rightarrow F_2^-$ ). Das  $F_2^-$ -Molekül, welches im Kristallgitter zwei Gitterplätze belegt ( $V_k$ -Zentrum), hat eine Energie von über 8eV und eine Lebensdauer von  $10^{-9}s$  bis  $10^{-6}s$  [Ito86, Schw97]. Das  $V_k$ -Zenter kann durch seine lange Lebensdauer mit dem zuvor emittierten Elektron rekombinieren ( $F_2^- + e^- \rightarrow F^- + F^-$ ), so daß nun eine repulsive Konfiguration entsteht. Bei ihrer gegenseitigen Abstoßung wandern die beiden Halogenionen entlang der  $\langle 110 \rangle$ -Richtung des LiF-Kristalls und haben genügend Energie, um weitere Defekte zu erzeugen. Bei diesen neuen Defekten handelt es sich überwiegend um F- (ein Elektron besetzt eine Halogen-Leerstelle) und H-Zentren (ein  $F_2^-$ -Molekül besetzt einen Gitterplatz im Kristallverband), die die stabilsten Defekte mit einer Energie von 2,5eV darstellen [Bie82]. Die F- und H-Zentren sind im Kristallgitter sehr beweglich (Aktivierungsenergie  $E_a \approx 0,5eV$ ) und haben im Festkörper eine mittlere Reichweite von [Szy80]:

$$\lambda(T) = l \left( \frac{\nu\tau}{3} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{-E_a}{kT} \right) \quad (111)$$

wobei  $E_a$  die Aktivierungsenergie,  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Targettemperatur,  $l$  ( $\approx 2,5\text{\AA}$ ) die Sprunglänge,  $\tau$  die Lebensdauer und  $\nu \approx 10^{13}s^{-1}$  die Sprungfrequenz des Defekts ist. Defekte, die tief im Inneren des Festkörpertargets entstehen, vermögen somit die Targetoberfläche zu erreichen ( $\lambda \geq 600\text{\AA}$ ). Dabei können F-Zentren mit den  $Li^+$ -Ionen an der Kristalloberfläche rekombinieren ( $e^- + Li^+ \rightarrow Li^0$ ), aber auch H-Zentren, die an die Oberfläche des Festkörpers diffundieren, können ein Elektron an die  $Li^+$ -Ionen transferieren ( $F_2^- + Li^+ \rightarrow Li^0$ ) und werden so als neutrale  $F_2^0$ -Moleküle ins Vakuum emittiert [Sil00] (siehe Abb. 61B.)). Das  $Li^0$  an der Targetoberfläche verhält sich durch den zusätzlichen Elektroneneinfang wie Li in einem reinen Li-Metall (Metallisierung der LiF-Oberfläche). Durch die Metallisierung sollte die Li-Ausbeute wieder abnehmen. Dies wird allerdings nicht beobachtet, denn es bilden sich vermutlich bei der Metallisierung aufgrund der polykristallinen Struktur des LiF-Targets nur Li-Inseln, die Oberfläche verhält sich so in ihrer Gesamtheit weiterhin wie ein Isolator.

In der letzten der drei Temperaturregionen wird ab etwa 450 K ein sehr starker Anstieg der  $H^+$ - und der  $Li^+$ -Ausbeute beobachtet. Der Anstieg der Ausbeuten beträgt dabei in diesem Bereich über 300%. Die enorme Zunahme der  $Li^+$ - und der  $H^+$ -Ausbeute könnten auf einen Phasenübergang des LiF-Targets hindeuten. Da aber der Schmelzpunkt des LiF bei 1115 K und der Siedepunkt bei 1950 K liegt, kann ein

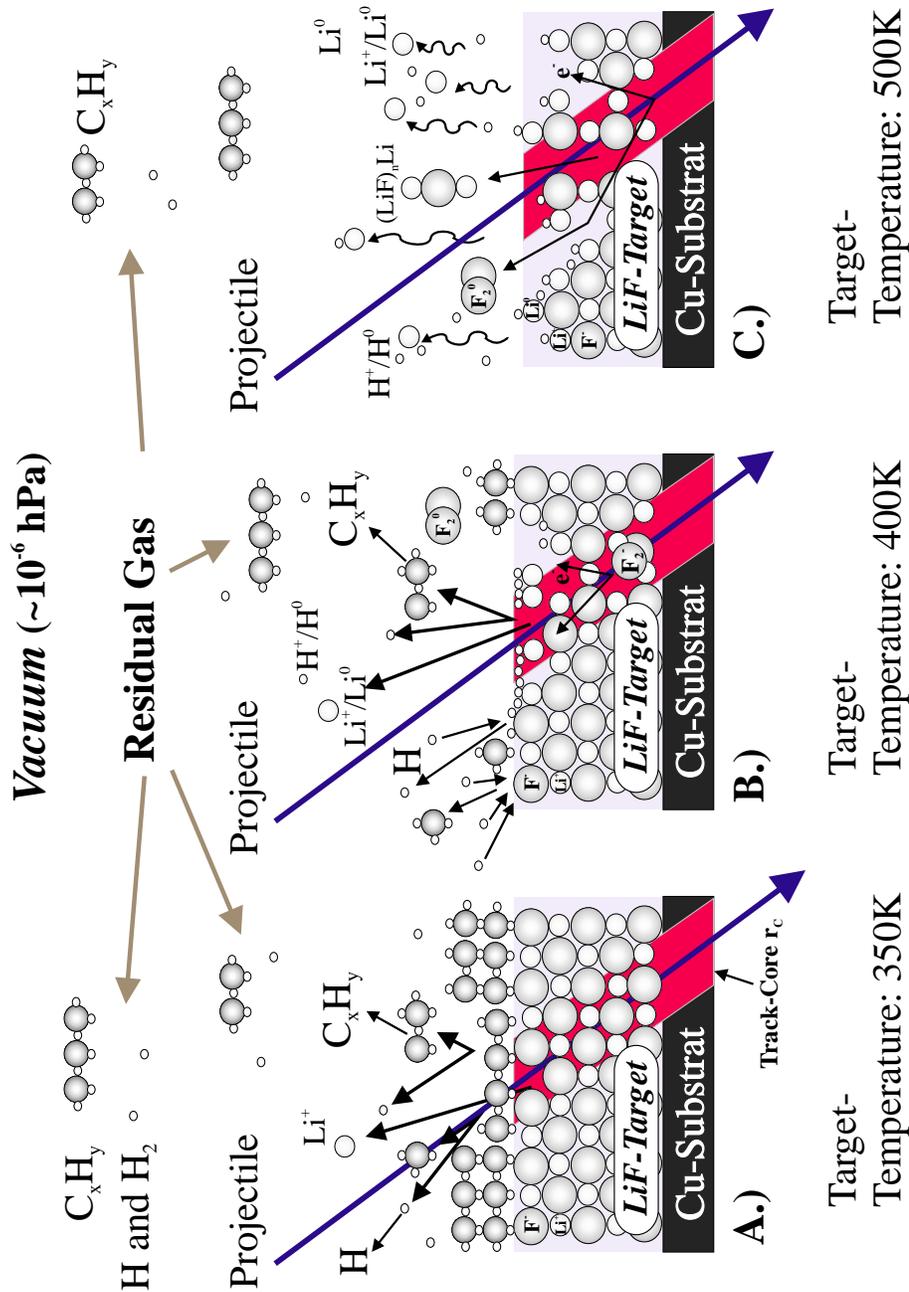


Abbildung 61: Schematische Darstellung der SI-Emission als Funktion der LiF-Targettemperatur. **A.)** I. Temperaturregion (300K bis 380K): Abbau der obersten  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht. **B.)** II. Region (380K bis 450K): Abbau der zweiten  $C_xH_y$ -Schicht. Frei gewordene Plätze an der Oberfläche werden durch H- bzw.  $H_2$ -Adsorbate besetzt. Beginn der Metallisierung an der LiF-Oberfläche. **C.)** III. Region (450K bis 500K): Die metallische Li-Oberfläche schmilzt. Thermische Verdampfung des Targetmaterials.

Phasenübergang des LiF-Kristalls ausgeschlossen werden. Wird aber, wie oben beschrieben, eine Metallisierung der Targetoberfläche in Betracht gezogen, so liegt die Schmelztemperatur des Lithiummetalls bei 453 K [Mor76], also exakt zu Beginn (bei etwa 450 K) des enormen Anstiegs der Ausbeuten. Die Li-Oberfläche beginnt somit bei etwa 450 K zu schmelzen und es kommt dadurch zu einem thermischen Verdampfen der Targetoberfläche (siehe Abb. 61C.)).

Überraschenderweise sind die Steigungen der  $Li^+$ - und der  $H^+$ -Ausbeuten in diesem dritten Temperaturbereich unterschiedlich. Zu beobachten ist, daß die Ausbeute der  $Li^+$ -Ionen stärker mit der Targettemperatur zunimmt als die Ausbeute der  $H^+$ -Ionen. Dies ist ein Anzeichen dafür, daß das H-Atom immer stärker von der Targetoberfläche festgehalten wird und daß dadurch die Affinität des Li zu H eine immer geringere Rolle bei hohen Targettemperaturen zu spielen scheint. Es kann angenommen werden, daß möglicherweise durch die hohe Targettemperatur zwischen dem Fluor- und dem Wasserstoffatom, eine starke Dipol-Dipol-Bindung entsteht. Denn durch die starke Elektronegativität des F-Atoms (3,4 eV), wird das an dem F-Atom gebundene H-Atom stark positiv polarisiert. Dies beruht vor allem darauf, daß das H-Atom aufgrund seiner kleinen Oberfläche und seiner schwachen Abschirmung des Kerns ganz besonderes anziehend auf das negativ polarisierte F-Atom wirkt [Dud88].

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Bindungsart, der Entstehungsort, sowie das Emissionsverhalten der meisten SI für das LiF-Target (Isolator) durch die Variation der Targettemperatur ermittelt werden kann. Das unterschiedliche Emissionsverhalten der  $Li^+$ - und der  $H^+$ -Ionen bei sehr hohen Targettemperaturen (450 bis 500 K) ist jedoch noch nicht vollständig verstanden. Zur besseren Untersuchung des  $Li^+$ - und  $H^+$ -Emissionsverhaltens bei hohen Targettemperaturen würde sich in Zukunft ein neues, interessantes Meßverfahren anbieten. Ein nach dem Vorbild von COLTRIMS (Cold Target Recoil Ions Momentum Spectrometry) [Dör94, Mer95, Mos96] mit einem Festkörpertarget ausgestattetes Spektrometer erlaubt eine kombinierte Messung von Flugzeiten und Auftrefforten der emittierten SI. Dadurch könnten Untersuchungen sowohl zur radialen als auch zur axiale Anfangsenergieverteilung der  $Li^+$ - und der  $H^+$ -Ionen einen tieferen Zugang zum Verständnis der Emissionsvorgänge nicht nur bei hohen Targettemperaturen ermöglichen.

## 20.2 Desorption vom leitenden Target

In diesem Abschnitt werden Untersuchungen der SI-Emission leitender Targets vorgestellt. Der Vergleich der SI-Emission leitender und nichtleitender Targets soll Mechanismen klären, die abhängig von der Targettemperatur zur SI-Emission führen. Er soll auch Emissionsprozesse aufdecken, die targetunabhängig sind, d.h. nur vom jeweiligen Projektil-Stoßsystem und der Targettemperatur abhängen.

Existieren solche targetunabhängigen Emissionsprozesse, so bestünde die Möglichkeit, SI aus solchen Emissionsprozessen als Boten zur "in-situ" Untersuchung der Teilchenspur-Entstehungsmechanismen in leitenden und nichtleitenden Materialien zu nutzen [Wün99].

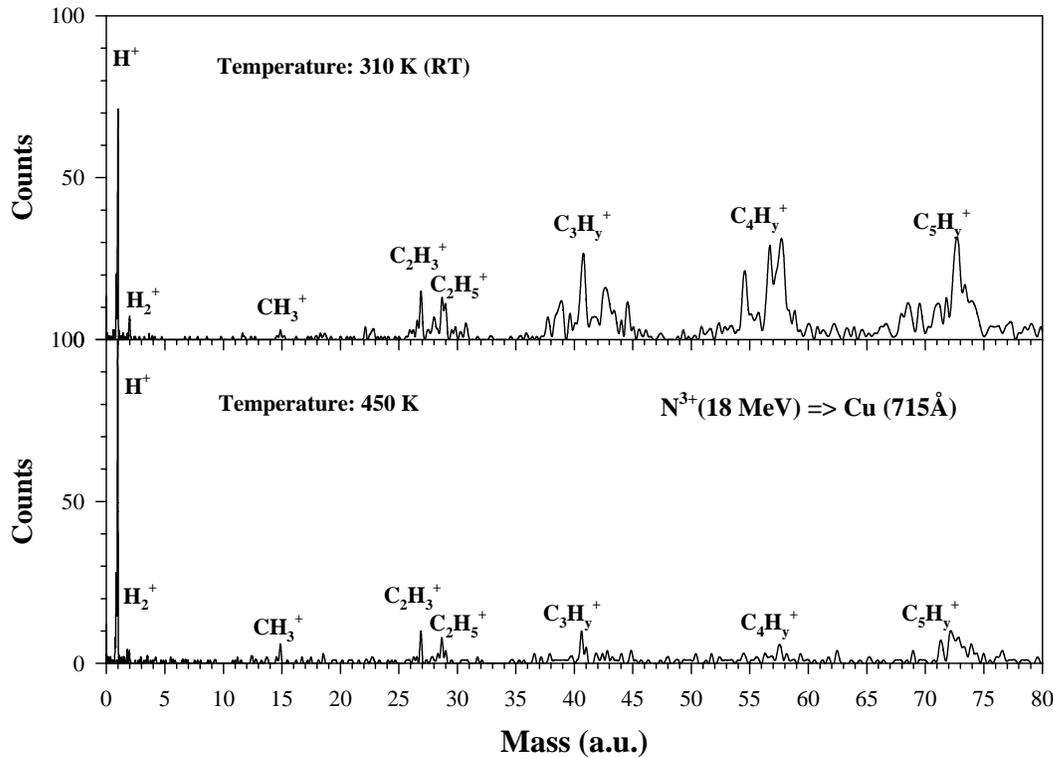


Abbildung 62: Flugzeitspektren positiv geladener SI von einem Cu-Target bei Variation der Targettemperatur und bei gleicher Normierung ( $10^6$ -Projektile), gemessen wurden. Die Spektren zeigen den Vergleich zwischen der SI-Emission vom Cu-Target bei Raumtemperatur (300K) (oberes Spektrum) und bei geheiztem Target (450K) (unteres Spektrum).

Unter gleichen experimentellen Bedingungen wie im Kapitel 20.1 beschrieben wurde die SI-Emission diesmal an einem leitenden Festkörpertarget untersucht. Aufgrund seiner sehr guten Wärmeleitfähigkeit fand Cu(715 Å) als Target Verwendung, so daß auch hier mit dem Auftreten physikalischer Effekte an der Targetoberfläche schon bei relativ geringen Änderungen der Targettemperatur zu rechnen war.

Abb. 62 vergleicht zwei typische Flugzeitspektren positiv geladener SI, die bei gleicher Normierung ( $1,024 \cdot 10^6$  Projektile) und unterschiedlichen Targettemperaturen gemessen wurden. Das obere Spektrum zeigt SI, die das Cu-Target bei Raumtemperatur (300 K) emittiert.

Ebenso wie beim nichtleitenden LiF-Target beobachtet man, daß die gleichen SI ( $H^+$ ,  $C_xH_y^+$ ) auch von der Oberfläche des leitenden Cu-Targets emittiert werden. Diese Beobachtung spiegelt vor allem die targetunabhängige Kontamination der Targetoberflächen durch das Pumpenöl wieder. Als weitere Gemeinsamkeit der beiden unterschiedlichen Targetmaterialien ist der deutliche Abbau dieser Kontaminationsschicht mit steigender Targettemperatur zu erkennen (siehe Abb. 62 unteres Spektrum). Das

untere Spektrum wurde hier bewußt für die SI-Emission bei einer Targettemperatur von 450 K aufgenommen, da ein bei 500 K gemessenes Spektrum bis auf die  $H^+$ - und  $H_2^+$ -SI vollständig von den Kohlenwasserstoffen gereinigt ist.

Die Reinigung der Cu-Oberfläche von der  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht zeigt (wie beim LiF-Target, siehe Kapitel 20.1) mit steigender Targettemperatur einen Anstieg der  $H^+$ -SI-Emission. Als Ursache für die Zunahme der  $H^+$ -Emission kommen damit, auch für das Cu-Target, zwei verschiedene Entstehungsorte in Frage, die von der Targettemperatur abhängig sind.

Neben diesen Gemeinsamkeiten der SI-Emission beider Targets lassen die Spektren in Abb. 62 auch Unterschiede erkennen. So fällt beim Vergleich der am LiF- (siehe Abb. 57) und am Cu-Target gemessenen Spektren auf, daß vom Cu-Target weniger SI (etwa um den Faktor 6) emittiert werden. Hier tritt der targetabhängige Charakter der SI-Emission zu Tage. Die niedrigere Emission beim leitenden Target ist vor allem darauf zurückzuführen, daß sich die Neutralisation der Teilchenspur aufgrund freier Valenzelektronen unmittelbar nach dem Durchgang des Projektils ( $> 10^{-17}$  s) durch das Target vollzieht. So kann sich kein elektrisches Feld, das zusätzlich zu SI-Emission beiträgt, zwischen Spurkern und Spurhalo aufbauen (siehe Kapitel 5.2).

Ein weiterer Unterschied zwischen dem leitenden und nichtleitendem Target ist zu nennen, daß so gut wie kein  $Na^+$ -SI in den Spektren für das Cu-Target zu sehen ist. Vermutlich ist das Cu-Target beim Targetherstellungsprozeß unempfindlicher gegenüber der Na-Kontamination als das LiF-Target.

Aufgrund der Streuung der Datenpunkte der emittierten,  $H_2^+$ -Ionen infolge der geringen Ausbeute mußte auf eine Auswertung dieser Ionen verzichtet werden.

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse der SI-Messung in Abhängigkeit von der Cu-Targettemperatur detailliert dargestellt. Das Kapitel 20.2.1 befaßt sich wiederum zunächst mit der Frage nach dem Emissionsverhalten der  $C_xH_y^+$ -SI nach, da hier nach dem Vorbild des Kapitels 20.1.1 aus dem Bedeckungsgrad der Cu-Oberfläche durch die  $C_xH_y^+$ -SI eine quantitative Interpretation der Daten möglich ist. Das anschließende Kapitel 20.2.3 stellt das komplexere Emissionsverhalten der  $H^+$ -Ionen und die Diskussion der Daten in einem Modell dar.

### 20.2.1 Desorption von $C_xH_y^+$ -Sekundärionen vom Cu-Target

In Abb. 63 sind relative Ausbeuten  $Y_{SI}$  der  $C_4H_y^+$ - und der  $C_5H_y^+$ -SI dargestellt, die, aus der Projektileintrittsseite des Cu-Targets kommend, abhängig von der Targettemperatur T gemessen wurden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die  $C_2H_y^+$ - und die  $C_3H_y^+$ -SI-Gruppen nicht mit abgebildet. Das Emissionsverhalten dieser Ionen ähnelt jedoch sehr den in Abb. 63 gezeigten SI.

In Abb. 63 ist, wie beim nichtleitenden LiF-Target (siehe Abb. 58), deutlich der monotone Abfall der  $C_4H_y^+$ - und der  $C_5H_y^+$ -Ausbeuten mit dem Anstieg der Targettemperatur zu sehen. Auch beim Cu-Target setzt sich die Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten aus zwei Stufen zusammen. Diese beiden Stufen deuten wiederum auf eine Kontamination der Cu-Oberfläche mit zwei  $C_xH_y$ -Schichten hin.

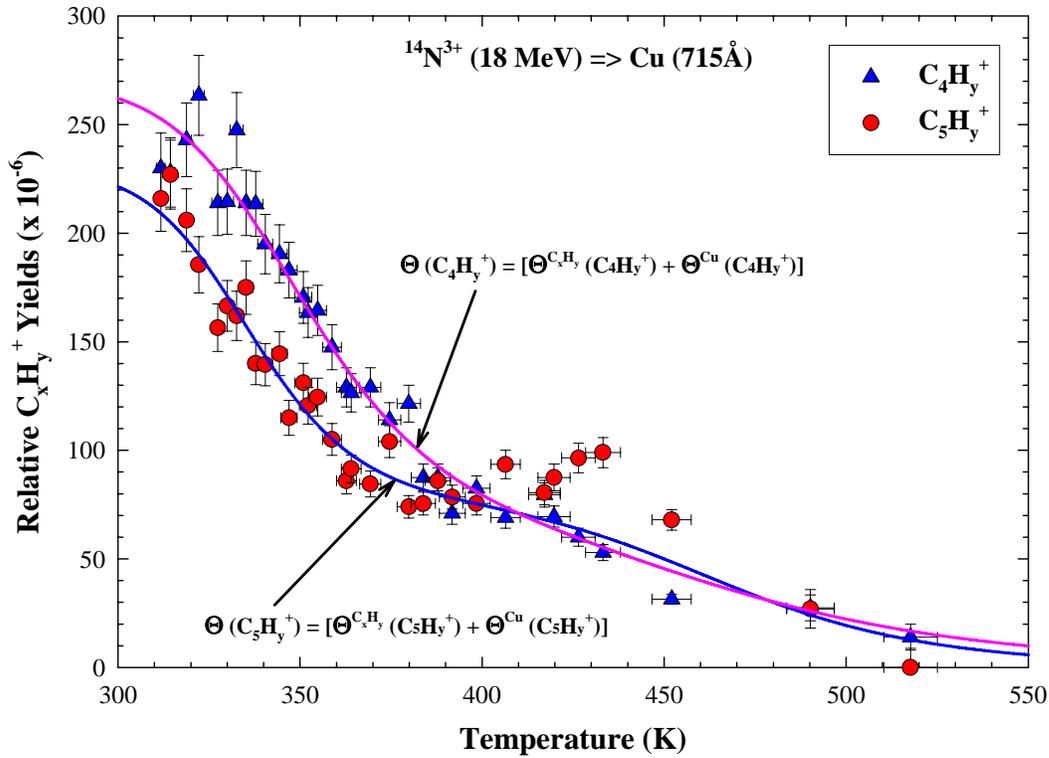


Abbildung 63: Relative SI-Ausbeuten eines mit  $^{14}\text{N}^{3+}$  (18 MeV)-Projektile beschossenen Cu-Targets. Die Ausbeuten für zwei verschiedene SI-Gruppen ( $\text{C}_4\text{H}_y^+$  und  $\text{C}_5\text{H}_y^+$ ) sind in Abhängigkeit von der Targettemperatur  $T$  dargestellt. Die durchgezogenen Linien beschreiben die Temperaturabhängigkeit der SI-Emission durch jeweils zwei verschiedene Langmuir-Isothermen  $\Theta^{\text{Cu}}(\text{C}_x\text{H}_y^+)$  und  $\Theta^{\text{C,H}}(\text{C}_x\text{H}_y^+)$ .

Eine starke Abnahme der ersten Ausbeutestufe beginnt unmittelbar bei 310K und endet bei 380K bzw. 390K, also in etwa bei dem gleichen Temperaturbereich wie beim LiF-Target. Diese Beobachtung ist ein erster Hinweis darauf, daß die oberste der beiden  $\text{C}_x\text{H}_y$ -Kontaminationsschichten, da sie sowohl beim Cu-, als auch beim LiF-Target mit der gleichen Haftwahrscheinlichkeit  $H_0(T)$  die unter ihr befindliche  $\text{C}_x\text{H}_y$ -Schicht belegt, in ihrem temperaturabhängigen Emissionsverhalten unabhängig vom Targetmaterial ist.

Im Temperaturbereich von etwa 385K bis 420K zeigen die  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ -Ausbeuten einen nahezu konstanten Verlauf. Eine zweite, schwächere Abnahme dieser  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ -Ausbeute, d.h. der Abbau der zweiten Kontaminationsschicht, die direkt die Cu-Oberfläche belegt, beginnt ab 420K. Bei 520K werden keine  $\text{C}_x\text{H}_y^+$ -SI mehr beobachtet. Hierzu sei erwähnt, daß ab etwa 500K der Untergrund in den Flugzeitspektren ansteigt. Dies deutet auf eine schlechtere Effizienz des Start- und des Stop-Detektors hin, so daß hier die Fehlerbalken länger sind. Die schlechtere Effizienz der Detektoren erfolgt aufgrund der hohen Temperatur des Targethalters, da dadurch das Ausheizen

der Experimentier-Kammer in Gang gesetzt wird und so eine Verschlechterung des Vakuums erfolgt.

Da sich auch für das Cu-Target die stufenförmige Abnahme der Ausbeuten aller  $C_xH_y^+$ -SI im gleichen Temperaturbereich vollzieht, bestätigt dies die Annahme, daß alle beobachteten  $C_xH_y^+$ -SI dem gleichen Muttermolekül entstammen. Wie beim LiF-Target läßt sich auch beim Cu-Target Polyethylenether (Treibmittel der Diffusionspumpe) als Muttermolekül ausmachen.

Überraschenderweise bildet die  $C_5H_y^+$ -SI-Gruppe eine Ausnahme in ihrem Emissionsverhalten gegenüber den restlichen  $C_xH_y^+$ -SI. So ist Abb. 63 zu entnehmen, daß nach dem Abbau der ersten Stufe, d.h. der obersten der beiden  $C_xH_y^+$ -Schichten, die  $C_5H_y^+$ -Meßpunkte im Temperaturbereich von 420K keinen Abfall, wie es bei den anderen  $C_xH_y^+$ -SI beobachtet wird, sondern einen Anstieg der Ausbeute mit steigender Cu-Targettemperatur zeigen. Die  $C_5H_y^+$ -Ausbeute erreicht bei etwa 435K ein Maximum und nimmt mit steigender Targettemperatur erneut ab. Von hierab verhält sich die  $C_5H_y^+$ -SI-Gruppe wieder wie die übrigen  $C_xH_y^+$ -SI. Ähnliche Beobachtungen wurden auch bei anderen Temperaturmessungen an Metall-Targets, jedoch für negativ geladene  $C_xH_y^-$ -SI, gemacht [Kam65]. Die Ergebnisse deuten daraufhin, daß komplexe chemische Reaktionen an der Cu-Oberfläche bei hohen Targettemperaturen stattfinden. Wie aus anderen Messungen bekannt [Per98b], besteht die  $C_5H_y^+$ -SI-Gruppe nicht aus reinen Kohlenwasserstoffverbindungen. Da im Treibmittel der Diffusionspumpen auch Silizium enthalten ist, kann dieses, da es sich in vielerlei Hinsicht wie Kohlenstoff verhält, jedoch keine Doppel- oder Dreifachbindungen bildet [Dud88], mit der Kohlenwasserstoffgruppe  $CH_3$  eine Bindung zum  $(CH_3)_3Si^+$ -Ion (Tetramethylmonosilan; Masse  $73^+$ ) eingehen. Dies würde vor allem den geringen Anteil an  $CH_3$ -SI im Flugzeitspektrum erklären. Eine weitere Bestätigung für das Vorhandensein dieses SI bildet das schwerere  $(CH_3)_6Si_2^+$ -Ion (Hexamethyldisilan), das in den Flugzeitspektren bei Masse  $146^+$  beobachtet wird. Das Muttermolekül dieser beiden SI-Sorten ist vermutlich  $(CH_3)_3SiCH_2Si(CH_3)_3$  (Hexamethylmethylenedisilan; Masse 160) mit einer Schmelztemperatur bei rund 410K. An der Cu-Oberfläche beginnt somit bei 410K das Hexamethylmethylenedisilan zu schmelzen. Dabei zerfällt das Muttermolekül (Hexamethylmethylenedisilan) in die  $(CH_3)_3Si^+$ - und die  $(CH_3)_6Si_2^+$ -Ionen, so daß es im Temperaturbereich von 420K bis 435K zu einem Anstieg der Ausbeuten dieser Ionen kommt. Da die Targetoberfläche jedoch bei höherer Targettemperatur von dem Muttermolekül gereinigt wird, kann es auch keine weiteren  $(CH_3)_3Si^+$ - und  $(CH_3)_6Si_2^+$ -Ionen nachliefern und dies bedeutet einen erneuten Abfall der  $C_5H_y^+$ -Ausbeute.

Weshalb jedoch das Schmelzen von Hexamethylmethylenedisilan und damit der Anstieg der  $C_5H_y^+$ -Ausbeute nur am leitenden Cu-Target und nicht am nichtleitenden LiF-Target beobachtet wird, ist bisher noch nicht geklärt. Vielleicht liegt das beobachtete Emissionsverhalten der  $C_5H_y^+$ -SI-Gruppe an gewissen katalytischen Eigenschaften des Cu-Targets, die das LiF-Target nicht aufweisen kann.

### 20.2.2 Bindungsenergie der $C_xH_y^+$ -Sekundärionen am Cu-Target

Für das Cu-Target wird, wie beim LiF-Target, versucht aus dem Bedeckungsgrad  $\Theta(T)$  der  $C_xH_y$ -Schicht, die unmittelbar die Cu-Oberfläche belegt, qualitative Aussagen in Hinblick auf die Bindungsart und die Bindungsenergien  $E_B$  der einzelnen  $C_xH_y^+$ -SI dieser Schicht zu erhalten.

Wie im Kapitel 20.1.2 wird auch für das Cu-Target der Bedeckungsgrad  $\Theta(T)$  der Cu-Oberfläche durch die  $C_xH_y$ -Schicht in einfachster Näherung wiederum mit einer Langmuir-Isotherme (siehe Glg. (109)) beschrieben.

Da jedoch die stufenförmige Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten mit steigender Targettemperatur verrät, daß an der Cu-Oberfläche zwei  $C_xH_y$ -Monoschichten vorhanden sind, wird die Bedeckung dieser beiden Schichten auch mit zwei verschiedenen Langmuir-Isothermen beschrieben. So stellt im folgenden die erste Langmuir-Isotherme  $\Theta^{Cu}(C_xH_y^+)$  die unmittelbare Bedeckung der Cu-Oberfläche durch eine erste  $C_xH_y$ -Schicht dar, während die zweite Langmuir-Isotherme  $\Theta^{C_xH_y}(C_xH_y^+)$  die Bedeckung, der auf der Cu-Oberfläche liegenden  $C_xH_y$ -Schicht, durch eine weitere  $C_xH_y$ -Schicht beschreibt.

Durch die Anpassung dieser beiden Langmuir-Isothermen an die experimentellen Daten (siehe Abb. 63) lassen sich so die Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI und der Parameter  $b$  aus Glg. (109) bestimmen. Um die Wahl der freien Parameter  $E_B$  und  $b$  einzuschränken, wird die Bindungsenergie  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI, die unmittelbar die Cu-Oberfläche belegen, aus der Abnahme ihrer Ausbeuten im Hochtemperaturbereich (430 K bis 500 K) wiederum über das Arrhenius-Diagramm bestimmt. Diese Vorgehensweise ist jedoch nur möglich, da der Term  $b \cdot \exp(-E_B/kT) \gg 1$  für hohe Temperaturen gültig ist. Dadurch läßt sich die Langmuir-Isotherme erneut als  $\Theta = A/(b \cdot \exp(-E_B/kT))$  schreiben.

Abb. 64 zeigt die graphische Darstellung der  $C_5H_y^+$ -Meßdaten aus dem Hochtemperaturbereich gegen den Kehrwert der Targettemperatur. Dem Vergleich der  $C_5H_y^+$ -Datenpunkte, die am leitenden Cu-Target, mit denen, die am nichtleitenden LiF-Target gemessen wurden (siehe Abb. 59) sind unterschiedliche Steigungen der Regressionsgeraden zu entnehmen. Die unterschiedliche Steigung spiegelt hier die unterschiedlichen Bindungsenergien der  $C_5H_y^+$ -SI an der Cu- bzw. an der LiF-Oberfläche wieder.

Die aus dem Arrhenius-Diagramm bestimmten Bindungsenergien  $E_B$  der einzelnen Kohlenwasserstoffe an der Cu-Oberfläche sind in Tabelle 8 zusammengefaßt.

In Tabelle 8 wird für das Cu-Target gezeigt, daß die  $C_xH_y^+$ -SI, ebenso wie das LiF-Target, durch schwache intermolekulare Kräfte (z.B. Van der Waals-Kräfte) an der Oberfläche gebunden sind. Die Werte für die Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -SI an der Cu-Oberfläche und der LiF-Oberfläche sind jedoch nicht gleich (siehe Tabelle 7). So zeigt sich, daß die  $C_xH_y^+$ -SI an der Cu-Oberfläche kleinere Bindungsenergien  $E_B$  als an der LiF-Oberfläche besitzen. Dadurch kann die Cu-Oberfläche mit steigender Targettemperatur schneller als die LiF-Oberfläche von den Kohlenwasserstoffen gereinigt werden.

Aus der Tabelle 8 ist ebenfalls zu entnehmen, daß die Bindungsenergien der Koh-

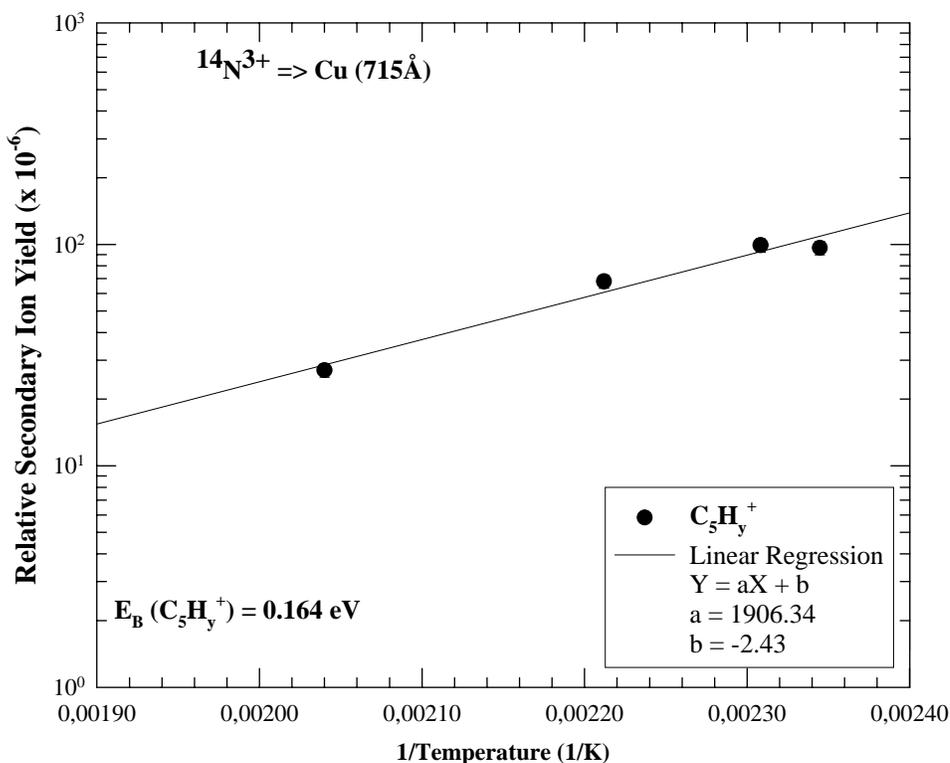


Abbildung 64: Die Darstellung der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten (hier zum Vergleich die  $C_5H_y^+$ -Ausbeuten) aus dem Hochtemperaturbereich (etwa 430 K bis 500 K) erlaubt die Bindungsenergien  $E_B$  der  $C_xH_y^+$ -Ionen, die sich unmittelbar an der Cu-Targetoberfläche befinden, aus der Steigung der Regressionsgeraden zu bestimmen.

lenwasserstoffe mit steigender Länge der Kohlenwasserstoffketten ansteigt. Wie bei der LiF-Oberfläche, so ist auch für die Cu-Oberfläche die Zunahme der Bindungsenergien  $E_B$  proportional zum Vielfachen der intermolekularen Bindung ( $\approx 0,018\text{eV}$ ) [Dud88] einer Methylgruppe ( $-CH_3$ ).

Darüber hinaus zeigt sich bei näherer Betrachtung der einzelnen  $C_xH_y^+$ -SI aus einer Kohlenwasserstoffgruppe (z.B. der  $C_3H_y^+$ -Gruppe), daß auch für das Cu-Target die Bindungsenergien  $E_B$  dieser  $C_xH_y^+$ -SI wiederum, wie beim LiF-Target, mit höherem Wasserstoffanteil ansteigt. Hierdurch erhärtet sich die Vermutung, daß die Kohlenwasserstoffe vor allem über ihren Wasserstoff durch Van der Waals, Wasserstoffbrückenbindungen an der Targetoberfläche gebunden sind.

Leider gestattet nur die Langmuir-Isotherme  $\Theta^{Cu}(C_xH_y^+)$  im Hochtemperaturbereich eine quantitative Beschreibung der Cu-Oberflächenbedeckung durch die  $C_xH_y$ -Schicht und liefert gute Ergebnisse in bezug auf die Bindungsenergie  $E_B$  dieser  $C_xH_y^+$ -Ionen. Um so schwieriger gestaltet sich wiederum die Beschreibung der ersten stufenförmigen Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten, herrührend vom Abbau der obersten  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht im Niedertemperaturbereich (310K bis 380K). Um

Sekundärion	Bindungsenergie $E_B$	Ionisierungs-Energie $E_I$
$C_2H_y^+$	$0,028 \pm 0,005eV$	8,90 eV
$C_2H_3^+$	$0,021eV \pm 0,002eV$	9,40 eV
$C_2H_5^+$	$0,036eV \pm 0,004eV$	8,40 eV
$C_3H_y^+$	$0,059eV \pm 0,006eV$	8,05 eV
$C_3H_3^+$	$0,026eV \pm 0,003eV$	8,25 eV
$C_3H_5^+$	$0,027eV \pm 0,003eV$	8,10 eV
$C_3H_7^+$	$0,056eV \pm 0,006eV$	7,80 eV
$C_4H_y^+$	$0,103eV \pm 0,010eV$	8,92 eV
$C_5H_y^+$	$0,164eV \pm 0,033eV$	9,27 eV

Tabelle 8: Die Tabelle faßt die Bindungsenergien  $E_B$ , die aus dem Arrhenius-Diagramm bestimmt wurden, für die  $C_xH_y^+$ -SI, die an der Oberfläche des Cu-Targets gebunden sind, zusammen. Im Vergleich dazu enthält die letzte Spalte der Tabelle die Ionisierungs-Energien  $E_I$  der  $C_xH_y^+$ -SI [Han72].

die erste stufenförmige Abnahme der Ausbeuten gut beschreiben zu können, war erneut die Einschränkung der Fitparameter notwendig. Zur Beschreibung der  $C_xH_y^+$ -Abnahme der ersten Stufe durch die Langmuir-Isotherme  $\Theta^{C_xH_y}(C_xH_y^+)$  wurden Bindungsenergien  $E_B$  verwendet, die im Bereich der Bindungsenergien aus Messungen mit dem LiF- und dem Cu-Target erhalten wurden. Die Verwendung der gleichen Bindungsenergien sowohl für das LiF- als auch für das Cu-Target ist nur möglich, da die oberste  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht, die ja wiederum eine  $C_xH_y$ -Schicht belegt ein targetunabhängiges Verhalten aufweist. Zwar beschreiben so die beiden Langmuir-Isothermen die experimentellen Daten relativ gut, aber dennoch ist durch die Wahl der Bindungsenergien die Isotherme  $\Theta^{C_xH_y}(C_xH_y^+)$  mit einem Fehler behaftet, so daß auf eine genaue Interpretation der  $C_xH_y^+$ -Daten aus der ersten Stufe verzichtet werden muß.

### 20.2.3 Desorption von $H^+$ -Ionen

Ergänzend zu den  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten zeigt Abb. 65 die relative Ausbeute von  $H^+$ -SI, die in Abhängigkeit von der Targettemperatur ebenfalls aus der Projektil Eintrittseite des Cu-Targets emittiert werden. Analog zum nichtleitenden LiF-Target (siehe Kapitel 20.1.3), werden zum besseren Verständnis der Ergebnisse und der Diskussion der Meßdaten der  $H^+$ -Ausbeuten in drei Temperaturregionen eingeteilt. Abb. 66 illustriert wiederum modellhaft die Ergebnisse der  $H^+$ -SI-Emission aus den drei unterschiedlichen Temperaturregionen.

Die erste der drei Regionen stellt die  $H^+$ -Ausbeuten im Temperaturbereich von 300K bis 350K dar. In diesem Bereich nimmt die  $H^+$ -Ausbeute mit steigender Targettemperatur ab. Diese adäquate Beobachtung wurde bereits bei der Untersuchung

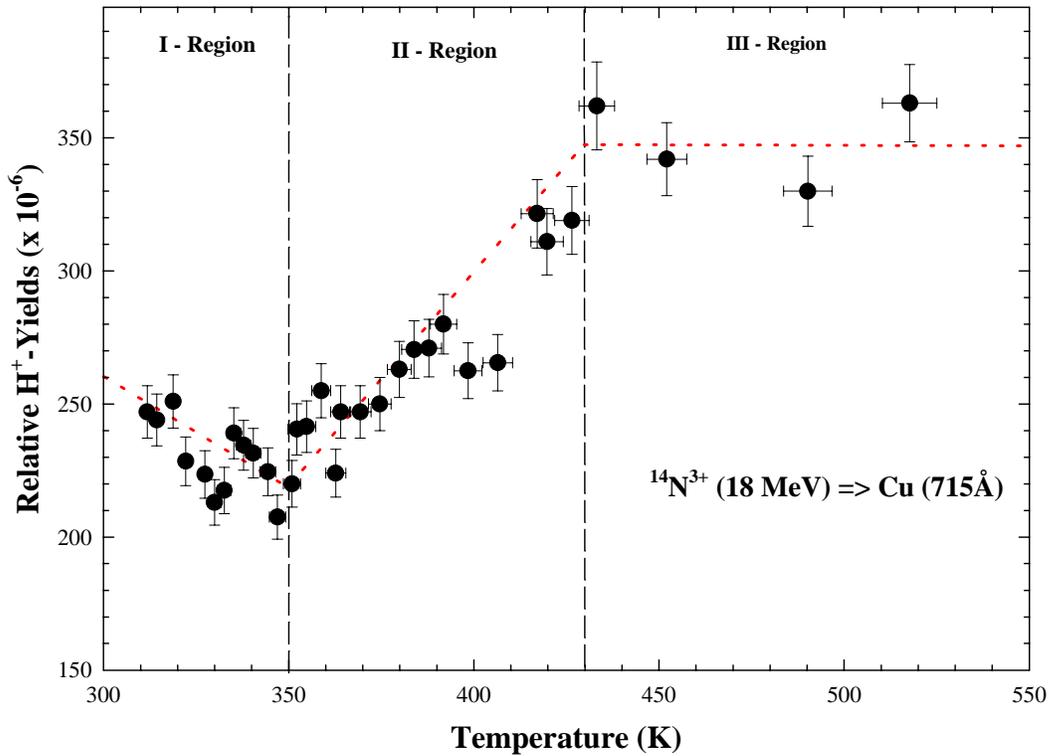


Abbildung 65: Relative  $H^+$ -SI-Ausbeuten eines mit  $^{14}N^{3+}$ -Projektilen beschossenen Cu-Targets in Abhängigkeit von der Targettemperatur  $T$ . Abhängig von dieser Temperatur werden nacheinander drei Emissionsprozesse wirksam. Die entsprechenden Temperaturbereiche sind mit I, II und III gekennzeichnet. Die Linie dient zur Führung des Auges.

der  $H^+$ -SI am LiF-Target gemacht. Der Unterschied zwischen dem Cu- und dem LiF-Target liegt jedoch darin, daß die Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute beim Cu-Target früher, d.h. bereits bei etwa 350K, ein Minimum erreicht. Die Ursache für diesen Unterschied liegt vor allem am leitenden Charakter des Cu-Targets. Dank der besseren Wärmeleitfähigkeit des Cu-Targets läßt sich die Targetoberfläche schon bei niedrigeren Targettemperaturen, als das LiF-Target von der  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht befreien.

In der Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute zeigen sich jedoch keine materialabhängigen Unterschiede, denn auch an der Oberfläche des Cu-Targets beträgt die Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute von der Raumtemperatur bis zum Minimum rund 20%. Einen interessanten Vergleich zu den  $H^+$ -Ausbeuten bieten wiederum die Resultate der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten (siehe Kapitel 20.2.1), denn auch für die  $C_xH_y^+$ -SI wird im Bereich der ersten Temperaturregion die erste stufenförmige Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten, d.h. der Abbau der obersten  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht beobachtet. Die Abnahme der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten beträgt in der ersten Region beim Cu-Target ebenfalls rund 55%. Aus der Verringerung der  $H^+$ - und der  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten ist erneut zu entnehmen, daß

die Kohlenwasserstoffe der obersten Kontaminationsschicht die Quelle für die  $H^+$ -Emission bilden. Mit steigender Targettemperatur führt ein Abbau dieser Kontaminationsschicht, analog zum LiF-Target, unweigerlich zur Abnahme der  $H^+$ -Emission (siehe Abb.66A)).

Aus der Gesamtheit der Beobachtungen kann, in Verbindung mit den Untersuchungen am LiF-Target, für das Cu-Target geschlossen werden, daß die oberste  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht in ihrem temperaturabhängigen Emissionsverhalten nahezu unabhängig vom Targetmaterial ist. Die Ursache hierfür ist die unter ihr liegende  $C_xH_y$ -Schicht, die im ersten Temperaturbereich für alle Materialien die gleiche ( $C_xH_y$ -)Targetoberfläche bildet. Auch der "Geburtsort" ist im ersten Temperaturbereich nur von Projektileigenschaften, wie z.B. Geschwindigkeit, Ladung, etc., und nicht vom Targetmaterial abhängig, denn die  $H^+$ -Emission kann nur im Bereich des Spurkerns  $r_{Kern}$  stattfinden, da hier vom Projektil genügend Energie deponiert wird, so daß die  $C_xH_y$ -Moleküle aufbrechen können.

In der zweiten Temperaturregion (350K bis 430K) ist, ähnlich wie beim LiF-Target, bei etwa 350K ein deutlicher Anstieg der  $H^+$ -Ausbeute mit steigender Targettemperatur zu erkennen. Die Zunahme der  $H^+$ -Ausbeuten beträgt dabei rund 45%. Ein weiterer Vergleich der  $H^+$ -Ausbeute mit dem temperaturabhängigen Emissionsverhalten der  $C_xH_y^+$ -Ionen zeigt, daß in diesem Temperaturbereich die verbliebenen 45% der  $C_xH_y$ -Oberflächenkontamination abgebaut werden (siehe Abb. 63). Hier vollzieht sich somit der Abbau der zweiten  $C_xH_y$ -Schicht, die unmittelbar die Cu-Oberfläche belegt. Für das Cu-Target ist, analog zum LiF-Target, zu erkennen, daß die Emission der  $H^+$ -SI in der zweiten Region ihren Ursprung unmöglich den Kohlenwasserstoffen verdanken kann, da mit dem Verschwinden der zweiten  $C_xH_y$ -Schicht auch die Quelle für die  $H^+$ -Emission verschwindet. Damit wird auch für das Cu-Target in der ersten und der zweiten Temperaturregion eine Überlagerung von zwei verschiedenen Emissionsprozessen bzw. die Emission von  $H^+$ -Ionen aus unterschiedlichen Quellen beobachtet. Der Abbau der  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht und damit der Quelle für die  $H^+$ -Ionen führt mit steigender Targettemperatur zu einer Abnahme der  $H^+$ -Ausbeute. Dieser Prozeß wird aber mit steigender Targettemperatur durch den Prozeß der Targetoberflächenkontamination durch H-Restgasatome bzw.  $H_2$ -Restgasmoleküle überlagert und führt so zu einem erneuten Anstieg der  $H^+$ -Ausbeute. Die beiden unterschiedlichen Emissionsprozesse spiegeln gleichfalls die unterschiedlichen Haftwahrscheinlichkeiten der  $C_xH_y$ -Molekülbruchstücke gegenüber des H- bzw.  $H_2$ -Restgases wieder. Auch die temperaturabhängigen Untersuchungen am Cu-Target zeigen, daß die bei hohen Targettemperaturen von den  $C_xH_y$ -Schichten gereinigten Targetoberflächen sofort durch H-Restgasatome bzw.  $H_2$ -Restgasmoleküle kontaminiert werden (siehe Abb. 66B)).

In der letzten der drei Temperaturregionen (430K bis 550K) ist bei etwa 430K der Anstieg der  $H^+$ -Ausbeute beendet. Bei weiterer Erhöhung der Targettemperatur bleibt die  $H^+$ -Ausbeute nahezu konstant. Die Ursache dieser Sättigung liegt darin, daß die Cu-Oberfläche nun vollständig durch das H- bzw.  $H_2$ -Restgas bedeckt ist. Darüber hinaus zeigt die Sättigung ebenfalls, daß die Desorptionsrate des H- bzw.  $H_2$ -Restgases

gleich der Adsorptionsrate ist. Das Gleichgewicht kann allerdings durch Strahlschwankungen, wie sie auch bei anderen Messungen beobachtet wurden [Wün98], gestört werden und zu Schwankungen in der  $H^+$ -Ausbeute führen.

Interessanterweise ist die Ausbeute der  $H^+$ -SI, die der Kohlenwasserstoff-Emissionsquelle (erste Temperaturregion) entstammen, gegenüber den  $H^+$ -SI, die der H- bzw.  $H_2$ -Restgas-Emissionsquelle (dritte Temperaturregion) entstammen, rund 40% niedriger. Die Ursache für dieses unterschiedliche Emissionsverhalten der  $H^+$ -Ionen liegt möglicherweise in ihrem unterschiedlichen Geburtsort. Die  $H^+$ -Ionen entstammen unabhängig von ihren unterschiedlichen Emissionsquellen aus dem gleichen Emissionsort, dem Spurrkern  $r_{Kern}$  (siehe Kapitel 5.1.1), da zur Emission der  $H^+$ -Ionen die Ionisation (13,6 eV) der H-Atome notwendig ist. Der Unterschied zwischen der  $H^+$ -Emission im ersten Temperaturbereich gegenüber der  $H^+$ -Emission im dritten Temperaturbereich liegt in der Oberflächenbelegung der jeweiligen Emissionsquellen. So belegen die H-Restgasatome bzw.  $H_2$ -Restgasmoleküle im dritten Temperaturbereich die Targetoberfläche dichter, als die  $C_xH_y$ -Restgasmoleküle im ersten Temperaturbereich. Die  $H^+$ -Emissionsfläche, die den  $H^+$ -SI zur Verfügung steht, ist somit von der Art der Emissionsquelle abhängig:  $\pi r_{Kern}^2(H - \text{Kontamination; dritter Temperaturbereich}) > \pi r_{Kern}^2(C_xH_y - \text{Kontamination; erster Temperaturbereich})$ . Hieraus folgt, daß die  $H^+$ -Emission im dritten Temperaturbereich aus einer 40% grösseren Emissionsfläche, als die  $H^+$ -Emission im ersten Temperaturbereich, stattfindet (siehe Abb. 66C)).

Die Untersuchungen der targettemperaturabhängigen SI-Emission eröffnen interessante Möglichkeiten, die das Studium der Spurentstehungsmechanismen in Festkörpern betreffen. So können die SI, insbesondere die  $H^+$ -SI, bei hohen Targettemperaturen ein hochempfindliches Werkzeug darstellen, mit dem "in situ" Untersuchungen der Teilchenspurdynamik ohne zusätzliche technische Maßnahmen (z.B. UHV-Bedingungen) möglich wären. Diese Methode hätte einen weiteren Vorteil z.B. gegenüber Teilchenspuruntersuchungen mit Hilfe der Raster-Kraft-Mikroskopie [Mü99, Neum96], da damit auch ein Studium der Spurentstehung an leitenden Festkörpertargets [Wün99] möglich wäre, bei denen die kurze Neutralisationszeit der Spur eine Untersuchung dieser Materialien unmöglich macht.

### 20.3 Sekundärionenemission aus dem Targetvolumen

Wie in den vorangegangenen Kapiteln 20.1 und 20.2 gezeigt, ist die Targetoberfläche bei Raumtemperatur und unter HV-Vakuumbedingungen ( $\approx 10^{-6} hPa$ ) durch Kohlenwasserstoffe in Form von Treibmittelfragmenten der Diffusionspumpe kontaminiert. Bei niedrigen Projektilzählraten (z.B. 1kHz) befindet sich diese Oberflächenkontamination im dynamischen Gleichgewicht (Desorptionsrate gleich Adsorptionsrate). Diese Schicht ist gleichzeitig eine Quelle von SI, wie atomarem und molekularem Wasserstoff sowie Kohlenwasserstoffen ( $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $C_xH_y^+$ ).

Zahlreiche Messungen [Mai96, Wün99] und die in den Kapiteln 20.1 und 20.2 dargelegten Ergebnisse zeigen, daß die Emission positiv geladener  $C_xH_y^+$ -SI aus

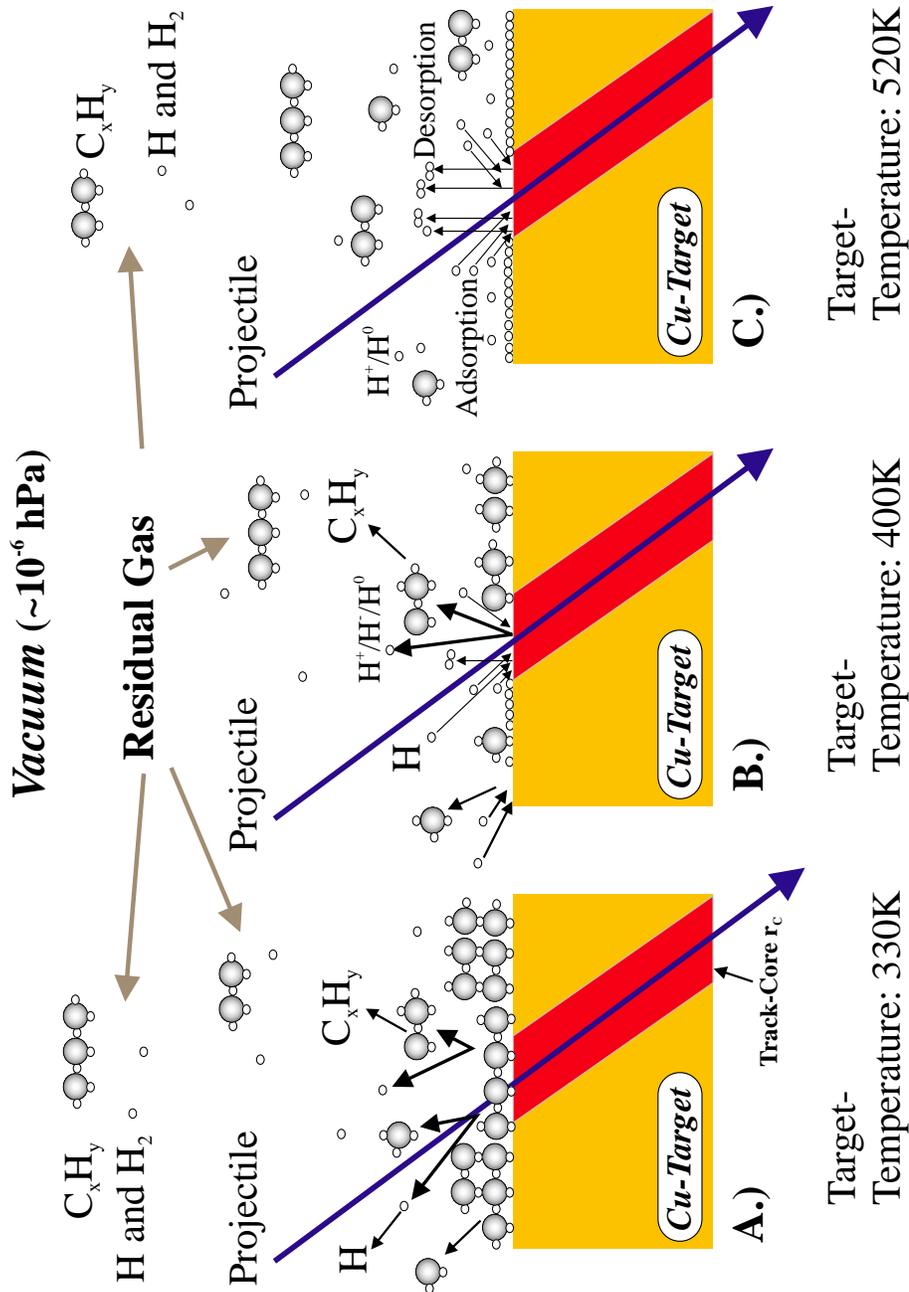


Abbildung 66: Schematische Darstellung der SI-Emission als Funktion der Cu-Targettemperatur. **A.)** I. Temperaturregion (310K bis 350K): Abbau der obersten  $C_xH_y$ -Kontaminationsschicht. **B.)** II. Region (350K bis 480K): Abbau der zweiten  $C_xH_y$ -Schicht. Frei gewordene Plätze an der Oberfläche werden durch H- bzw.  $H_2$ -Adsorbate besetzt. **C.)** III. Region (480K bis 550K): Die H-Desorptionsrate ist gleich der H-Adsorptionsrate.

dem Bereich des Spurhalos erfolgt. Unklar ist jedoch, ob die Emission der  $C_xH_y^+$ -SI durch einen heißen chemischen Prozeß erfolgt, ausgelöst durch ein  $\delta$ -Elektronen-Bombardement, oder ob die Emission gleichsam aus einem Oberflächen-Shake off-Prozeß, also aus thermischen Gitterschwingungen stammt, nachdem die Bindungen zwischen der Targetoberfläche und den Kohlenwasserstoffen aufgebrochen sind.

Die bisherigen Messungen zeigen ebenfalls, daß das  $H^+$ -SI durch einen Mechanismus vom Target emittiert wird, der sich von den schweren  $C_xH_y^+$ -SI unterscheidet. Die leichten  $H^+$ -SI werden vor allem aus dem Bereich des Spurrings durch eine Kombination von thermischer Anregung und Coulombexplosion emittiert. Die Fragen, die sich in bezug auf die  $H^+$ -Emission stellen, sind vor allem, ob die  $H^+$ -SI nicht nur aus dem Oberflächenbereich, wie in Kapiteln 19 und 20 dargelegt, sondern auch aus dem Targetvolumen emittiert werden. Ist für die  $H^+$ -Targetvolumen-Emission eine Schwellenenergie notwendig, die vom Projektil im Festkörper deponiert werden muß? Falls keine Schwellenenergie für diese Emission nötig ist, so stellt sich die Frage, aus welchen Anteilen sich jeweils die  $H^+$ -Emission aus dem Oberflächenbereich bzw. aus dem Targetvolumenbereich zusammensetzt? Ebenfalls von Interesse ist in diesem Zusammenhang, inwieweit sich diese Anteile bei der Variation der vom Projektil im Festkörper deponierten Energie ändern.

Die Klärung dieser Fragen könnte zu einer interessanten Anwendung der  $H^+$ -SI führen. So ließe sich eine  $H^+$ -Emission aus dem Targetvolumen zum Studium der Spurstehungsdynamik in Festkörpern nutzen. Denn aus der Anfangsenergieverteilung der  $H^+$ -SI, die tief aus dem Targetvolumen emittiert werden, läßt sich direkt sowohl die vom Projektil im Targetvolumen deponierte Energie bzw. Temperatur als auch das lokale Spurpotential, das die  $H^+$ -SI aus dem Bereich des Spurrings wegstößt, präzise messen. Die analogen Messungen der deponierten Energie aus der Anfangsenergieverteilung der  $H^+$ -SI, die von der Kontaminationsschicht an der Targetoberfläche emittiert werden, scheiterten bisher daran, daß die emittierten  $H^+$ -SI durch Aufladungsprozesse der gesamten Targetoberfläche einen zusätzlichen Stoß erhalten und dadurch eine Verschiebung der Anfangsenergieverteilung (Off set) zur Folge haben. Die Aufladung der Oberfläche hängt dabei von den Targeteigenschaften ab [Gro95].

Zur Untersuchung der  $H^+$ -Emission aus dem Targetvolumen wurden unter HV-Vakuumbedingungen isotachische C-, Ar-, Kr-, Sn-Projektile mit der spezifischen Projektilenergie von 1,4 MeV/u (siehe Abb. 48) am HLI 11°-Strahlkanal der GSI auf drei unterschiedliche Festkörpertargets geschossen (siehe Kapitel 19.2). Durch die isotachische Projektilgeschwindigkeit ist das Spurvolumen im Festkörper konstant (siehe Kapitel 5.1.1). Die Änderung des Projektils ( $^{12}C - (130, 8 eV/\text{Å})$ ,  $^{36}Ar - (584, 3 eV/\text{Å})$ ,  $^{86}Kr - (1252 eV/\text{Å})$ ,  $^{112}Sn - (1734 eV/\text{Å})$ ) führt somit zu einer Variation der deponierten Energie innerhalb dieses konstanten Spurvolumens, d.h. höheres dE/dV.

Um die  $H^+$ -Emission aus der Targetoberfläche von der  $H^+$ -Emission aus dem Targetvolumen unterscheiden zu können, wurden amorphe deuterierte (a-C:D) und hydrogenierte (a-C:H) Festkörpertargets (siehe Kapitel 13.2) verwendet. Bei der Messung der SI-Emission von diesen Targets wird erwartet, daß SI, die aus dem Targetvolumen emittiert werden, im Massenspektrum einen Anstieg der  $D^+$ - und  $D_2^+$ -Ausbeute

für das deuterierte- (siehe Abb. 67I.) und einen Anstieg des Ausbeuteverhältnisses zwischen den  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Ausbeuten beim hydrogenierten Target hervorrufen (siehe Abb. 67II.). Das Flugzeitspektrum, das an einem Standard-Kohlenstofftarget (500Å) gemessen wird dient bei jedem Experiment als Referenzspektrum für die SI-Ausbeuten, die am deuterierten und hydrogenierten Target registriert werden (siehe Abb. 67III.). Die verwendeten deuterierten und hydrogenierten Targets sind aufgrund extremer Festigkeit, Durchlässigkeit für Infrarot und elektrischer Leitfähigkeit [Ang86] ein Gegenstand aktueller Forschung [Paw99].

Die Messung der SI erfolgte mit dem zylindrischen Flugzeitspektrometer (Kapitel 14.3) von der Projektil Eintrittsseite des Targets mit einem mittleren Projektilladungszustand und einem gepulsten Strahlstrom von etwa 500Hz. Die SI wurden koinzident mit dem multihitfähigen Datenaufnahmesystem MULTI (Kapitel 17.3) registriert.

### 20.3.1 Ergebnisse und Diskussion

Überraschenderweise wird bei der Messung der  $H^+$ - und  $H_2^+$ -SI-Ausbeuten kein Unterschied im Emissionsverhalten zwischen dem Standard-Kohlenstoff-, dem deuterierten-, und dem hydrogenierten Target beim Beschuß mit isotachischen C-, Ar-, und Kr- Projektilen beobachtet. Abb. 68 (unteres Spektrum) zeigt als Beispiel ein typisches Flugzeitspektrum des deuterierten Targets, das mit  $^{12}C$ -Projektilen beschossen wurde. Wie beim Standard-Kohlenstoff- und beim hydrogenierten Target zeigt auch das deuterierte Target keine Änderung des Ausbeuteverhältnisses zwischen den  $H^+$ - und  $H_2^+$ -SI. Im Gegenteil, beim Beschuß der drei Targets mit den C-, Ar-, Kr-Projektilen wird ein konstantes  $H^+/H_2^+$ - Ausbeuteverhältnis für alle drei Targets, das etwa 9,5 beträgt, beobachtet. Darüber hinaus macht sich beim deuterierten Target für die drei genannten Projektilen keine SI-Emission der Masse  $4^+$  bemerkbar, was auf eine Emission des Deuteriummoleküls  $D_2^+$  aus dem Targetvolumen hindeuten würde. Bei allen drei Targets wird allerdings ein Anstieg der  $H^+$ -,  $H_2^+$ -,  $H_3^+$ -Ausbeuten mit steigender Projektilmasse beobachtet. Dieser Anstieg ist wiederum auf einen Anstieg der Energiedichte im Festkörpertarget mit steigender Projektilmasse zurückzuführen (siehe Kapitel 19.2).

Die obigen Untersuchungen zeigen zunächst, daß im Bereich des elektronischen Bremsvermögens die SI vor allem aus der Targetoberfläche emittiert werden und sogar Energien von  $(dE/dx)_e < 1250 eV/\text{Å}$  zur SI-Emission aus dem Targetvolumen nicht ausreichen.

Bei Messungen mit dem  $^{112}Sn$ -Projektil (siehe Abb. 68 oberes Spektrum) wird erstmals der Beginn der  $D_2^+$ -Emission beobachtet, wobei dies ein erster Hinweis dafür ist, daß eine Schwellenenergie von mindestens  $(dE/dx)_e \approx 1700 eV/\text{Å}$  notwendig ist, um  $D_2^+$ -Emission aus dem Targetvolumen auszulösen. Ein ähnliches Schwellenverhalten für die deuterierten und hydrogenierten Targets wird auch bei [Paw97, Paw99] mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuanalyse (RBS) beobachtet, wobei für die SI aus dem Targetvolumen eine Schwellenenergie von  $250 eV/\text{Å}$  gemessen wurde. Der Projektilfluß  $\Phi$  dieser Messungen lag allerdings bei  $\Phi \approx 6 \cdot 10^8 \text{ Ionen}/(s \cdot cm^2)$  und somit um den Faktor  $10^4$  höher als bei den hier dargestellten Untersuchungen. Aufgrund die-

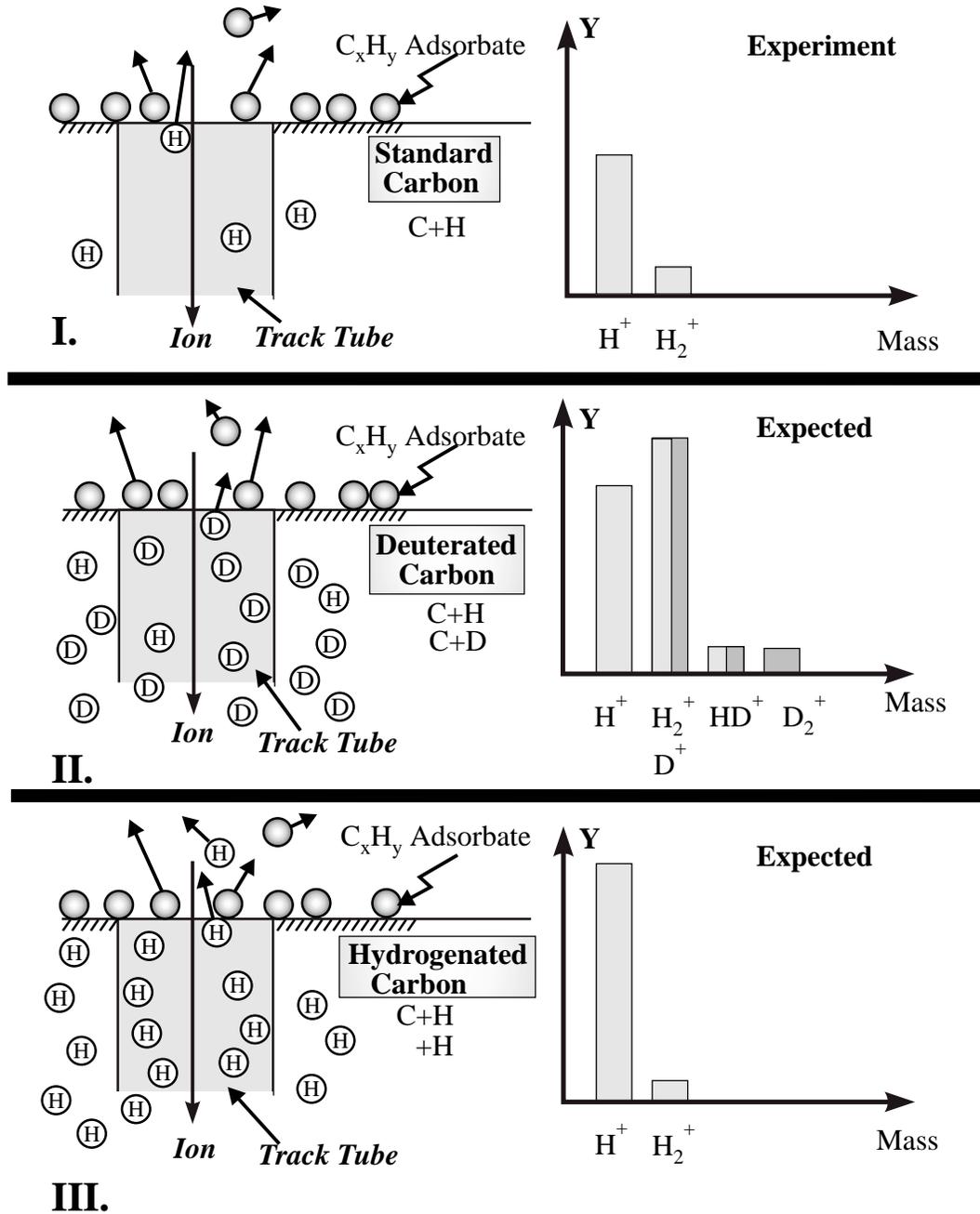


Abbildung 67: Schematische Darstellung der SI-Emission: **I.** von einem Standard-Kohlenstofftarget (links) mit einem typischen gemessenen Massenspektrum (rechts). **II.** von einem deuterierten Target (links) mit einem erwarteten Massenspektrum (rechts) bei einer Targetvolumenemission. **III.** von einem hydrogenierten Target (links) mit einem erwarteten Massenspektrum (rechts) bei einer Targetvolumenemission.

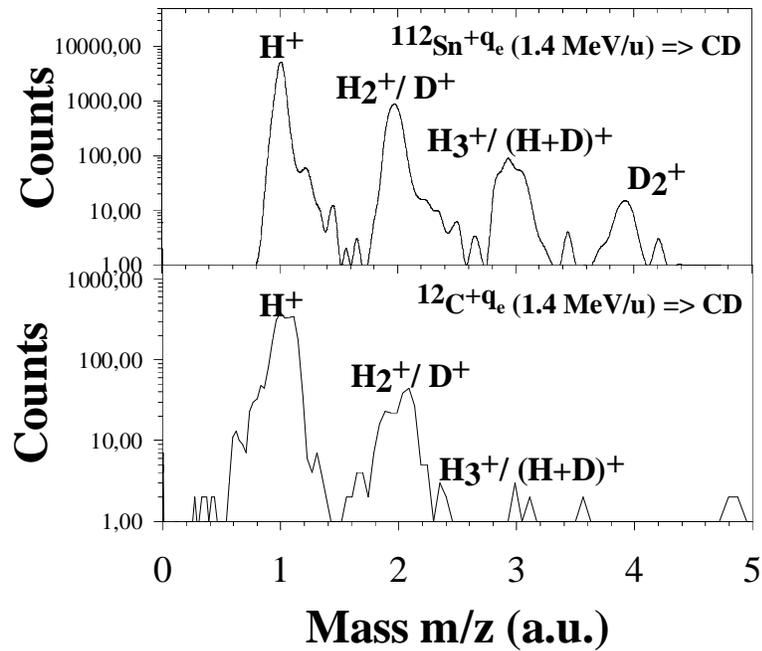


Abbildung 68: Typische Flugzeit-Massenspektren der gleichen Normierung für ein deuteriertes Target, das mit isotachischen  $^{12}\text{C}$ - (unteres Spektrum) und  $^{112}\text{Sn}$ -Projektile (oberes Spektrum) beschossen wird.

ser unterschiedlichen Projekttilflüsse ist der Vergleich der hier dargestellten Daten mit den Daten von Pawlak et al. [Paw97, Paw99] nicht angebracht.

Das Vorhandensein einer Schwellenenergie verrät jedoch schon, daß nur bei genügend hoher vom Projektil an das elektronische System des Festkörpers übertragener Energie genügend hohe Elektronenstoßdichten erzeugt werden können, um Targetatome aus dem Festkörperverband zu lösen, so daß sie das Target verlassen können. Die Schwellenenergie zeigt darüber hinaus eine Abhängigkeit vom Projektilfluß und vom Targetmaterial. Betrachtet man zum Vergleich ein LiF-Target (siehe Kapitel 19.2.1), so fällt auf, daß zur  $\text{Li}^+$ -Emission aus dem Targetvolumen eine vergleichbar niedrige Energiedichte notwendig ist.

Wird nun wiederum das  $\text{H}^+/\text{H}_2^+$ -Ausbeuteverhältnis für das hydrogenierte Target mit dem Standard-Kohlenstofftarget verglichen, so zeigt sich eine leichte Erhöhung des Ausbeuteverhältnisses um den Faktor 1.2. Dieses Ergebnis sollte nicht überbewertet werden, da die Erhöhung im Bereich der Fehlertoleranz liegt.

Die Untersuchung der Emissionsschwelle für SI aus dem Targetvolumen eröffnet eine interessante Möglichkeit zur direkten Messung der im Festkörper vom Projektil deponierten Energie bzw. der in der Teilchenspur erzeugten Temperatur. Die hier vorgestellten Ergebnisse können aber leider zunächst aus Mangel an Messungen oberhalb der Schwellenenergie d.h. mit schwereren Projektilmassen bzw. höheren Ener-

gedichten nur als Grundlage für zukünftige Untersuchungen der SI-Emission aus dem Targetvolumen dienen. Aus den Messungen ist aber bereits zu entnehmen, daß die SI-Emission bei Raumtemperatur vor allem aus der Targetoberfläche erfolgt.

Als Anregung für weitere Messungen sollte auch ein Augenmerk auf negativ geladene SI gelegt werden, da das Flugzeit-Massenspektrum im Bereich von  $1^-$  bis  $5^-$  nur das  $H^-$ -SI enthält. Dieser Umstand würde zur wesentlichen Vereinfachung der Schwellenuntersuchung bei der  $D_n^-$ -SI-Emission ( $n = 1, 2$ ) aus dem Targetvolumen beitragen.

**Teil V**

# **Zusammenfassung**



## 21 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden zum ersten Mal detailliert Emissionsprozesse von Sekundärionen (SI), die aus der Ion-Festkörper-Wechselwirkung im Bereich des maximalen elektronischen Bremsvermögens des Projektilions resultieren, studiert. In zwei Themengebieten (Projekleigenschaften und Targeteigenschaften) werden die Untersuchungen zum Emissionsort (Ursprung) und zur Emissionsart positiv und negativ geladener SI, die von leitenden und nichtleitenden Festkörpertargets emittiert werden, vorgestellt. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Resultaten des kürzlich von Pereira und da Silveira entwickelten Modells der kritischen Energiedichte [Per00] erlaubt eine Überprüfung der ihr zugrundeliegenden Ansätze und Näherungen. Die Resultate aus den Untersuchungen zum Einfluß der Projektil- und Targeteigenschaften auf die SI-Emission bilden eine Basis zum Verständnis der Entstehungsdynamik von Teilchenspuren in Festkörpern mit SI. Für die systematische Untersuchung der Emissions- und Entstehungsmechanismen von SI werden Projektileigenschaften (Geschwindigkeit  $v_P$ , Masse  $Z_P$ , Anfangsladungszustand  $q_i$ ) und Targeteigenschaften (Targetmaterial  $Z_T$ , Targettemperatur  $T$ ) gezielt variiert. Dadurch läßt sich eine adäquate Modellierung der experimentellen Ergebnisse mit Hilfe der Theorie ermöglichen. Als SI finden vor allem leichte  $H^\pm$ - und schwere  $C_xH_y^\pm$ -SI Anwendung, die aus einer im dynamischen Gleichgewicht die Festkörperoberfläche bedeckenden Kontaminationsschicht emittiert werden. Neben diesen SI werden auch  $Li^+$ -Ionen gemessen, die der tatsächlichen Oberfläche eines polykristallinen LiF-Targets entstammen.

Alle Stoßsysteme wurden mit der gleichen Flugzeitmeßmethode gemessen. Der präparierte Projektilstrahl trifft auf ein Festkörpertarget. Die SI, welche die Targetoberfläche aufgrund der Projektil-Target Stoßprozesse verlassen, werden mit einem Flugzeitspektrometer detektiert und nach ihrer Flugzeit bzw. Masse sortiert. Da SI-Ausbeuten Informationen über den Ion-Festkörper Stoß beinhalten, erfolgt eine koinzidente Zuordnung der emittierten SI zu den Projektilen, die sie ausgelöst haben. Alle SI-Ausbeuten wurden in dieser Arbeit von der Eintrittsoberfläche gemessen.

In den Experimenten des ersten Themas werden Projektileigenschaften gezielte variiert und der Zusammenhang zwischen der SI-Emission und der Projektilenergie  $E_P$ , Projektilmasse  $Z_P$ , sowie des Projektilanfangsladungszustands  $q_i$  untersucht. In der vorliegenden Arbeit gelingt erstmals eine systematische Messung leichter  $H^+$ - und schwerer  $C_xH_y^+$ -SI-Ausbeuten, die von einem 525Å dicken, amorphen C-Target beim Beschuß mit  $H^+$ -Projektilen ( $50 \text{ keV/u} \leq E_P \leq 140 \text{ keV/u}$ ) emittiert werden. Als Projektil wurde das einfachste geladene  $H^+$  gewählt, um die Anzahl der möglichen zur SI-Emission beitragenden Reaktionskanäle zu minimieren. Dies ist auch für die theoretische Betrachtung der SI-Emission von Vorteil, da sich so aus den Messungen bessere Näherungen herleiten lassen. Die besondere Schwierigkeit des Experiments liegt in den extrem niedrigen Wirkungsquerschnitten für die SI-Emission. Die Untersuchungen zeigen, daß bei der Emission der leichten  $H^+$ - und der schweren  $C_xH_y^+$ -SI ein nichtlinearer Zusammenhang mit dem elektronischen Bremsvermögen (TRIM93 [Trim93]) des H-Projektils in Kohlenstoff auftritt. Dieses als Geschwindig-

keitseffekt [Albe82, Bro82, Håk93, Neu97a, Per98a] bekannte Phänomen führt dazu, daß beim gleichen Bremsvermögen eine Erhöhung der SI-Ausbeuten im niederenergetischen Lindhard-Scharff-Schiøtt-Bereich (LSS-Bereich) gegenüber dem hochenergetischen Bethe-Bloch-Bereich (BB-Bereich) beobachtet wird. Der Effekt ist vor allem auf die vom Projektil in der Teilchenspur deponierte Energie zurückzuführen. Da der Durchmesser der Teilchenspur von der Projektilgeschwindigkeit abhängig ist, wird beim gleichen Bremsvermögen die Energie im LSS-Bereich in einem kleineren Spurvolumen deponiert, was zu einer höheren SI-Ausbeute führt. Darüber hinaus zeigen die gemessenen SI-Ausbeuten als Funktion der Projektilenergie  $E_P$  ein Maximum, das bei einer deutlich niedrigeren Geschwindigkeit als das Maximum des Bremsvermögens  $(dE/dx)_e$  liegt:

$$E_P(Y_{SI}^{Max}) \approx 0,67 \cdot v_P \left( \frac{dE}{dx} \right)_e^{Max} \quad (112)$$

Der Einfluß einer Änderung des Spurdurchmessers mit der Änderung der Projektilgeschwindigkeit wird im Modell der kritischen Energiedichte [Per00] für die SI-Emission berücksichtigt. Das Modell geht von einem targetabhängigen kritischen Spurradius  $r_C$  aus, der von einer kritischen Energiedichte  $\epsilon_C$  abhängt. Eine SI-Emission kann nur innerhalb des kritischen Spurradius und oberhalb der kritischen Energiedichte stattfinden. Unter Berücksichtigung dieser Annahmen liefert das Modell (über die Integration der Energiedichte) ein effektives Bremsvermögen  $(dE/dx)_{eff.}$ , das die experimentellen Ergebnisse hervorragend beschreibt. Die Anpassung der Rechnungen an die experimentellen Daten zeigt, daß der mittlere kritische Radius  $\bar{r}_C$  für das leichte  $H^+$ -SI rund  $\bar{r}_C \approx 5\text{Å}$  und für die schwereren  $C_xH_y^+$ -SI  $12\text{Å} \leq \bar{r}_C \leq 37\text{Å}$  beträgt. Diese Ergebnisse bestätigen die Beobachtungen [Mai96, Wün99], daß leichte  $H^+$ -SI aus dem Bereich des Spurkerns  $r_{Kern}$  emittiert werden, da zu ihrer Emission mindestens die Bindungsenergie  $E_B = 13,6eV$  aufgebracht werden muß. Zur Ionisation der schwereren  $C_xH_y^+$ -SI hingegen reichen bereits geringere Energien aus, so daß diese aus dem Bereich des Spurkerns  $r_{Halo}$  emittiert werden können.

Vergleicht man die mit dem  $H^+$ -Projektil gemessenen Daten mit der für  ${}^3He^+$  gemessenen Ausbeuten [Neu97a], dann wächst der mittlere kritische Radius  $\bar{r}_C$  für die leichten  $H^+$ - ( $\bar{r}_C \approx 14\text{Å}$ ) wie auch für die schweren  $C_xH_y^+$ -SI ( $30\text{Å} \leq \bar{r}_C \leq 90\text{Å}$ ) um etwa den Faktor 3. Der im Experiment beobachtete Ausbeuteanstieg  $Y({}^1H^+) < Y({}^3He^+)$  hat seine Ursache im Anwachsen der Emissionsfläche  $\pi r_C^2$  mit der Vergrößerung des kritischen Radius  $r_C$ .

Bei der Beschreibung der SI-Ausbeuten in Abhängigkeit vom elektronischen Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$  nach TRIM [Trim93] wurde nicht berücksichtigt, daß TRIM von einem mittleren Ladungsgleichgewicht  $q_{equ.}$  und nicht von einem definierten Anfangsladungszustand  $q_i$  des Projektils ausgeht. Darüber hinaus könnte die Verschiebung des Ausbeute-Maximums gegenüber dem Maximum des Bremsvermögens darin begründet sein, daß das Bremsvermögen für die aus der Kontaminationsschicht

emittierten  $H^+$ - und  $C_xH_y^+$ -SI stark vom Bremsvermögen der unterhalb der Kontaminationsschicht liegenden Kohlenstoffschicht abweichen. Zur Überprüfung dieser Annahmen und zum weiteren Test des Modells der kritischen Energiedichte wurde ein weiteres Experiment durchgeführt. Das neue Stoßsystem bestand aus  $^{14}N^{q_{equ}}$ -Projektilen ( $0,036 MeV/u \leq v_P \leq 1,5 MeV/u$ ), die auf ein  $500\text{\AA}$  dickes polykristallines LiF-Target geschossen wurden. Überraschenderweise zeigte auch dieses Stoßsystem einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen der SI-Emission und dem elektronischen Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$ , der sich vor allem wiederum in einer Verschiebung der maximalen  $Li^+$ -Ausbeute gegenüber dem Maximum des Bremsvermögens manifestierte:

$$E_P(Y_{Li^+}^{Max}) \approx 0,5 \cdot E_P \left( \frac{dE}{dx} \right)_e^{Max} \quad (113)$$

Die deutliche Abweichung der Ergebnisse vom elektronischen Bremsvermögen nach TRIM treten vor allem dadurch auf, daß die vom Projektil im Festkörper deponierte Energie nicht ausschließlich in die Emission von SI, sondern auch in andere Reaktionskanäle, wie die Freisetzung von Elektronen, Phononen, Photonen etc. einfließt. Die SI-Emission wird jedoch durch Rechnungen des kritischen Energiedichte-Modells angemessen reproduziert, da es ein effektives Bremsvermögen  $(dE/dx)_{eff}$  ergibt, das nur die Emission der SI einschließt. Die Anpassung der Rechnungen an die  $Li^+$ -Ausbeuten zeigt, daß die  $Li^+$ -SI aus einem Bereich mit dem mittleren kritischen Radius  $\bar{r}_C \approx 7\text{\AA}$  emittiert werden. Die  $Li^+$ -Emission erfolgt somit ebenfalls, wie beim leichten  $H^+$ -SI der Kontaminationsschicht, aus dem Bereich des Spurkerns  $r_{Kern}$ . Da zur Ionisation des Li eine Energie von  $E_B = 13,8 eV$  notwendig ist, ähnlich der Ionisationsenergie des H ( $E_B = 13,6 eV$ ), spiegelt dies die Korrelation zwischen dem Emissionsort und der Ionisationsenergie der emittierten SI wieder.

Zum zweiten Abschnitt des Themas Projektileigenschaften gehört die Untersuchung des Einflusses der Projektillmasse  $m_P$  auf die SI-Ausbeuten. Hierzu wurde ein  $525\text{\AA}$  dickes LiF-Target mit schweren isotachischen ( $v_P = 1,4 MeV/u$ ) Projektilen ( $^{12}C$ ,  $^{14}N$ ,  $^{36}Ar$ ,  $^{86}Kr$ ,  $^{112}Sn$ ) im Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ}$  beschossen. Die Änderung der Projektillmasse bei isotachischer Geschwindigkeit  $v_P$  ist hierbei gleichbedeutend mit der Änderung des elektronischen Bremsvermögens  $(dE/dx)_e$  innerhalb eines konstanten Spurvolumens. Die gemessenen  $H^+$ - und  $Li^+$ -Ausbeuten, die unterschiedlichen "Geburtsorten" (Kontaminationsschicht und die dadurch diese verdeckte LiF-Oberfläche) entstammen, zeigen einerseits in diesem Geschwindigkeitsbereich ein nahezu gleiches Emissionsverhalten, das auf den gleichen Emissionsort zurückzuführen ist. Andererseits wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Ausbeute und dem Bremsvermögen beobachtet. Der Übergang von einer nichtlinearen Abhängigkeit bei niedrigen Projektilenergien zu einer linearen Abhängigkeit der gemessenen Ausbeuten vom Bremsvermögen wird durch das Volumendesorptions-Modell [Rei93] erklärt. Danach kommt es im untersuchten Geschwindigkeitsbereich

aufgrund der hohen Energiedichte innerhalb der Teilchenspur zu einem Übergang der Festkörperphase in die Gasphase und zur anschließenden Emission des Festkörpermateri- als aus dem Bereich der Teilchenspur. Die Beobachtungen können auch durch das Modell der kritischen Energiedichte gut beschrieben werden. Die Anpassung der Rechnungen an die Ausbeutedaten zeigt, daß mit steigender Projektilmasse  $m_P$  auch der kritische Spurradius ( $r_C(^{12}C) \approx 3\text{Å}$ ,  $r_C(^{14}N) \approx 5\text{Å}$ ,  $r_C(^{36}Ar) \approx 16\text{Å}$ ,  $r_C(^{86}Kr) \approx 25\text{Å}$ ,  $r_C(^{112}Sn) \approx 30\text{Å}$ ) ansteigt und dadurch folglich mit steigender Masse  $m_P$  eine größere Emissionsfläche  $\pi r_C^2$  zur Verfügung steht. Die kritischen Spurradien  $r_C$  zeigen zum ersten Mal, daß bei hohen Projektilenergien  $E_P$  und hinreichend schweren Projektilmassen ( $m_P >^{14} N$ )  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI aufgrund der hohen Energiedichte, die zu einer hohen Ionisationsdichte und der Freisetzung energiereicher  $\delta$ -Elektronen führt, auch aus dem Bereich des Spurradius emittiert werden können. Da es sich hier aber um theoretische Werte für die kritischen Spurradien handelt, sind zusätzliche Messungen notwendig. Die Untersuchungen zum Moleküleffekt [Wün99] könnten hier als Vorbild zur direkten Messung des Durchmessers dienen, innerhalb dessen die SI entstehen.

Im letzten Abschnitt zum Thema Projektileigenschaften werden über die Variation des Projektil-Anfangsladungszustands  $q_i$  Aussagen über Emissionsort und Emissionsart der SI gemacht. Ändert sich der Anfangsladungszustand  $q_i$  eines isotachischen Projektils ( $^{14}N^{q_i}$ ,  $q_i = 1+$  bis  $5+$ ;  $v_P = 0,14$  MeV/u), dann wird damit auch die Energiedichte bzw. die Ionisationsdichte innerhalb eines konstanten Spurvolumens an der Projektileintrittsoberfläche eines polykristallinen LiF-Target geändert. Der Unterschied zwischen zwei Energiedichten, die von Projektilen mit unterschiedlichen Anfangsladungszuständen  $q_i$  deponiert werden, ist im Zentrum der Spurachse am höchsten und nimmt radial vom Spurzentrums ab. Diese Unterschiede in der Energiedichte spiegeln sich in der SI-Emission wieder. Das Ausbeuteverhältnis  $Y(N^{5+})/Y(N^+)$  positiv und negativ geladener SI in Abhängigkeit von ihrer Masse zeigt, daß die leichten  $H^+$ - und  $H_2^+$ -SI hohe Ausbeuteverhältnisse (4 bis 5) aufweisen und damit nahe der Spurachse emittiert werden.  $H^-$ - und  $C_xH_y^\pm$ -SI zeigen Ausbeuteverhältnisse zwischen 2 und 3,5. Dies legt den Schluß nahe, daß diese Ionen aus weiter vom Zentrum der Spur entfernten Bereichen emittiert werden. Bei den  $C_xH_y^\pm$ -SI beobachtet man, daß große Moleküle nur weit vom Spurzentrums unzerstört emittiert werden.  $Li^+$ -Ionen, die aus dem LiF-Oberflächenbereich unterhalb der Kontaminationsschicht emittiert werden, zeigen ein Ausbeuteverhältnis  $Y_{Li^+}(N^{5+})/Y_{Li^+}(N^+)$ , das nahezu 1 ist. Somit lassen sie erkennen, daß der Anfangsladungszustand des Projektils nach Durchdringen der Kontaminationsschicht in einen Gleichgewichtsladungszustand übergeht, so daß bereits im Bereich der verdeckten LiF-Oberfläche kein Einfluß vom Anfangsladungszustand auf die Li-Ionen zu beobachten ist. Zur Analyse der Ergebnisse wurde wiederum das Modell der kritischen Energiedichte herangezogen und durch einen anfangsladungsabhängigen Term modifiziert. Die Rechnungen dieses Modells zeigen, daß die  $H^+$ - und  $H_2^+$ -SI ( $r \approx 3\text{Å}$ ) aus dem Bereich des Spurradius und die  $H^-$  bzw.  $C_xH_y^\pm$ -SI ( $r \approx 11\text{Å}$ ) aus dem Bereich des Spurradius emittiert werden. Diese Ergebnisse lassen sich auch durch andere Beobachtungen [Wün99] für

das gleiche Projektil mit der gleichen Energie bestätigen. Dennoch sind weitere Überprüfungen des neu entwickelten Modells der ladungsabhängigen kritischen Energiedichte notwendig. Um mehr Informationen über die Emissionsmechanismen der SI zu erhalten, sollten zukünftige Experimente auch die radiale und axiale Energieverteilung sowie die Winkelverteilung der SI berücksichtigen. Aus diesen Ergebnissen wäre eine winkleabhängige Modifikation des Kritischen-Energiedichte-Modells vorstellbar. Darüber hinaus könnte diese Meßmethode in Zukunft in UHV-Experimenten Aufschluß über den Emissionsort der SI an der Targetoberfläche geben.

Durch Variation des Projektilanfangsladungszustands  $q_i$  und Messungen der SI-Emission läßt sich der Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ.}$  eines isotachischen Projektils ( $^{14}N^{q_i}$ ,  $q_i = 1+$  bis  $5+$ ;  $v_P = 0,14$  MeV/u und  $0,5$  MeV/u) nach dem Durchgang durch ein C-Target bestimmen. In einem solchen Experiment wurden  $H^+$ - und  $Li^+$ -SI-Ausbeuten zum einen als Funktion des Anfangsladungszustands  $q_i$  und zum anderen als Funktion des Gleichgewichtsladungszustand nach dem Durchgang des Projektils durch das C-Target gemessen. Aus dem Schnittpunkt der beiden durch die Meßdaten geführten Kurven kann der Gleichgewichtsladungszustand des Projektils ermittelt werden. Das Ergebnis dieser Messung zeigt eine gute Übereinstimmungen mit theoretischen Werten [Boh48]. Bei einer Variation der Targetdicke ließe sich zukünftig mit ähnlichen SI-Messungen die Änderung des Projektilladungszustands in Festkörpern untersuchen. Dadurch könnte eine Entscheidung zugunsten eines der drei Ladungszustands-Modelle von Bohr-Lindhard [Boh54], Betz-Grodzins [Betz72] und Veje-Zaikov [Zai86] getroffen werden und so zum besseren Verständnis der Ion-Festkörper-Wechselwirkung dienen.

In Experimenten des zweiten Themengebiets, welches den Einfluß der Targeteigenschaften auf die SI-Emission behandelt, erlaubt die Variation der Targettemperatur  $T$  mit Hilfe eines neu konstruierten Targethalters sowie des Targetmaterials einen Einblick in die Adsorptions- und Desorptionsmechanismen der SI an der Targetoberfläche. Als Targets stehen ein nichtleitendes  $215\text{\AA}$  dickes, polykristallines LiF- und ein leitendes  $715\text{\AA}$  dickes Cu-Target zur Verfügung, die mit isotachischen ( $v_P = 1, 29\text{ MeV/u}$ )  $^{14}N^{3+}$ -Projektilen beschossen wurden. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß die Temperatur eines Festkörpers das Emissionsverhalten von SI nachhaltig beeinflußt. Im Temperaturbereich von  $300K \leq T \leq 380K$  dominiert beim LiF-Target eine Abnahme der  $H^+$ - und  $C_xH_y^+$ -Ausbeuten um rund 50%, während die  $Li^+$ -Ausbeute konstant bleibt. Diese Beobachtung läßt sich durch die Reinigung der LiF-Oberfläche von der  $C_xH_x$ -Kontaminationsschicht erklären. Ferner bildet die  $C_xH_y$ -Schicht die Emissionsquelle für  $H^+$ -SI, so daß mit der Abnahme dieser Schicht auch die  $H^+$ -Ausbeute sinkt. Dieses parallele Emissionsverhalten der  $H^+$ - und  $C_xH_y^+$ -SI ist auch beim leitenden Cu-Target zu erkennen. Der targetunabhängige Emissionsmechanismus der  $H^+$ - und  $C_xH_y^+$ -SI wird so gedeutet, daß die LiF- bzw. Cu-Oberfläche von mindestens zwei  $C_xH_y$ -Monolagen des Restgases bedeckt ist, wobei im ersten Bereich der gemessenen Temperaturerhöhung die Targetoberfläche zunächst nur von der obersten der beiden  $C_xH_y$ -Schichten gereinigt wird. Im nächsten Temperaturbereich von rund  $350K \leq T \leq 500K$  wird auch die unmittelbar auf der LiF- bzw.

Cu-Oberfläche haftende zweite  $C_xH_y$ -Schicht vollständig entfernt. Die Folge dieser Reinigung ist eine erneute Kontamination der Oberflächen mit Wasserstoff aus dem Restgas. Durch die Langmuir-Isothermen, die den Bedeckungsgrad  $\Theta$  einer Adsorptionsschicht an der Targetoberfläche in Abhängigkeit von der Targettemperatur angeben, werden die Bindungsenergien  $E_B$  der einzelnen SI einer  $C_xH_y$ -Gruppe, die unmittelbar die Targetoberfläche belegen, bestimmt. Diese zeigen eine systematische Erhöhung ( $0,02eV \leq E_B \leq 0,3eV$ ) mit steigendem C-Anteil der Gruppe und sind für das LiF-Target höher als für das Cu-Target. Darüber hinaus wächst die Bindungsenergie  $E_B$  einer  $C_xH_y^+$ -Gruppe mit steigender H-Konzentration, was auf intermolekulare Bindungen der  $C_xH_y^+$ -SI mit der Targetoberfläche schließen läßt. Beim LiF-Target wird zusätzlich im Temperaturbereich von  $380K \leq T \leq 450K$  zunächst ein Anstieg der  $Li^+$ -Ausbeute um etwa 30% beobachtet. Dieser Anstieg ist auf die Defektbildung entlang der Teilchenspur zurückzuführen. So setzt bei Alkalihalogenid-Targets mit steigender Targettemperatur eine Diffusion dieser Defekte an die Targetoberfläche ein [Szy80, Bie87] und macht sich einerseits in einer Ausbeuteerhöhung und andererseits in der Metallisierung der Targetoberfläche bemerkbar. Diese Metallisierung führt ab etwa 450K, der Schmelztemperatur von Li, zu einem Verdampfen des Li-Materials von der Oberfläche und damit zu einer Erhöhung der  $Li^+$ -Ausbeute um nahezu 350%. In diesem Temperaturbereich beobachtet man auch eine große Ähnlichkeit der  $H^+$ - zur  $Li^+$ -Emission, was wieder auf die Entstehung dieser Ionen im gleichen Emissionsort (Spurkern) zurückzuführen ist. Um weitere Informationen über den Einfluß der Targettemperatur auf die SI-Emission zu gewinnen, sollten zukünftige Experimente auch negativ geladene SI berücksichtigen. Vom Interesse ist auch der Einfluß der Targettemperatur auf die radiale und axiale Energieverteilung der SI, da hier zusätzliche Details über den Entstehungsort und die Entstehungsart gewonnen werden.

In einem weiteren Experiment zum Thema Targeteigenschaften wird erstmals an amorphen hydrogenierten a:C-H- und deuterierten a:C-D-Targets beim Beschuß mit isotachischen Projektilen ( $^{12}C$ ,  $^{36}Ar$ ,  $^{86}Kr$ ,  $^{112}Sn$ ;  $v_P = 1,4MeV/u$ ) die SI-Emission aus dem Targetvolumen untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen eine Emissionsschwelle für die SI aus dem Targetvolumen. So müssen im deuterierten Target mindestens  $1700eV/\text{\AA}$  vom Projektil im Festkörper deponiert werden, um  $D_2^+$ -SI im Festkörpervolumen zu erzeugen. Aufgrund dieser hohen Emissionsschwelle können die Ergebnisse dieser Arbeit nur als Ansatz für weitere Untersuchungen mit schwereren Projektilen ( $Z_P >^{112} Sn$ ) gesehen werden. In Zukunft sind auch Emissions-Messungen an negativ geladenen SI notwendig, da diese die Untersuchungen zur Schwellenenergie erheblich erleichtern könnten. Darüber hinaus läßt sich mit diesen Targetmaterialien über die Energieverteilung der aus dem Festkörpervolumen emittierten SI direkt auf die vom Projektil im Target deponierte Energie schließen und das Ergebnis mit Desorptionsmodellen [Rei93, Per00] vergleichen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß das aktuelle theoretische Modell der kritischen Energiedichte zur Beschreibung der ioneninduzierten SI-Emission von Festkörpern mit Erfolg angewendet werden darf. Die systematische Variation von Projektileigenschaften und Targeteigenschaften zeigen auch, daß der Ursprung der SI vor

allem im Bereich der Festkörperoberfläche liegt, wobei SI (z.B.  $H^+$ ,  $Li^+$ ) mit einer hohen Ionisationsenergie näher zur Spurachse, als SI (z.B.  $C_xH_y^+$ ) mit einer niedrigen Ionisationsenergie, emittiert werden. Nur beim Überschreiten eines Bremsvermögens von  $(dE/dx)_e > 1700 eV/\text{\AA}$  werden SI auch aus dem Inneren des Festkörpers emittiert. Besonders interessant erscheint in diesem Zusammenhang, daß SI die der  $C_xH_y$ -Oberflächen-Kontaminationsschicht eines LiF-Targets entstammen sensitiver auf den Anfangsladungszustand des Projektils, als die SI, die unterhalb dieser Schicht emittiert werden. Die Stabilität dieser  $C_xH_y$ -Oberflächen-Kontaminationsschicht ist jedoch von der Targettemperatur abhängig.  $H$ -SI, die Gegenstand vieler Untersuchungen sind, haben einen Ursprung der von dieser Targettemperatur abhängt. Diese Abhängigkeit sollte vor allem in zukünftigen Anwendungen zur Untersuchung der Teilchenspurenstehung mit  $H$ -SI berücksichtigt werden.



**Teil VI**  
**Anhang**



## A Target-Temperaturmessung

### A.1 Heizungssteuerung für den Targethalter

### A.2 Quellcode des Pt-100 Programms

Der Widerstandswert des Pt-100 läßt sich mit einem Multimeter direkt ablesen. Dadurch ist eine Kontrolle der Targettemperatur über die gesamte Meßdauer gewährleistet. Mit dem folgenden einfachen C-Programm kann der Widerstandswert des Pt-100 in den entsprechenden aktuellen Temperaturwert (Ist-Targettemperatur) des Targethalters umgerechnet werden:

```

/* Programm zur Umwandlung von Widerstandswerten in Temperatur */

#include <stdio.h>
#include <math.h>

main()
{

int ok = 1;
double r;
double temperatur;
double kelvin;
/* int error = 0; */

printf("Umwandlung von Widerstandswerten des Pt-100 in Temperatur.\n");
printf("Eingabeende mit -1.\n");
while(ok == 1)
{
printf("\nEingabe des Widerstandswert des Pt-100: ");
scanf("%lg", &r);
if (r == -1)
ok = 0;
else
{
temperatur = 3364.37125 - sqrt(11318993.91 + (100 - r)/58.0195e-6);

printf("\n Der Widerstandswert %.3lf des Pt-100 \n
entspricht %.3lf Grad Celsius", r, temperatur);

kelvin = temperatur + 273.15;
printf(" oder %.3lf Grad Kelvin\n\n", kelvin);
}
}
}

```

Abbildung 69: Quellcode des C-Programms zur Umrechnung von Widerstandswerten des Pt-100 in Temperaturwerte.

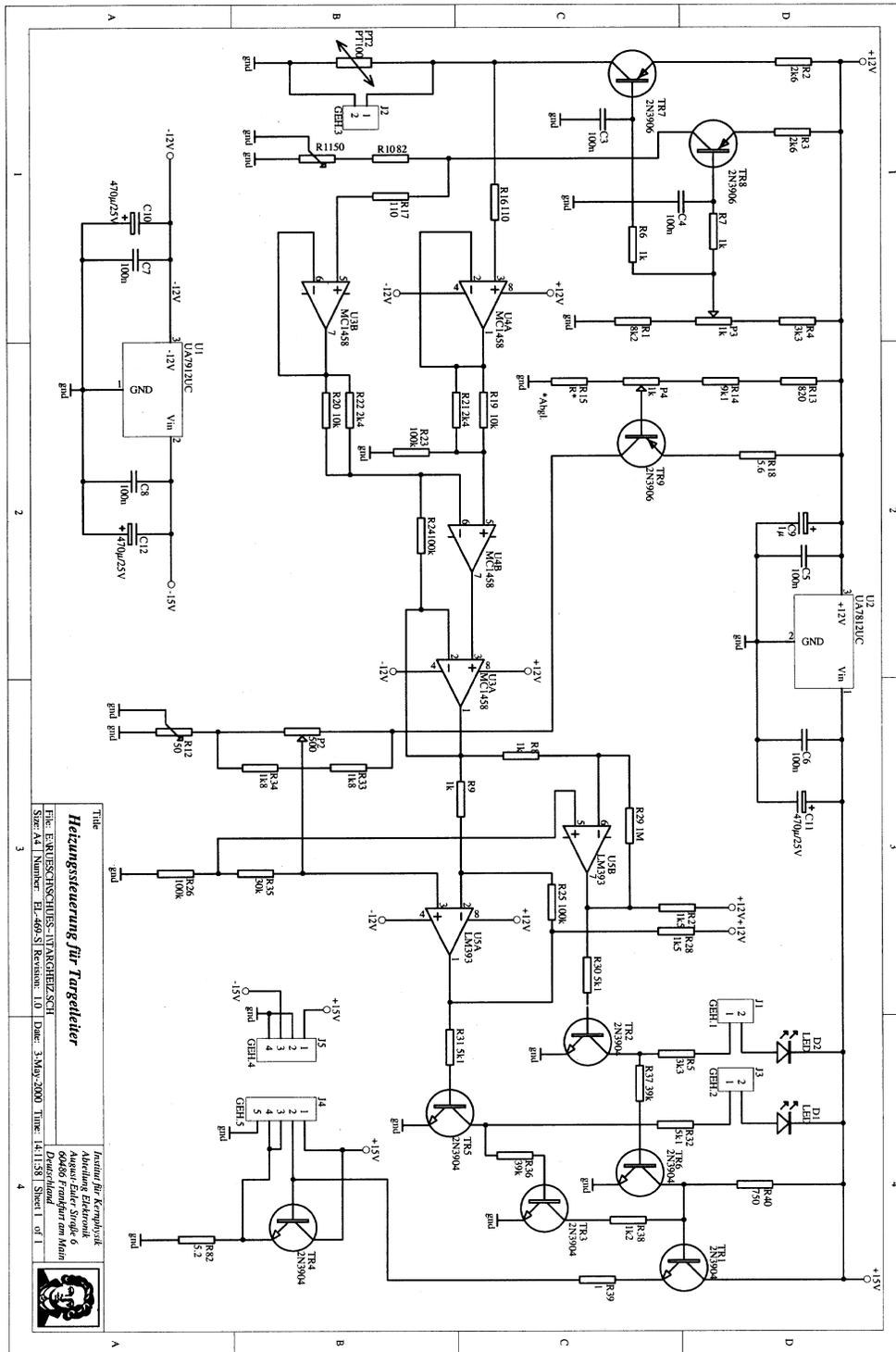


Abbildung 70: Schaltplan für die am Institut für Kernphysik entwickelte Heizregelung zur Messung targettemperaturabhängiger Sekundärionenemission.

## B Temperatur in der Teilchenspur

Beim Durchgang eines schnellen geladenen Projektils durch einen Festkörper mit einer geometrisch idealen glatten Oberfläche, kommt es entlang der Projektiltrajektorie im Festkörper zu atomaren und elektronischen Kollisionskaskaden (siehe Kapitel 5.1). Diese Kollisionsprozesse führen dabei zu einem Energieverlust des Projektils im Festkörper. Während die direkten thermischen Auswirkungen der elektronischen Kollisionen vernachlässigbar sind so bewirken die atomaren Kollisionskaskaden einen Temperaturanstieg in der Teilchenspur. Die nun folgende Rechnung soll grob die Temperatur in der Teilchenspur anhand eines Beispiels abschätzen.

Ein schnelles  $^{14}\text{N}^+$  (2MeV) Projektil, das ein Kohlenstofftarget (Atomradius:  $R_{C-Atom} = 2,6\text{\AA}$ , Dichte:  $\rho = 2,25\text{g/cm}^3$ ), [Dud88] durchdringt (Bremsvermögen:  $dE/dx \approx 175\text{eV/\AA}$ ) deponiert dabei pro Atomlage die Energie  $E_{dep.}$ :

$$E_{dep.} = \frac{dE}{dx} \cdot 2R_{C-Atom} \approx 925\text{eV/Atomlage} \quad (114)$$

Diese Energie wird in einem Volumen  $V = \pi r_{Halo}^2 \cdot R_{C-Atom}$  mit  $r_{Halo} \approx 50\text{\AA}$ , dem Radius des Spurhalos (siehe Kapitel 5.1.2), deponiert:

$$V = \pi \cdot (r_{Halo})^2 \cdot 2R_{C-Atom} = \pi \cdot (50\text{\AA})^2 \cdot 5,2\text{\AA} \approx 41000\text{\AA}^3 \quad (115)$$

Im Vergleich dazu beträgt das Volumen  $V_{C-Atom}$  des Kohlenstoffatoms:

$$V_{C-Atom} = \frac{M_C}{\rho \cdot N_A} = \frac{12\text{g/mol} \cdot 10^{24}}{2,25\text{g/\AA}^3 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}\text{mol}^{-1}} \approx 90\text{\AA}^3 \quad (116)$$

wobei  $M_C$  die molare Masse des Kohlenstoffs und  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}\text{1/mol}$  die Avogadro-Konstante ist.

Hieraus ergibt sich, daß im Durchschnitt etwa 455 C-Atome im Volumen V (pro atomare Lage) enthalten sind. Folglich wird eine Energie von  $925\text{eV}/455 \approx 2\text{eV}$  pro C-Atom deponiert.

Unter der Annahme, daß etwa 20% [Sil00] der vom Projektil im Festkörper deponierten Energie in kinetische Energie der Targetatome umgewandelt wird, gilt für die vom Festkörper aufgenommene Wärmemenge  $Q$ :

$$Q = 0,2 \cdot 2\text{eV} = c_C \cdot \Delta T \quad (117)$$

Dabei ist  $c_C = 8,54\text{J/(K} \cdot \text{mol)} = 9 \cdot 10^{-5}\text{eV/K}$  die Wärmekapazität von Kohlenstoff. Nach dem Durchgang des  $^{14}\text{N}^+$  - Projektils durch das C-Target herrscht eine Temperatur von rund

$$\Delta T = \frac{0,4eV}{9 \cdot 10^{-5} eV/K} \approx 4500K \quad (118)$$

in der Teilchenspur.

## C Elektrisches Feld in der Teilchenspur

Beim Durchgang eines schnellen geladenen Projektils durch einen Festkörper bildet sich etwa  $10^{-15}s$  nach dem Passieren des Projektils aufgrund des Elektronenmangels entlang der Trajektorie eine positive Ladungsverteilung, der sogenannte Spurrkern (siehe Kapitel 5.1.1), die von einer negativen Ladungsverteilung, dem Spurrhale (siehe Kapitel 5.1.2), umschlossen ist. Zwischen Spurrkern und Spurrhale baut sich kurzzeitig ein starkes elektrisches Feld auf [Joh82]. Dieses elektrische Feld und der Elektronenmangel im Spurrkern führen nach etwa  $10^{-13}s$  zu einer Coulombexplosion der Atomrümpfe im Spurrkern. Diese bewirkt eine Verschiebung der Festkörperatome und dadurch eine hohe lokale Schädigungsdichte im Festkörpermaterial entlang der Trajektorie.

Im folgenden Abschnitt erfolgt mit Hilfe des Gaußschen Gesetzes eine Abschätzung der Stärke des elektrischen Feldes, das sich kurzzeitig zwischen Spurrkern und Spurrhale bildet.

Um das Feld innerhalb des Spurrhalos zu berechnen, wird eine zylindrische Gaußsche Oberfläche der Länge  $l$  mit dem Radius  $r$  betrachtet, deren Achse mit der des Spurrhalos zusammenfällt. Aus Symmetriegründen wird angenommen, daß das elektrische Feld  $E$  überall senkrecht auf der Gaußschen Oberfläche steht und dort die Stärke  $E_r$  besitzt. Der Fluß  $\Phi$  von  $E$ , der die Gaußsche Oberfläche durchdringt, ist [Tip94, Sil00]:

$$\phi_{ges} = E_r \oint dA = E_r 2\pi\epsilon_0 r l = Q^{innen} \quad (119)$$

wobei  $Q^{innen}$  die Ladung im Spurrkern und  $Q^{außen}$  die Ladung im Spurrhale ist. Dabei gilt  $Q^{innen} = Q^{außen}$ . Die Größe  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} AsV^{-1}m^{-1}$  ist hier die elektrische Feldkonstante. Wird nun  $Q^{innen}$  durch die Ladungsdichte  $\rho = \sum Q/V$  ersetzt, wobei  $V = \pi r_{Halo}^2 l$  ist, so ergibt sich:

$$Q^{innen} = Q^{außen} - \rho V = Q^{außen} - \frac{Q^{außen}}{\pi r_{Halo}^2 l} \cdot \pi r^2 l \quad (120)$$

oder

$$E_r = \frac{Q^{außen}}{2\pi\epsilon_0 l} \left( \frac{1}{r} - \frac{r}{r_{Halo}^2} \right) \quad (121)$$

**Beispiel:**

Ein schnelles geladenes  $^{12}\text{C}^{2+}$  (1 MeV/u) Projektil, das ein Kohlenstofftarget durchdringt, bildet einen Spurrkern mit dem Radius  $r_{\text{Kern}} \approx 10\text{\AA}$  und einen Spurhalo mit dem Radius  $r_{\text{Halo}} \approx 350\text{\AA}$ . Beim Passieren des Targets deponiert das Projektil eine Energie von rund  $135\text{ eV/\AA}$  [Trim93]. Da die Bindungsenergie  $E_B$  der C-Atome etwa  $5\text{ eV}$  beträgt [Lib00], werden in erster Näherung rund 27 Elektronen ( $Q^{\text{au\ss}en} \approx 27$ ) aus dem Spurrkern in den Spurhalo emittiert. Diese Näherung stimmt hervorragend mit experimentell gemessenen Elektronenausbeuten  $\gamma$  bei Beschuss von  $900\text{\AA}$  dicken C-Targets mit  $^{12}\text{C}^{2+}$  (1 MeV/u) Projektilen überein [Kro88]. Werden nun diese Größen in Glg. (121) eingesetzt (für  $l = 1\text{\AA}$ ), so erhält man ein sehr starkes elektrisches Feld von etwa  $2\text{ V/\AA}$  im Bereich der Grenzoberfläche des Spurrkerns (siehe Abb. 71). Die Stärke des elektrischen Feldes nimmt dabei radial vom Zentrum der Spur ab und verschwindet an der Grenzfläche des Spurhalos. Die hier berechnete Stärke des elektrischen Feldes in der Teilchenspur stimmt gut mit der Referenz [Joh82] überein.

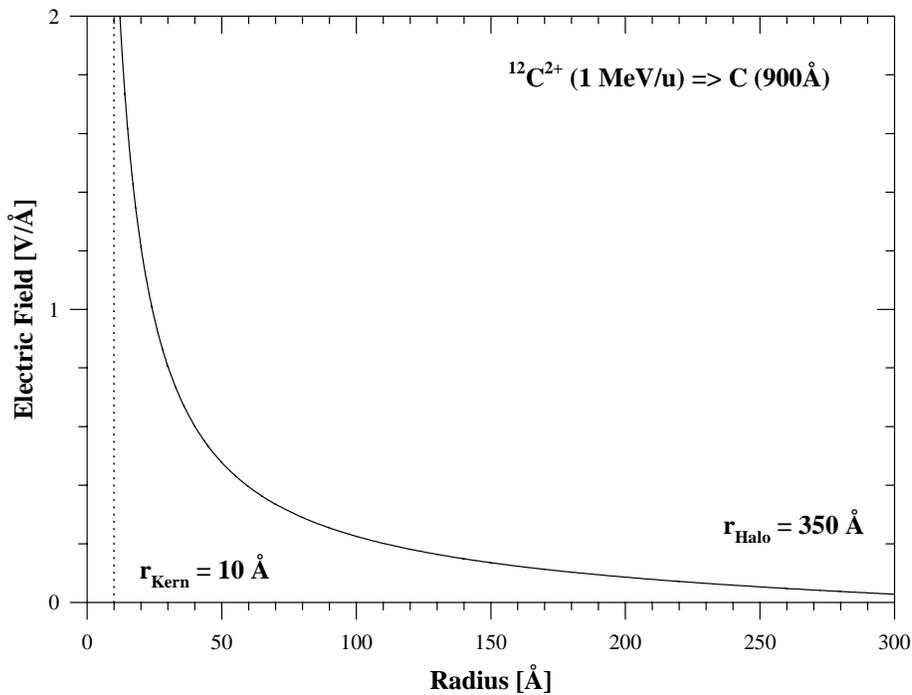


Abbildung 71: Die mit Hilfe des Gaußschen Gesetzes berechnete elektrische Feldstärke  $E_r$  in der Teilchenspur in Abhängigkeit vom radialen Abstand  $r$  von der Spurachse.



## D Tabellen

### D.1 Sekundärionenausbeuten

In dem folgenden Kapitel sind Tabellen mit relativen Sekundärionenausbeuten  $Y$  und den dazugehörigen Projektilenergien  $E_P$  aufgelistet. In den Tabellen ist ebenfalls das elektronische Bremsvermögen  $(dE/dx)_e$  für die jeweilige Projektil-Target-Wechselwirkung aufgetragen, der mit TRIM93 berechnet wurde [Trim93]. Diese Daten bilden die Grundlage dieser Arbeit.

#### D.1.1 $H^+$ -induzierte Sekundärionenemission

$^1H^+$ -Projektil auf C-Target (500 Å)						
Energie	$H^+$	$C_2H_y^+$	$C_3H_y^+$	$C_4H_y^+$	$C_5H_y^+$	$(dE/dx)_e$
(keV/u)	Ausbeute pro $8.19 \cdot 10^6$ Projektil					(eV/Å)
50	444	237	370	201	639	15.32
60	483	241	383	277	630	15.81
70	488	296	414	208	700	16.11
80	457	281	462	303	711	16.27
90	383	235	334	209	562	16.32
100	341	190	260	191	482	16.28
110	289	229	285	131	418	16.17
120	266	194	228	152	428	16.00
130	293	154	249	82	333	15.78
140	234	153	206	144	286	15.54

Tabelle 9: Sekundärionenausbeuten von  $H^+$ ,  $C_2H_y^+$ ,  $C_3H_y^+$ ,  $C_4H_y^+$ ,  $C_5H_y^+$  aus der Eintrittsoberfläche eines 500 Å dicken Kohlenstofftargets beim Beschuss mit  $H^+$ -Projektilen. Die Projektilenergien liegen im Bereich von 50 bis 140 keV/u. Zum Vergleich sind die nach TRIM93 [Trim93] berechneten Werte für das Bremsvermögen dargestellt. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 15% und 20%.

D.1.2  $N^{q_{equ}}$ -induzierte  $Li^+$ -Emission

$^{14}N^{q_{equ}}$ -Projektil auf Li-Target (500 Å) + C-Substrat (200 Å)			
Energie (MeV/u)	$Li^+$ Relative Ausbeuten ( $\times 10^{-3}$ )	$(dE/dx)_e$ (eV/Å)	$q_{eff.}$ (e)
0.0357	3.28	83.0	1.96
0.0714	5.35	118.0	2.60
0.1071	8.33	144.0	3.04
0.1429	9.86	162.0	3.37
0.1786	10.60	175.0	3.64
0.2143	10.40	184.0	3.87
0.2857	10.70	192.0	4.23
0.3571	8.71	194.0	4.52
0.4286	8.64	193.0	4.76
0.5000	7.41	193.0	4.95
0.5357	8.48	192.0	5.04
0.6429	6.27	188.0	5.26
0.7500	5.88	183.0	5.45
0.8571	5.35	178.0	5.60
0.9643	4.74	173.0	5.73
1.0714	4.58	167.0	5.84
1.1786	4.13	163.0	5.94
1.2857	3.59	158.0	6.02
1.3929	3.89	152.0	6.10
1.5000	3.44	148.0	6.17

Tabelle 10: Sekundärionenausbeuten von  $Li^+$  aus der Eintrittsoberfläche eines 500 Å dicken polykristallinen LiF-Targets auf einer 200 Å dicken C-Trägerfolie beim Beschuss mit  $^{14}N^{q_{equ}}$ -Projektilen. Die Projektilenergien liegen im Bereich von 0.0357 bis 1.5 MeV/u. Zum Vergleich sind die nach TRIM93 [Trim93] berechneten Werte für das Bremsvermögen dargestellt. Der dynamische Gleichgewichtsladungszustand  $q_{equ}$  wurde durch Glg. (26) (siehe Kapitel 4.2) bestimmt. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 12% und 17%.

## D.1.3 Änderung der Energiedichte im konstantem Spurvolumen

Projektil	H <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	H <sub>3</sub> <sup>+</sup>	<sup>6</sup> Li <sup>+</sup>	<sup>7</sup> Li <sup>+</sup>	(dE/dx) <sub>e</sub>	q <sub>eff.</sub>
<b>1.4 MeV/u</b>	<b>Relative Ausbeuten (x10<sup>-3</sup>)</b>					<b>(eV/Å)</b>	<b>(e)</b>
<sup>12</sup> C <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.157	0.0095	–	–	0.144	130.5	5.39
<sup>14</sup> N <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	–	–	–	0.007	0.164	162.3	6.10
<sup>36</sup> Ar <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.345	0.144	0.010	0.017	0.456	580.7	11.98
<sup>86</sup> Kr <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	1.523	0.268	0.052	0.072	0.849	1250	17.95
<sup>112</sup> Sn <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	3.743	0.492	0.175	0.273	3.101	1710	21.28

Tabelle 11: Sekundärionenausbeuten von H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, <sup>6</sup>Li<sup>+</sup>, <sup>7</sup>Li<sup>+</sup> aus der Eintrittsoberfläche eines 500 Å dicken polykristallinen LiF-Targets auf einer 200 Å dicken C-Trägerfolie beim Beschuß von isotachischen (1.4 MeV/u) <sup>12</sup>C-, <sup>14</sup>N-, <sup>36</sup>Ar-, <sup>86</sup>Kr-, <sup>112</sup>Sn-Projektilen im Ladungsgleichgewicht. Zum Vergleich sind die nach TRIM93 [Trim93] berechneten Werte des Bremsvermögens dargestellt. Der dynamische Gleichgewichtsladungszustand q<sub>equ.</sub> wurde durch Glg. (26) (siehe Kapitel 4.2) bestimmt. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 10% und 14%.

Projektil	H <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	H <sub>3</sub> <sup>+</sup>	(dE/dx) <sub>e</sub>	q <sub>eff.</sub>
<b>1.4 MeV/u</b>	<b>Relative Ausbeuten (x10<sup>-3</sup>)</b>			<b>(eV/Å)</b>	<b>(e)</b>
<sup>12</sup> C <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.445	0.041	–	130.5	5.39
<sup>36</sup> Ar <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.385	0.05	–	580.7	11.98
<sup>86</sup> Kr <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	1.710	0.300	0.0027	1250	17.95
<sup>112</sup> Sn <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	3.030	0.600	0.076	1710	21.28

Tabelle 12: Sekundärionenausbeuten von H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup> aus der Eintrittsoberfläche eines hydrogenierten a:C-H Targets beim Beschuß mit isotachischen (1.4 MeV/u) <sup>12</sup>C-, <sup>14</sup>N-, <sup>36</sup>Ar-, <sup>86</sup>Kr-, <sup>112</sup>Sn-Projektilen im Ladungsgleichgewicht. Zum Vergleich sind die nach TRIM93 [Trim93] berechneten Werte für das Bremsvermögen dargestellt. Der dynamische Gleichgewichtsladungszustand q<sub>equ.</sub> wurde durch Glg. (26) (siehe Kapitel 4.2) bestimmt. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 10% und 14%.

Projektil	H <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> <sup>+</sup> / D <sup>+</sup>	H <sub>3</sub> <sup>+</sup> / HD <sup>+</sup>	D <sub>2</sub> <sup>+</sup>	(dE/dx) <sub>e</sub>	q <sub>eff.</sub>
1.4 MeV/u	Relative Ausbeuten (x10 <sup>-3</sup> )				(eV/Å)	(e)
<sup>12</sup> C <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.789	0.074	—	—	130.5	5.39
<sup>36</sup> Ar <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.842	0.105	0.0146	—	580.7	11.98
<sup>86</sup> Kr <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	0.602	0.10	0.013	—	1250	17.95
<sup>112</sup> Sn <sup>q<sub>equ.</sub></sup>	2.240	0.380	0.041	0.0073	1710	21.28

Tabelle 13: Relative Ausbeuten von H<sup>+</sup>-, H<sub>2</sub><sup>+</sup>- bzw. D<sup>+</sup>-, H<sub>3</sub><sup>+</sup>- bzw. HD<sup>+</sup>-, D<sub>2</sub><sup>+</sup>- Sekundärionen aus der Eintrittsoberfläche eines hydrogenierten a:C-D Targets beim Beschuß mit isotachischen (1.4 MeV/u) <sup>12</sup>C-, <sup>14</sup>N-, <sup>36</sup>Ar-, <sup>86</sup>Kr-, <sup>112</sup>Sn-Projektilen im Ladungsgleichgewicht. Zum Vergleich sind die nach TRIM93 [Trim93] berechneten Werte für das Bremsvermögen aufgeführt. Der dynamische Gleichgewichtsladungszustand q<sub>equ.</sub> wurde durch Glg. (26) (siehe Kapitel 4.2) bestimmt. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 10% und 14%.

## D.1.4 Desorption bei Änderung der Targettemperatur

$^{14}\text{N}^{3+}$ -Projekte auf LiF-Target (215 Å) + Cu-Substrat (725 Å)							
Temperatur	$\text{H}^+$	$\text{Li}^+$	$\text{C}_2\text{H}_3^+$	$\text{C}_2\text{H}_5^+$	$\text{C}_3\text{H}_y^+$	$\text{C}_4\text{H}_y^+$	$\text{C}_5\text{H}_y^+$
(K)	Ausbeute pro $1.024 \cdot 10^6$ Projekte						
304.55	1052	284	384	550	2399	2287	1436
306.62	926	315	365	502	2361	2345	1462
311.79	1008	296	415	516	2520	2473	1399
318.80	971	316	365	525	2320	2335	1425
326.34	908	300	369	445	2218	2295	1158
329.98	884	319	351	453	2107	2260	1075
332.33	905	326	347	458	1948	2109	972
337.81	902	317	337	455	1939	2226	1042
344.34	959	323	324	447	1871	2032	899
351.82	884	253	323	404	1742	1953	837
356.67	833	286	276	402	1531	1891	726
364.56	828	275	295	339	1516	1771	670
369.30	804	276	272	329	1407	1724	693
375.11	780	277	269	312	1362	1629	631
381.98	760	279	275	308	1320	1603	598
387.81	856	335	228	290	1287	1603	536
391.79	880	353	262	307	1227	1574	524
398.43	959	403	231	291	1208	1534	523
404.56	985	434	211	274	1152	1515	476
417.11	914	413	202	245	1056	1298	399
420.86	1024	465	192	229	959	1240	345
430.52	1036	463	194	170	847	998	221
444.79	1111	477	125	179	640	857	165
446.68	1235	513	154	127	565	716	141
447.22	1515	592	161	148	579	459	140
461.84	1917	1041	128	125	337	301	31
481.17	2480	1823	101	84	364	253	48
487.46	2603	2350	101	93	295	200	31
496.77	2731	2657	76	85	231	193	27

Tabelle 14: Relative Ausbeuten von  $\text{H}^+$ -,  $\text{Li}^+$ -,  $\text{C}_2\text{H}_3^+$ -,  $\text{C}_2\text{H}_5^+$ -,  $\text{C}_3\text{H}_y^+$ -,  $\text{C}_4\text{H}_y^+$ -,  $\text{C}_5\text{H}_y^+$ -Sekundärionen aus der Eintrittsoberfläche eines 215 Å dicken, polykristallinen LiF-Targets auf einer 725 Å dicken Cu-Trägerfolie beim Beschuss mit  $^{14}\text{N}^{3+}$ -Projekten (1.3 MeV/u). Die Ausbeuten wurden im Targettemperaturbereich von 304.55 bis 496.77K gemessen. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 9% und 12%.

$^{14}\text{N}^{3+}$ -Projekteile auf Cu-Target (725 Å)						
Targettemperatur	$\text{H}^+$	$\text{C}_2\text{H}_3^+$	$\text{C}_2\text{H}_5^+$	$\text{C}_3\text{H}_y^+$	$\text{C}_4\text{H}_y^+$	$\text{C}_5\text{H}_y^+$
(K)	Ausbeute pro $2.048 \cdot 10^6$ Projekteile					
298.86	249	53	69	290	262	234
311.79	247	46	70	292	230	216
314.39	244	62	71	311	228	227
318.80	251	52	80	328	243	206
322.18	229	50	80	274	264	186
327.38	224	42	64	246	214	157
329.98	213	42	69	250	215	167
332.59	218	43	73	255	248	162
335.20	239	37	62	249	214	175
337.81	235	43	63	212	214	140
340.42	232	36	60	208	195	140
344.34	225	35	58	191	191	145
346.96	208	33	52	185	183	115
350.89	220	32	64	174	171	131
352.20	241	32	45	176	164	121
354.83	242	31	45	155	165	125
358.77	255	41	55	155	148	105
362.71	224	30	43	117	129	86
364.03	247	25	37	123	127	92
369.30	247	27	33	127	129	85
374.58	250	31	34	101	114	104
379.86	263	28	41	129	122	74
383.83	271	22	35	101	88	76
387.81	271	19	31	93	88	86
391.79	280	16	29	96	71	79
398.43	263	19	33	83	83	76
406.43	266	20	19	82	69	94
417.11	322	16	28	71	80	81
419.79	311	21	24	79	70	88
426.49	319	15	26	83	60	97
433.21	362	24	27	63	53	99
452.09	342	20	21	58	32	68
490.19	330	18	17	41	28	27
517.69	363	10	16	9	14	0

Tabelle 15: Relative Ausbeuten von  $\text{H}^+$ -,  $\text{C}_2\text{H}_3^+$ -,  $\text{C}_2\text{H}_5^+$ -,  $\text{C}_3\text{H}_y^+$ -,  $\text{C}_4\text{H}_y^+$ -,  $\text{C}_5\text{H}_y^+$ -SI aus der Eintrittsoberfläche eines 725 Å dicken Cu-Targets beim Beschuß mit  $^{14}\text{N}^{3+}$ -Projektile (1.3 MeV/u). Die Ausbeuten wurden im Bereich von 298,86 bis 517,69K gemessen. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 9% und 12%.

## D.1.5 Desorption bei Änderung der Projektilladung

$^{14}\text{N}^{+q_i}$ -Projektile auf LiF-Target (200 Å)					
Sekundärionen	Projektilanfangsladungszustand $q_i$ ; Relative Ausbeuten ( $\times 10^{-3}$ )				
	$\text{N}^+$	$\text{N}^{2+}$	$\text{N}^{3+}$	$\text{N}^{4+}$	$\text{N}^{5+}$
$H^+$ (1u)	0.239	0.249	0.356	0.549	0.939
$H^-$ (1u)	1.72	2.08	2.40	2.29	4.48
$H_2^+$ (2u)	0.014	0.021	0.026	0.31	0.73
$Li^+$ (7u)	0.35	0.28	0.27	0.20	0.43
$CH_3^+$ (15u)	0.014	0.014	0.017	0.016	0.030
$C_2^-$ (24u)	0.034	0.037	0.052	0.124	0.120
$C_2H^-$ (25u)	0.164	0.161	0.198	0.311	0.565
$C_2H_2^-$ (26u)	2.038	1.924	2.370	2.810	4.989
$C_2H_3^+$ (27u)	0.130	0.140	0.150	0.190	0.30
$C_2H_5^+$ (29u)	0.260	0.280	0.290	0.280	0.520
$C_3H_3^+$ (39u)	0.140	0.140	0.160	0.190	0.350
$C_3H_4^-$ (40u)	0.075	0.072	0.075	0.103	0.150
$C_3H_5^+$ (41u)	0.290	0.300	0.330	0.370	0.610
$C_3H_5^-$ (41u)	0.152	0.149	0.168	0.201	0.338
$C_3H_7^+$ (43u)	0.290	0.300	0.310	0.350	0.520
$C_4^-$ (48u)	0.070	0.081	0.102	0.117	0.240
$C_4H^-$ (49u)	0.221	0.215	0.282	0.327	0.560
$C_4H_3^-$ (51u)	0.232	0.262	0.280	0.302	0.550
$C_4H_3^+$ (51u)	0.058	0.058	0.062	0.093	0.140
$C_4H_5^+$ (53u)	0.260	0.270	0.280	0.290	0.470
$C_4H_7^+$ (55u)	0.200	0.230	0.240	0.230	0.380

Tabelle 16: Relative Ausbeuten positiv und negativ geladener Sekundärionen aus der Eintrittsoberfläche eines 200Å dicken polykristallinen LiF-Targets auf einer 500Å dicken C-Trägerfolie beim Beschuß mit  $^{14}\text{N}_i^q$ -Projektile (0.14 MeV/u;  $q_i = 1$  bis 5) Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 13% und 17%.

$^{14}\text{N}^{+q_i}$ -Projektile auf LiF-Target(200Å) + C-Substrat(500Å)					
Projektilenergie 2 MeV/u	Projektileanfangsladungszustand $q_i$ ; Relative Ausbeuten ( $\times 10^{-3}$ )				
	Sekundärionen	$\text{N}^+$	$\text{N}^{2+}$	$\text{N}^{3+}$	$\text{N}^{4+}$
$H^+$ ( $q_i$ )	0.707	0.722	0.815	1.112	1.376
$H^+$ ( $q_{equ.}$ )	0.934	0.913	0.852	0.887	0.857
$Li^+$ ( $q_i$ )	1.599	1.491	1.683	1.838	2.118
$Li^+$ ( $q_{equ.}$ )	1.625	1.635	1.660	1.611	1.565
Projektilenergie 7 MeV/u					
$H^+$ ( $q_i$ )	0.292	0.500	0.570	0.740	0.900
$H^+$ ( $q_{equ.}$ )	0.835	0.850	0.920	0.860	0.960
$Li^+$ ( $q_i$ )	0.107	0.151	1.250	1.510	1.900
$Li^+$ ( $q_{equ.}$ )	1.680	1.730	1.680	1.700	1.750

Tabelle 17: Relative  $H^+$ - und  $Li^+$ -Sekundärionenausbeuten aus der Eintrittsoberfläche eines 200Å dicken polykristallinen LiF-Targets auf einer 500Å dicken C-Trägerfolie beim Beschuß mit  $^{14}\text{N}_i^q$ -Projektile (0.14 MeV/u und 0.5 MeV/u;  $q_i = 1$  bis 5) Der mittleren Gleichgewichtsladungszustands  $q_{equ.}$  des  $^{14}\text{N}_i^q$ -Projektiles wurde nach dem Durchgang durch eine 500Å dicke C-Equilibriumfolie erreicht. Der statistische Fehler der Ausbeuten liegt zwischen 13% und 17%.

**Teil VII****Literaturverzeichnis**



## Literatur

- [Albe82] A. ALBERS, K. WIEN, P. DÜCK, W. TREU, H. VOIT. Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 69.
- [Alb91] ACHIM ALBERT: *Die physikalischen Grundlagen des Detektors SEEBE-AM*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1991.
- [All58] S.K. ALLISON. Rev. Mod. Phys. 20 (1958) 1137.
- [And81] H.H. ANDERSEN, H.L. BAY. In: BEHRISCH, R. (Herausgeber): *Sputtering by Particle Bombardment I*, Topics in Applied Physics. Springer Verlag, Berlin, 1981.
- [Ang86] J. ANGUS, P. KOIDL, S. DOMITZ, IN: J. MORT, F. JANSEN (EDS.). Plasma Deposited Thin Films, CRC Press, Boca Raton (1986) 89.
- [Arr94] A.M. ARRALE, Z.Y. ZHAO, J.F. KIRCHHOFF, D.K. MARBLE, D.L. WEATHERS, F.D. MCDANIEL, S. MATTESON. Nucl. Instr. and Meth. B 89 (1994) 437.
- [Asm98] WHAT IS MASS SPECTROMETRY ? ASMS (1998) 3rd Edition.
- [Bad56] M. BADER, R. PIXLEY, F. MOZER, W. WHALING. Phys. Rev. 103 (1956) 32.
- [Bar97] C.V. BARROS LEITE, G.B. BAPTISTA, J.A.M. PEREIRA. Nucl. Instr. and Meth. B 132 (1997) 55.
- [Bar98] C.V. BARROS LEITE, G.B. BAPTISTA, J.A.M. PEREIRA. Nucl. Instr. and Meth. B 140 (1998) 55.
- [Bau94a] K. BOUSSOFIANE BAUDIN, A. BRUNELLE, P. CHAURAUD, S. DELLA NEGRA, J. DEPAUW, P. HÅKANSSON, Y. LE BEYEC. Nucl. Instr. and Meth. B 88 (1994) 61.
- [Ben91a] M. BENGUERBA, A. BRUNELLE, S. DELLE NEGRA, J. DEPAUW, H. JORET Y. LE BEYEC, M.G. BLAIN, E.A. SCHWEIKERT, G. BEN ASSAYAG, P. SUDRAUD. Nucl. Instr. and Meth B 62 (1991) 8.
- [Ben91b] M. BENGUERBA, S. DELLA NEGRA, H. JORET, Y. LE BEYEC. Int. J. of Mass Spec. and Ion Proc. 107 (1991) R11.
- [Ben70] A. BENNINGHOVEN. Z. Phys. 230 (1970) 403.
- [Bes81] F. BESENBACHER, J. BØTIGER, O. GRAVERSEN, J.L. HANSEN. Nucl. Instr. and Meth. 191 (1981) 221.

- [Bet30] H.A. BETHE. *Ann. d. Phys* 5 (1930) 325.
- [Bet32] H.A. BETHE. *Zeitschrift für Physik* 76 (1932) 293.
- [Bet70] H.D. BETZ, L. GRODZINS. *Phys. Rev. Letters* 25 (4) (1970) 211.
- [Betz72] H.D. BETZ. *Rev. Mod. Phys.* 44 (1972) 465.
- [Betz94] G. BETZ, K. WIEN. *Int. J. of Mass Spectr. and Ion Proc.* 140 (1994) 1.
- [Bie82] J.P. BIERSACK, E. SANTER. *Nucl. Instr. and Meth.* 198 (1982) 29.
- [Bie87] J.P. BIERSACK. *Nucl. Instr. and Meth. B* 27 (1987) 21.
- [Bit87] I.S. BITENSKY, E.S. PARILIS. *Nucl. Instr. and Meth. B* 21 (1987) 26.
- [Bit92] I.S. BITENSKY, E.S. PARILIS, S. DELLA-NEGRA, Y. LE BEYEC. *Nucl. Instr. and Meth. B* 72 (1992) 380.
- [Blo33a] F. BLOCH. *Ann. d. Phys* 16 (1933) 285.
- [Blo33b] F. BLOCH. *Zeitschrift für Physik* 81 (1933) 263.
- [Boh13] N. BOHR. *Phil. Mag.* 25 (1913) 10.
- [Boh15] N. BOHR. *Phil. Mag.* 30 (1915) 581.
- [Boh40] N. BOHR. *Phys. Rev.* 58 (1940) 654.
- [Boh41] N. BOHR. *Phys. Rev.* 59 (1941) 270.
- [Boh48] N. BOHR. *K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 18 (8) (1948).
- [Boh54] N. BOHR, J. LINDHARD. *K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 28 (7) (1954).
- [Bou71] P.D. BOURLAND, D. POWERS. *Phys. Rev. B* 3 (1971) 3635.
- [Bra05] W.H. BRAGG, R. KLEEMAN. *Phil. Mag.* 10 (1905) 318.
- [Bra73] W. BRANDT, R. LAUBERT, M. MOURINO, A. SCHWARZSCHILD. *Phys. Rev. Letters* 30 (1973) 358.
- [Bra82] W. BRANDT, M. KITAGAWA. *Phys. Rev. B* 25 (1982) 5631.
- [Bro80] W.L. BROWN, W.M. AUGUSTYNIAK, E. BRODY, B. COOPER. *Nucl. Instr. and Meth.* 170 (1980) 321.

- [Bro82] W.L. BROWN, W.M. AUGUSTYNIAK, E. SIMMONS, K.J. MARCANTONIO, L.J. LANZEROTTI, R.E. JOHNSON, J.W. BORING, C.T. REIMANN, G. FOTI, V. PIRRONELLO . Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 1.
- [Bur86] M. BURKHARD: *Ioneninduzierte Elektronenemission von Atomen und von zerstäubungsgereinigten Festkörperoberflächen unter Ultrahochvakuumbedingungen*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1986.
- [Burg91] J. BURGDÖRFER, P. LERNER; F.W. MEYER. Phys. Rev. 44 (1991) 5674.
- [Car00] M. CARON, A. CLOUVAS, R. NEUGEBAUER, C. POTERIADIS ,H. ROTHARD. Physica Scripta. TIB 116 (2001) 1.
- [Cas97] C. CASTRO, I.S. BITENSKI, E.F. DA SILVEIRA. Nucl. Instr. and Meth. B 132 (1997) 561.
- [Cha91] *Channeltron Electron Multiplier Handbook for Mass Spectrometry Applications*. Galileo Electro Optics Corporation, 1991.
- [Chu78] W.K. CHU, J.W. MAYER, M.A. NICOLET: *Backscattering Spektrometry*. Academic Press, 1978.
- [Cot89] R.J. COTTER. Biomed. Environ. Mass Spectrom. 18 (1989) 513.
- [Del88] S. DELLA NEGRA, J. DEPAUW, H. JORET, Y. LE BEYEC, E.A. SCHWEIKERT. Phys. Rev. Letters 60 (1988) 948.
- [Dob98] D. DOBREV, J. VETTER, R. NEUMANN. Nucl. Instr. and Meth. B 146 (1998) 513.
- [Dör94] R. DÖRNER, V. MERGEL, I. ALI, U. BUCK, C. COCKE, K. FROSCHAUER, O. JAGUZKI, S. LECINAS, W. MEYERHOF, S. NÜTTGENS, R. OLSON, H. SCHMIDT-BÖCKING, L. SPIELBERGER, K. TÖKESI, J. ULLRICH, M. UNVERZAGT, W. WU. Phys. Rev. Letters 72 (1994) 3166.
- [Dud88] SCHÜLERDUDEN: DIE CHEMIE. Dudenverlag (1988) 2. Ausgabe.
- [Dun94] A. DUNLOP, D. LESUEUR, P. LEGRAND, H. DAMMAK. Nucl. Instr. and Meth. B 90 (1994) 330.
- [EG&G95] EG&G - ORTEC, 100 Midland Road, Oak Ridge, TN 37830-9913, USA: *Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors*, 1995.
- [Fen94] D. FENYÖ, P. HÅKANSSON, B.U.R. SUNDQVIST. Nucl. Instr. and Meth. B 84 (1994) 31.

- [Fis83] B.E. FISCHER, R. SPOHR. *Rev. Mod. Phys.* 55 (1983) 907.
- [Fis98] B.E. FISCHER, J. BARAK, E. ADLER, S. METZGER. *Nucl. Instr. and Meth. B* 146 (1998) 587.
- [Fis98a] B.E. FISCHER: *Erzeugung von Mikrostrukturen*. GSI-Nachrichten, 1 (1998) 7.
- [Fle75] R.L. FLEISCHER, P. BUFORD PRICE, R.M. WALKER: *Nuclear Tracks in Solids Principles and Applications*. University of California Press, Berkeley, 1975.
- [For75] R.J. FORTNER, J.D. GARCIA. *Phys. Rev. A* 12 (1975) 856.
- [Fri92] J. FRIEDRICH, A. SCHEMPP, H. DEITINGHOFF, U. BESSLER, H. KLEIN, R. VEITH. *Proc. Linac Conf.*, Ottawa (1992) 609.
- [Fris83] H.J. FRISCHKORN, K.O. GROENEVELD, D. HOFMANN, P. KO-SCHAR, R. LATZ, J. SCHADER. *Nucl. Instr. and Meth.* 214 (1983) 123.
- [Gri90] R. GRIEVE. *Spektrum der Wissenschaft* 6 (1990) 108.
- [Gro80a] K.O. GROENEVELD, E. SCHOPPER, S. SCHUMANN. *Nuclear Tracks*, Pergamon Press Supplement to No.2 () 81.
- [Gro80b] K.O. GROENEVELD. *Phys. Bl.* 36 (7) (1980) 223.
- [Gro91] 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.
- [Gro95] 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.
- [Häk82] P. HÅKANSSON, B. SUNQVIST. *Rad. Eff.* 61 (1982) 179.
- [Häk93] P. HÅKANSSON. *K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Med.* 43 (1993) 593.
- [Hak90] H. HAKEN, H.C. WOLF: *ATOM- UND QUANTENPHYSIK*. Springer-Verlag (1990) 4. Ausgabe.
- [Han72] *HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS*. CRC-Press Cleveland Ohio (1972) 53rd Edition.

- [Hed85] A. HEDIN, P. HÅKANSSON, B. SUNDQVIST, R.E. JOHNSON. Phys. Rev. B 31 (1985) 1780.
- [Her94] RALF HERRMANN: *Umladung langsamer, hochgeladener Ar-Ionen beim Passieren dünner Kohlenstoff-Folien*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1994.
- [Hof41] K.A. HOFMANN, U.R. HOFMANN: *Anorganische Chemie*. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1941.
- [Ito86] N. ITOH, K. TANIMURA. Rad. Eff. 98 (1986) 269.
- [Jal97] THORSTEN JALOWY: *Quasifreie Elektronenstreuung an Atomen und Ionen in der inversen Kinematik*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1997.
- [Joh82] R.E. JOHNSON, W.L. BROWN. Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 103.
- [Joh87] R.E. JOHNSON. Int. J. Mass. Spectr. and Ion Proc. 78 (1987) 465.
- [Joh89] R.E. JOHNSON, B. SUNDQVIST, A. HEDIN, D. FENYÖ. Phys. Rev. A 40 (1989) 49.
- [Joh91] R.E. JOHNSON. In: G. STRAZZULA, E. BUSSOLETTI (Herausgeber): *Irradiation of Solids: Theory*, Seite Solid-State Astrophysics Enrico Fermi Series (1991) 129
- [Joh93] R.E. JOHNSON, J. SCHOU. K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 43 (1993) 403.
- [Kal69] R. KALISH, L. GRODZINS, F. CHMARA, P.H. ROSE. Phys. Rev. 183 (1969) 431.
- [Kam65] M. KAMINSKY. *Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces*, Springer Verlag, Berlin, 1965.
- [Kop94] J. KOPNICZKY, C. REIMANN, A. HALLEN, B. SUNQVIST, P. TENGVALL, R. ERLANDSSON. Phys. Rev. B 49 (1994) 625.
- [Kos89] P. KOSCHAR, K. KRONEBERGER, A. CLOUVAS, M. BURKHARD, W. MECKBACH, O. HEIL, J. KEMMLER, H. ROTHARD, K.O. GROENEVELD, R. SCHRAMM, H.-D. BETZ. Phys. Rev. A 40 (1989) 3632.
- [Kro88] K. KRONEBERGER: *Sekundärelektronen ein Spiegel der Energieverlustprozesse schwerer Ionen in Festkörpern*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1988.

- [Kro93] K. KRONEBERGER: *Ursprung und Evolution der Konvoi-Elektronen in Ion-Festkörper Stößen*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1993.
- [Kum81] M.A. KUMAKHOV, F.F. KOMAROV: *ENERGY LOSS AND ION RANGES IN SOLIDS*. Gordon and Breach Science Publisher New York 1981.
- [Kuz96] MARTIN KUZEL: *Elektronen aus Stößen schneller neutraler Atome: Ionisation, Anregung und Kontinuumseinfang*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1996.
- [Las51] N.O. LASSEN. K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 26 (5) (1951).
- [Leo87] W.R. LEO: *Techniques for Nuclear and Particle Experiments*. Springer Verlag, Berlin, 1987.
- [Lib00] D. LIBERMAN. Phys. Rev. B 62 (2000) 6851.
- [Lin61] J. LINDHARD, M. SCHARFF. Phys. Rev. 124 (1961) 128.
- [Lin63] J. LINDHARD, M. SCHARFF, H.E. SCHIØTT. K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 33 (14) (1963) 1.
- [Lor89a] PETER LORENZEN: *Charakterisierung von Festkörpern und ihren Oberflächen mit Ionenstrahlen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1989.
- [Mai94] R. MAIER, R. WUENSCH, D. HOFMANN, K.O. GROENEVELD. Proc. of the Werner Brandt Workshop, Gainesville, Florida, USA, 1994.
- [Mai96] R. MAIER, R. WÜNSCH, K.O. GROENEVELD. Nucl. Instr. and Meth. B 115 (1996) 512.
- [Mar68] J.B. MARION, F.C. YOUNG: *Nuclear Reaction Analysis: Graphs and Tables*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- [Mer95] V. MERGEL, R. DÖRNER, O. JAGUZKI, S. LECINAS, S. NÜTTGENS, L. SPIELBERGER, M. UNVERZAGT, J. ULLRICH, C. COCKE, R. OLSON, M. SCHULZ, U. BUCK, E. ZANGER, W. THEISINGER, M. ISSER, S. GEIS, H. SCHMIDT-BÖCKING. Phys. Rev. Letters 74 (1995) 2200.
- [Mor76] CH. MORTIMER: *Chemie*. Georg Thieme Verlag Stuttgart, 1976.
- [Mos91] R. MOSHAMMER: *Energie und Winkelverteilung von Sekundärionen beim elektronischen Sputtern von Nichtleiteroberflächen*. Doktorarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, Fachbereich Physik, 1991.

- [Mos96] R. MOSHAMMER, M. UNVERZAGT, W. SCHMITT, J. ULLRICH, H. SCHMIDT-BÖCKING. Nucl. Instr. and Meth. B 108 (1996) 425.
- [Mug87] A.H.F. MUGGLETON: *Invited Review: Deposition Techniques for the Preparation of thin Films*. *Vacuum* 37 (11/12) (1987) 785.
- [Mü98] A. MÜLLER, R. NEUMANN, K. SCHWARTZ, T. STECKENREITER, C. TRAUTMANN. Appl. Phys. A 66 (1998) 1147.
- [Mü99] A. MÜLLER: *Rasterkraftmikroskopie an schwerioneninduzierten Materialveränderungen*. Doktorarbeit, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, 1999 (Dissertation.de: Verlag im Internet, ISBN 3-89825-006-7).
- [Nec96] V. NECAS, A. BRANDSTÖTTER. Nucl. Instr. and Meth. B 115 (1996) 62.
- [Ne95] K. NEU: *Auswirkung der Ionenimplantation von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff auf den Wasserstoffgehalt in Titan*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1995.
- [Neu97a] R. NEUGEBAUER, R. WÜNSCH, T. JALOWY, M. KUZEL, D. HOFMANN, K.O. GROENEVELD. Nucl. Instr. and Meth. B 124 (1997) 418.
- [Neu97b] ROMAN NEUGEBAUER: *Sekundärionenemission im Bereich des maximalen Bremsvermögens von Helium*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1997.
- [Neu99] R. NEUGEBAUER, R. WÜNSCH, T. JALOWY, K.O. GROENEVELD, H. ROTHARD, A. CLOUVAS, C. POTIRIADIS. Phys. Rev. B 59 (1999) 11113.
- [Neum96] R. NEUMANN, J. ACKERMANN, N. ANGERT, C. TRAUTMANN, M. DISCHER, T. HAGEN, M. SEDLACEK. Nucl. Instr. and Meth. B 116 (1996) 492.
- [Nol79] E. NOLTE, G. GESCHONKE, K. BERDERMANN, R. OBERSCHMID, R. ZIERL, M. FEIL, A. JAHNKE, M. KRESS, H. MORINAGA. Nucl. Instr. and Meth. 158 (1979) 311.
- [Oku78] Y. OKUYAMA, T. HASHIMOTO, T. KOGUCHI. Jour. of the electrochem. society 125 (1978) 1293.
- [Omr63] J.H. OMRÖD, H.E. DUCKWORTH. Can. J. Phys. 41 (1963) 1424.
- [Pap94] R.M. PAPALÉO, G. BRINKMALM, D. FENYÖ, J. ERIKSON, H.F. KAMMER, P. DEMIREV, P. HÅKANSSON, B.U.R. SUNDQVIST. Nucl. Instr. and Meth. B 91 (1994) 667.

- [Pap96a] R.M. PAPALÉO, A. HALLÉN, B.U.R. SUNDQVIST, L. FARENZENA, R.P. LIVI, M.A. DE ARAUJO, R.E. JOHNSON. Phys. Rev. B 53 (1996) 2303.
- [Pap96b] R.M. PAPALÉO, P. DEMIREV, J. ERIKSSON, P. HÅKANSSON, B.U.R. SUNDQVIST. Phys. Rev. B 54 (1996) 3173.
- [Pap97] R.M. PAPALÉO. Nucl. Instr. and Meth. B 131 (1997) 121.
- [Paw97] F. PAWLAK: *Irradiation du carbone amorphe deutere: un materiau de transition*. Doktorarbeit, Universite de Caen, France 1997.
- [Paw99] F. PAWLAK, CH. DUFOUR, A. LAURENT, E. PAUMIER, J. PERRIERE, J.P.STOQUERT, M. TOULEMONDE. Nucl. Instr. and Meth. B 151 (1999) 140.
- [Per98a] J.A.M. PEREIRA, I.S. BITENSKI, E.F. DA SILVEIRA. Int. J. of Mass Spectr. and Ion Proc. 174 (1998) 179.
- [Per98b] J.A.M. PEREIRA: *Analise dos Mecanismos de Emissao dos ions  $Li^+$ ,  $F^-$  e  $(LiF)Li^+$  Emitidos por Filmes de LiF Policristalino Bombardeado por ions Rápidos de Nitrogenio Atómico e Molecular*. Doktorarbeit, Pontificia Universidade Catolica do Rio de Janeiro, 1998.
- [Per98c] J.A.M. PEREIRA, I.S. BITENSKI, E.F. DA SILVEIRA. Nucl. Instr. and Meth. B 135 (1998) 244.
- [Per00] J.A.M. PEREIRA, E.F. DA SILVEIRA. Phys. Rev. Letters 84 (2000) 5904.
- [Perr84] J. PERRIERE, J. SIEJKA, A. LAURENT, J.P. ENARD, F. D'HEURLE. Mater. Res. Society Symp. Proc. 38 (1984) 443.
- [Pie68] T.E. PIERCE, W.W. BOWMAN, M. BLANN. Phys. Rev. 172 (1968) 287.
- [Pin93] R. P. PINHO: *Estudo da Dessorcao Ionica Induzida pelo Impacto de Ions Rápidos sobre Fenilalanina*. Doktorarbeit, Pontificia Universidade Catolica do Rio de Janeiro, 1993.
- [Reb95] N. REBER, H. OMICHI, R. SPOHR, M. TAMADA, A. WOLF, M. YOSHIDA. Nucl. Instr. and Meth. B 105 (1995) 275.
- [Rei84] C.T. REIMANN, R.E. JOHNSON, W.L. BROWN. Phys. Rev. Letters 53 (1984) 600.
- [Rei88] C.T. REIMANN, W.L. BROWN, R.E. JOHNSON. Phys. Rev. B 37 (1988) 1455.
- [Rei93] C.T. REIMANN. K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 43 (1993) 351.

- [Rit82] R.H. RITCHIE, C. CLAUSSEN. Nucl. Instr. and Meth. 169 (1982) 133.
- [Rot90a] H. ROTHARD: *Ioneninduzierte Elektronenemission von Kontrollierten Oberflächen dünner Festkörper und von Hochtemperatur-Supraleitern*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1990.
- [Ryd70] G. RYDING, A.B. WITTKOWER, G.H. NUSSBAUM, A.C. SAXMANN, P.H. ROSE. Phys. Rev. A 2 (1970) 1382.
- [Sal88] M. SALEHPOUR, D. L. FISHEL, J.E. HUNT. Phys. Rev. B 38 (1988) 12320.
- [Sau90] D. SAUTTER, H. WEINERTH: LEXIKON DER ELEKTRONIK UND MIKROELEKTRONIK. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1990.
- [Schi99] G. SCHIWIEZ, G. XIAO, P.L. GRANDE, E. LUDERER, R. PAZIRANDER, U. STETTNER. Europhys. Lett. 47 (1999) 384.
- [Schos95] M. SCHOSNIG: *Temperaturabhängigkeit der Elektronenstreuung: Ihr Zusammenhang mit Phasenübergängen in Festkörpern*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1995.
- [Scho87] J. SCHOU. Nucl. Instr. and Meth. B 27 (1987) 188.
- [Scho88b] 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.
- [Schw97] K. SCHWARTZ: *Excitons and Radiation Damage in Alkali Halides*. In: K.JUNGMANN, J. KOWALSKI, I.REINHARD, F.TRÄGER. (Herausgeber): *Atomic Physics Methods in Modern Research*, Springer Verlag, Berlin, 1997.
- [Seib82] L. SEIBERLING, C. MEINS, B. COOPER, J. GRIFFITH, M. MENDENHALL, T. TOMBRELLO. Nucl. Instr. and Meth. B 27 (1987) 188.
- [Seit56] F. SEITZ, J.S. KOEHLER. Sol. St. Phys. 2 (1956) 305.
- [Sig69] P. SIGMUND. Phys. Rev. 184 (1969) 383.
- [Sig72] P. SIGMUND. Rev. Roum. Phys. 17 (1972) 823.
- [Sig75] P. SIGMUND: *Radiation Damage Processes in Materials*, Band 8 der Reihe *Series E: Applied Sciences*. NATO Advanced Study Institutes Series, 1975.

- [Sig81] P. SIGMUND. In: BEHRISCH, R. (Herausgeber): *Sputtering by Particle Bombardment I*, Topics in Applied Physics. Springer Verlag, Berlin, 1981.
- [Sig93] P. SIGMUND. K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 43 (1993) 7.
- [Sig98] P. SIGMUND. Nucl. Instr. and Meth. B 135 (1998) 1.
- [Sil95a] E.F. DA SILVEIRA, M. MATOS. Nucl. Instr. and Meth. B 99 (1995) 107.
- [Sil95b] E.F. DA SILVEIRA, M. MATOS. Surf. Sci. 326 (1995) 370.
- [Sil00] E.F. DA SILVEIRA. Pontificia Universidade Catolica do Rio de Janeiro, persönliche Mitteilung, 2000.
- [Sk100] M. SKŁODOWSKA-CURIE. Compt. Rend. Acad. Sci. 130 (1900) 76.
- [Som72] G.A. SOMORJAI: *Principles of Surface Chemistry*. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1972.
- [Spo90] R. SPOHR: *Ion Tracks and Microtechnology Principles and Applications*. Vieweg, Braunschweig, 1990.
- [Ster57] E.J. STERNGLOSS. Phys. Rev. 108 (1957) 1.
- [Sun86] B.U.R. SUNDQVIST, A. HEDIN, P. HÅKANSSON, M. SALEHPOUR, G. SÄVE, R.E. JOHNSON. Nucl. Instr. and Meth. B 14 (1986) 429.
- [Sun93] B.U.R. SUNDQVIST. Int. Journ. of Mass Spect. and Ion Proc. 126 (1993) 1.
- [Szy80] M. SZYMOŃSKI. Rad. Eff. 52 (1980) 9.
- [Thw92] D. I. THWAITES. Nucl. Instr. and Meth. B 69 (1992) 53.
- [Tie86] U. TIETZE, C. SCHENK: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag (1986) 8. Ausgabe.
- [Tin96] K. TINSCHERT, D. M. RÜCK, H. EMIG, K. LEIBLE, N. ANGERT. Nucl. Instr. and Meth. B 113 (1996) 59.
- [Tip94] P. TIPLER: *PHYSIK*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg (1994).
- [Tou93] M. TOULEMONDE, E. PAUMIER, C. DUFOUR. Rad. Eff. and Def. in Sol. 126 (1993) 201.
- [Tra94] C. TRAUTMANN: *Spuren Energiereicher Ionen in Polymeren und metallischen Gläsern*. Doktorarbeit, Universität Frankfurt, 1994.

- [Trim93] J.F. ZIEGLER : *The Transport of Ions in Matter*, IBM Research, 28-0. Yorktown Heights NY (105981) USA.
- [Urb87] H.M. URBASSEK, J. MICHL. Nucl. Instr. and Meth. B 22 (1987) 480.
- [Urb93] H.M. URBASSEK, W. HOFER. K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 43 (1993) 97.
- [Var70] C. VARELAS, J.P. BIERSEK. Nucl. Instr. and Meth. 79 (1970) 213.
- [Vej76] E. VEJE. Phys. Rev. A 14 (1976) 2077.
- [Vet93] J. VETTER, R. SPOHR. Nucl. Instr. and Meth. B 79 (1993) 691.
- [Wal86] M.P.R. WALIGORSKI, R.N. HAMM, R. KATZ. Nucl. Tracks Radiat. Meas. 6 (1986) 309.
- [Wie87] K. WIEN, O. BECKER, W. GUTHIER, S. DELLA - NEGRA, Y. LE BEYEC, B. MONART, K. STANDING, G. MAYNARD, C. DEUTSCH. Int. J. of Mass Spec. and Ion Proc. 78 (1987) 273.
- [Wie89] K. WIEN. Rad. Eff. and Def. in Solids 109 (1989) 137.
- [Wie92] K. WIEN. Nucl. Instr. and Meth. B 65 (1992) 149.
- [Wie95] K. WIEN, CH.KOCH, N. VAN TAN. Nucl. Instr. and Meth. B 100 (1995) 322.
- [Wie98] K. WIEN, C.S.C. DE CASTRO. Nucl. Instr. and Meth. B 146 (1998) 178.
- [Wil87] P. WILLIAMS, B.U.R. SUNDQVIST. Phys. Rev. Letter 58 (1987) 1031.
- [Wit91] THOMAS WITZMANN: *Entwicklung, Aufbau und Test einer Heizregelung, Anschluß eines  $\mu$ -Prozessorsystems für Kontrollfunktionen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1991.
- [Wiz79] J. L. WIZA. Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 587.
- [Wol95] A. WOLF, N. REBER, P. YU. APEL, B.E. FISCHER, R. SPOHR. Nucl. Instr. and Meth. B 105 (1995) 291.
- [Woo84] C.J. WOODS, C.J. SOFIELD, N. COWERN, M. MURELL, J. DRAPER. J. Phys. B 17 (1984) 867.
- [Wün95] RALF WÜNSCH: *Teilchenemission von Kohlenstoffoberflächen unter Schwerionenbeschuß*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1995.

- [Wün98] R. WÜNSCH, R. NEUGEBAUER, T. JALOWY, D. HOFMANN, H. ROTHARD, K.O. GROENEVELD. Nucl. Instr. and Meth. B 146 (1998) 82.
- [Wün99] R. WÜNSCH: *Sekundärteilchen: Boten für den Spurdurchmesser schneller Ionen*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, 1999 (Dissertation.de: Verlag im Internet, ISBN 3-933342-54-6).
- [Wut86] M. WUTZ, H. ADAM, W. WALCHER: *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1986.
- [Zai86] V.P. ZAIKOV, E.A. KRALINKA, V.S. NIKOLAEV, Y.A. FAINBERG N.F. VOROBIEV. Nucl. Instr. and Meth. B 17 (1986) 97.
- [Zie85] J.F. ZIEGLER, J.P. BIERSACK, U. LITTMARK: *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York, 1985.

**Teil VIII**

**Danksagung**



## Danksagung

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

Dem geschäftsführenden Direktor des Instituts für Kernphysik der J.W. Goethe Universität Frankfurt am Main, Herrn Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking und den ehemaligen geschäftsführenden Direktoren Herrn Prof. Dr. K. Bethge und Herrn Prof. Dr. R. Stock, danke ich für die Förderung dieser Arbeit.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld gilt mein besonderer Dank für die Anregung und Betreuung dieser Arbeit. Sein stetes Interesse und seine Diskussionsbereitschaft haben wesentlich zu ihrem Gelingen beigetragen. Seinem Engagement verdanke ich es, daß ich mit vielen Kollegen aus dem Ausland arbeiten konnte. Seine globalen Kontakte haben die Arbeit in hohem Maße bereichert und belebt.

Sehr herzlich danke ich meinen Kollegen Herrn Dr. R. Wunsch und Herrn Dipl. Phys. T. Jalowy für das freundliche Arbeitsklima in unserer kleinen Arbeitsgruppe, aber vor allem für Ihre großartige Unterstützung bei der Durchführung der Messungen zu dieser Arbeit. In zahlreichen Diskussionen und Anregungen haben sie wertvolle Beiträge zu dieser Arbeit geleistet. Auch dem Ehrengruppenmitglied Herrn Dr. D. Hofmann möchte ich für seine wertvolle Unterstützung insbesondere in technischen und apparativen Fragen, sowie seiner Hilfe bei der Korrektur zu dieser Arbeit danken.

Stellvertretend für das gesamte Personal der IKF-Feinmechanikwerkstatt sei Herrn E. Zanger für die präzise und schnelle Anfertigung von vielen eiligen Aufträgen gedankt. Herrn E. Zanger sowie seiner Frau I. Zanger möchte ich auch für die zahlreichen Einladungen und für die schöne gemeinsame Zeit in Rio danken.

Mein Dank gilt ebenso Herren K. Schneider und Herren W. Dilfer stellvertretend für das Beschleunigerpersonal des IKF für ihre tatkräftige Unterstützung während der vielen Strahlzeiten am IKF.

Herrn G. Rüschemann sei stellvertretend für das Personal der IKF-Elektronikwerkstatt für die schnelle Reparatur verschiedener elektronischer Bauteile gedankt. Darüber hinaus hat er in vielen Diskussionen und Anregungen einen wertvollen Beitrag zur Entwicklung des Targethalters zur Temperaturmessung sowie der dazugehörigen Heizsteuerung geleistet.

Beim Herrn Dr. M. Waldschmidt bedanke ich mich für die Herstellung der vielen Targets, die in dieser Arbeit zum Einsatz kamen.

Dem Leiter der Arbeitsgruppe Materialforschung an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, Herrn Prof. Dr. R. Neumann, möchte ich meinen Dank aussprechen. Er bot mir die Möglichkeit, einen Teil meiner Messungen an der GSI durchzuführen.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Materialforschung, insbesondere Herrn Dr. B. Fischer, Herrn Dr. R. Spohr, Frau Dr. Ch. Trautmann, Herrn Dr. J. Vetter, Herrn Dr. D. Dobrev, Herrn Prof. Dr. K. Schwarz, Herrn Dr. F. Ohnesorge, Herrn Dr. A. Müller, Herrn Dipl. Phys. Ch. Müller, Herrn Dipl. Phys. M. Schlögel, Frau Dipl. Ing. Chem. I. Schuchert, Frau Dipl. Phys. E.

Toimil-Molares, Frau Dipl. Phys. A. Küchel-Müller, Herrn Dipl. Phys. A. Wolf und Frau Dr. N. Reber bin ich zu Dank verpflichtet für Ihre Anregungen, tatkräftige Unterstützungen, Diskussionsbereitschaft, Hilfestellung bei Untersuchungen mit dem Raster-Elektronenmikroskop, usw., usw..

Den Herren Dr. K. Tinschert und Dr. H. Schulte gilt mein Dank für die Unterweisung in den Strahlbetrieb und die Unterstützung bei der Durchführung von zahlreichen Strahlzeiten am HLI 11°-Strahlkanal der GSI.

Zu den schönsten Erlebnissen in der Zeit als Doktorand zählt für mich die Gastfreundschaft, die ich bei meinen Auslandsaufenthalten erleben durfte.

Für die gute Zusammenarbeit bei Experimenten in unserem Deutsch-Brasilianischem Projekt PROBRAL mit der Pontificia Universidade Catolica do Rio de Janeiro bin ich Herrn Prof. Dr. E.F. da Silveira, Herrn Dr. J. Pereira und Herrn Dipl. Phys. V. Collado zu Dank verpflichtet. Ihre engagierte Mithilfe bei den Experimenten, den Auswertungen und den Interpretationen der Daten hat entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen (muito obrigado).

Ein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. J. P. Grandin, dem Direktor des CIRIL (Centre Interdisciplinaire de Recherches avec les Ions Lourds, Caen, Frankreich) und Herrn Dr. M. Toulemonde für die Möglichkeit des Gastaufenthalts.

In diesem Zusammenhang gilt mein Dank insbesondere Herrn Dr. H. Rothard, durch Ihn konnte ich an vielen interessanten Experimenten und Diskussionen teilnehmen. Ich möchte aber auch Herrn Dr. L. Adoui, Dipl. Phys. M. Tarisien und vor allem Dr. M. Caron (+ Audrey), die mich stets sehr herzlich, fast schon familiär, am CIRIL aufgenommen haben mein merci beaucoup aussprechen.

Ein herzliches Dankeschön gilt auch Herrn Prof. Dr. A. Clouvas (+Joell) und Herrn Dr. K. Potiriadis für die hervorragende Zusammenarbeit in Griechenland und Frankreich (*ευχαριστω*).

Ein besonderer Dank gilt den finanziellen Förderern dieser Arbeit. Ohne Sie wären die Erfahrungen, die ich während der Auslandsaufenthalte gemacht habe, und der Besuch nationaler und internationaler Konferenzen nicht möglich gewesen. Der Dank gilt: dem Hochschulförderungsprogramm der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD), dem European Community, TMR, Human Capital and Mobility, Accesss to the GANIL large scale Facility, der Hermann Willkomm Stiftung, dem Dr. Wilhelm Heinrich Heraeus und Else Heraeus- Stiftung, Förderprogramm für Studierende der Physik, Studien Förderpreis und dem European Research Conferences, European Science Foundation.

In diesem Zusammenhang möchte ich mich beim Herrn H. Latka für die Hilfe bei der Überwindung bürokratischer Hindernisse bedanken.

Für viele interessante Diskussionen, Anregungen und Motivation während meiner Zeit als Doktorand danke ich Herrn Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking, Frau Dr. Z. Siwy, Herrn Dr. M. Cholewa, Herrn Dipl. Phys. Alkis Müller, Herrn Dr. M. Al-Turany, Dipl. Phys. W. Theodossiu, Herrn A. Zelinski, sowie meinen Komilitonen Herrn A. Beyer, Dipl. Phys. E. Ertürk, Herrn Dipl. Phys. T. Weber, Herrn E. Vassilakis, sowie Herrn Dipl. Phys. A. Zentek samt Familie.

Einen besonderen Dank möchte ich meinen Eltern aussprechen, die mir das Studium überhaupt erst ermöglichten und mich seelisch und materiell unterstützten. Auch meinen Schwestern Irene und Elisabeth sei herzlich gedankt. Sie gaben mir oft die Gelegenheit ihnen meine Arbeit allgemeinverständlich zu formulieren.

Nicht zuletzt möchte ich meiner lieben Frau Renata danken, die mich allzuoft mit der g(G)eliebten Physik teilen mußte. Ihr geduldiges Verständnis und Ihre liebevolle Unterstützung haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Danke, daß Du mich ab und zu der Physik entrissen hast und mich auch zu anderen schönen Dingen des Lebens bewegt hast. Ich liebe Dich.



## Lebenslauf

### Angaben zur Person:

Name Roman Neugebauer  
 Geboren 02.11.1970 in Namysłów (Polen)  
 Wohnort Siegener Str. 61  
 65396 Frankfurt am Main  
 Familienstand verheiratet mit Renata Neugebauer geb. Piaseczna

### Schule:

1977 bis 1978 Władysław Reymont Grundschule in Namysłów (Polen)  
 1978 bis 1982 Kerschensteiner Grundschule in Frankfurt am Main  
 1982 bis 1988 Falk Realschule in Frankfurt am Main  
 1988 bis 1991 Bettina Gymnasium in Frankfurt am Main  
 1991 Abschluß mit Abitur

### Wehrdienst:

Jul. 1991 Flensburg (Marine) bis Jun. 1992

### Studium:

WS 1992/93 Studium der Physik an der J. W. Goethe Universität  
 Frankfurt am Main  
 Nov. 1994 Vordiplom, Physik  
 Apr. 1996 Beginn der Diplomarbeit bei Prof. Groeneveld  
 am Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität  
 mit dem Thema: Sekundärionenemission im Bereich  
 des maximalen Bremsvermögens  
 Jul. 1997 Diplom-Hauptprüfung in Physik  
 Aug. 1997 Beginn der Promotion bei Prof. K.O. Groeneveld  
 am Institut für Kernphysik der J. W. Goethe Universität  
 Jan. 1998 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Gesellschaft  
 bis März. 2001 für Schwerionenforschung mbH Darmstadt  
 Jan. 1999 Mitarbeit im deutsch - brasilianischen DAAD-Projekt  
 bis Dez. 2000 "Sekundärionenemission"

### Forschungsaufenthalte:

Okt. 1997 Centre Interdisciplinaire de Recherches avec  
 Jun. 1998 les Ions Lourds, CIRIL, CEA-CNRS, Caen, Frankreich  
 Apr. 1998 Demokritos Institut, Athen, Griechenland  
 Apr. 1999 Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien