Temperaturmessungen in ^{197}Au + ^{197}Au Reaktionen bei Energien zwischen 50 und 200 A·MeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

Volker Serfling
aus
Frankfurt

Frankfurt am Main
1997
(DF1)

Vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe – Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. K. Bethge
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. R. Stock
Datum der Disputation:	16. Juli 1997

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

Die Kernphysik ist eine Disziplin in der häufig Analogien zwischen den nuklearen mikroskopischen und komplexen makroskopischen Systemen hergestellt werden. Eines der interessantesten Phänomene in makroskopischen Systemen stellen Phasenübergänge dar. Darunter versteht man eine Veränderung der inneren Struktur einer Substanz, die mit einer Unstetigkeit in der Temperaturabhängigkeit der Entropie einhergeht. Die geläufigsten Beispiele für Phasenumwandlungen sind die Übergänge zwischen fester, flüssiger und gasförmiger Phase.
Seit etwa 20 Jahren werden auch Phasenübergänge in Kernmaterie diskutiert [Lam78, Sie83].

- Bei höchsten Energien erwartet man einen Übergang von der Gas- in die Plasmaphase (Quark-Gluon-Plasma, QGP), was der Auflösung der Hadronen in ein Gemisch aus Quarks und Gluonen entspricht. Aus der Beobachtung dieses Phasenübergangs hofft man, neue Erkenntnisse über die Quarkmaterie zu erhalten.

- Bei mittleren Energien erwartet man einen Flüssig-Gas-Phasenübergang. Dabei zerfällt der Kern, der sich in vielerlei Hinsicht wie eine nukleare Fermiflüssigkeit verhält, in mehrere mittelschwere Fragmente (IMF's[1]) und einzelne Nukleonen [Bon85, Gro85, Tro89]. In Analogie zu einem makroskopischen System entspricht dies einem nuklearen Dampf. Erhöht man die Anregungsenergie, so nimmt die Anzahl der IMF's zunächst zu, bevor die Energie in den Bereich der Bindungsenergie kommt und der Kern vollständig in seine Konstituenten (Protonen und Neutronen) zerlegt wird. Dies entspricht einem nuklearen Fermigas.

Während der Übergang zum QGP wohl erst mit der nächsten Generation von Beschleunigern (RHIC, LHC) beobachtet werden kann, wurde die Kernfragmentation in den letzten Jahren sowohl experimentell [Hub91, Hub92, Hub92a, Kre92, Kre93, Sch97] als auch theoretisch [Sto86, Pei89, Pei91, Pei94] sehr intensiv studiert. Die Existenz der einzelnen Phasen (flüssig, Dampf und Gas) ist gesichert und experimentell gut zugänglich. Offen ist die Frage, wie das System bei schrittweiser Erhöhung der Anregungsenergie von der flüssigen in die gasförmige Phase gelangt und ob es dabei einen Phasenübergang durchläuft.

[1] engl.: Intermediate Mass Fragment

Eine Möglichkeit, einen Flüssig-Gas-Phasenübergang zu untersuchen, besteht in der Vermessung der kalorischen Kurve, d.h. die Bestimmung der Temperatur der Kernmaterie in Abhängigkeit der Anregungsenergie. Das Konzept einer nuklearen Temperatur geht auf die Arbeiten von Bethe und Weißkopf [Bet37, Wei37] zurück. Sie konnten den angeregten Compoundkern[2], der beim Beschuß schwerer Targetkerne mit leichten Projektilen entsteht, mittels eines statistischen Modells beschreiben. Anfang der siebziger Jahre wurde im Rahmen von Hydrodynamikrechnungen [Sch69] die zeitliche Entwicklung der Temperatur in Schwerionenkollisionen berechnet [Hof76]. Heute weiß man, daß bei solchen Reaktionen die finalen Fragmentverteilungen des Projektilrestes größtenteils unabhängig vom Eingangskanal sind (Universalität) [Kun96, Sch97]. Deshalb erscheint die Annahme berechtigt, daß die Reaktion kurzzeitig eine Gleichgewichtsphase durchläuft. Unter dieser Annahme kann man die Idee der Temperaturmessung nicht nur auf Compoundkernreaktionen sondern auch auf die transienten Systeme, die in Schwerionenreaktionen gebildet werden, anwenden.
Zur Messung der Temperatur stehen zur Zeit drei verschiedene Methoden zur Verfügung.

- Unter der Annahme eines thermischen Gleichgewichts kann die Steigung der abfallenden Flanke der Spektren der kinetischen Teilchenenergien als Maß für die Temperatur interpretiert werden. Diese Methode ist allerdings stark durch kollektive Effekte [Sch74, Sie79, Chi83, Rei97], die zeitliche Entwicklung der Reaktion [Fri83] sowie Fermi-Bewegung [Fuc90], Schwankungen der Coulombschwellen [Aic84] und den sequentiellen Zerfall [Bau75] beeinflußt und führt deshalb zu systematisch überhöhten Werten.

- Aus den Besetzungsverhältnissen gamma- und teilcheninstabiler angeregten Zustände kann unter Annahme eines Gleichgewichts eine Temperatur bestimmt werden [Mor84, Mor85, Mor86, Kun90, Kun91, Nay92, Poc85, Poc85a, Sch93, Xi93].

- Eine weitere Methode besteht darin, unter Annahme eines chemischen Gleichgewichts die relative Ausbeute von Isotopen zur Temperaturbestimmung heranzuziehen [Alb85].

Letztere Methode wurde angewandt, um die Temperatur des Projektilspektators in peripheren Au+Au-Reaktionen bei 600 und 1000 A·MeV zu messen [Poc95, Möh95, Möh96].

[2] Zwischenkern, Verdampfungsrestkern

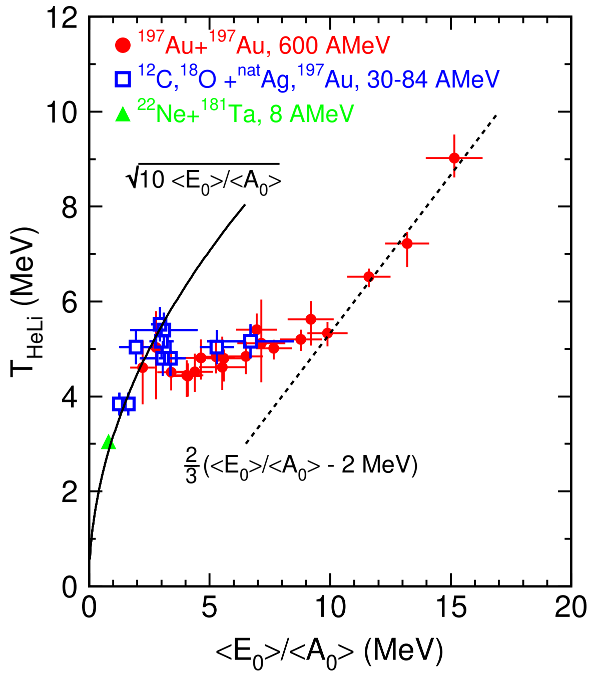

Abbildung 1: Die kalorische Kurve für Kernmaterie. Entnommen aus [Poc95].

Gleichzeitig wurde die Anregungsenergie gemessen, die durch Variation des Stoßparameters verändert werden konnte. Da man weiß, daß die Bestimmung der Temperatur aus Isotopenverhältnissen durch sequentielle Zerfälle (Feeding[3]) beeinflußt wird, wurde die extrahierte Temperatur mit einem Korrekturfaktor multipliziert. Dieser Faktor wurde aus Rechnungen mit quantenstatistischen Modellen (QSM,GEMINI,SMMM) [Hah88, Hah88a, Kon94, Cha88, Gro90] extrahiert, wobei die Isotopenpopulationen vor und nach dem sequentiellen Zerfall verglichen wurden. In Abbildung 1 ist die so gewonnene kalorische Kurve aufgetragen. Man sieht deutlich drei Abschnitte: Einen Anstieg der Temperatur im Evaporationsbereich unterhalb von 2 MeV (Flüssigkeit); ein Plateau zwischen 2 und 10 MeV und einen weiteren Anstieg oberhalb von 10 MeV (Gasphase). Das Plateau in der kalorischen Kurve deutet auf einen Flüssig-Gas-Phasenübergang erster Ordnung hin. Ein Vergleich mit der kalorischen Kurve von Wasser drängt sich auf.

[3]engl: füttern

Neben der Beeinflussung der Temperatur durch sequentielle Zerfälle wurde bei diesem Experiment, bei dem der Projektilrestkern vermessen wurde, die Abhängigkeit der Anregungsenergie von der Systemgröße [Nat95] oftmals kritisiert. Deshalb wurden in dem dieser Arbeit zugrundeliegenden kernphysikalischen Experiment zentrale Stöße ausgewählt, und die Temperatur der Partizipantenmaterie bestimmt. Dadurch erreicht man, daß die Systemgröße ungefähr konstant bleibt. Zur Variation der Anregungsenergie wurden Einschußenergien zwischen 50 und 200 A·MeV gewählt. Um den Einfluß der sequentiellen Zerfälle studieren zu können und das 'neue' Isotopenthermometer mit einer bereits bewährten Methode zu vergleichen, wurden neben den Isotopentemperaturen auch die Temperaturen aus angeregten Zuständen bestimmt.

In Kapitel 2 wird gezeigt, wie der ALADiN[4]-Experimentaufbau, an dem schon die kalorische Kurve gemessen wurde, modifiziert werden mußte, um gleichzeitig die Population von angeregten Zuständen und Isotopenverhältnissen zu messen. In Kapitel 3 werden die Methoden detailliert beschrieben, bevor in Kapitel 4 die Ergebnisse präsentiert und in Kapitel 5 diskutiert werden.

[4]engl.: **A** **L**arge **A**cceptance **Di**pole Mag**n**et

2 Das Experiment

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen wurden im Frühjahr 1995 mit dem ALADiN-Experimentaufbau [Ala88] am Schwerionensynchrotron (SIS) der GSI durchgeführt. Es wurden Goldkerne mit 50, 100, 150 und 200 MeV pro Nukleon ($\beta = 0.32 - 0.57$) auf ein Goldtarget mit einer Massenbelegung von 75 mg/cm^2 geschossen. Bei diesen Kernreaktionen entsteht heiße, hochangeregte Kernmaterie, die hauptsächlich leichte Teilchen emittiert.

Da das ALADiN-Spektrometer ursprünglich für die Untersuchung der Multifragmen-

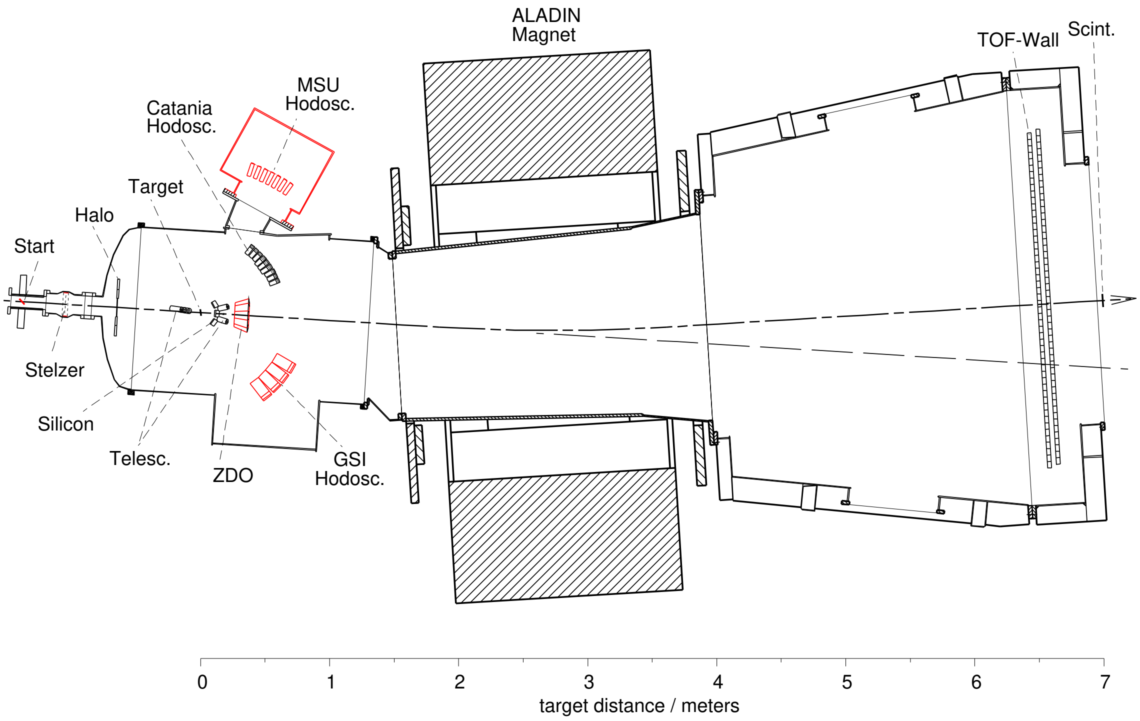

Abbildung 2: Der ALADiN-Experimentaufbau im Frühjahr 1995. Der Strahl kommt von links, durchquert die Strahlzähler und trifft auf das Target. Reaktionsprodukte werden vom ZDO, den drei Hodoskopen sowie den sieben Teleskopen nachgewiesen. Die Zerfallsprodukte des Projektilrestkerns fliegen durch das Joch des Dipolmagneten und werden von der Flugzeitwand nachgewiesen.

tation des Projektilrestkernes bei Schwerionenreaktionen in inverser Kinematik und bei Energien oberhalb von 400MeV pro Nukleon konzipiert war, wurde der ursprüngliche Experimentaufbau um eine Vielzahl von Detektoren erweitert. Diese Detektoren wurden alle im Targetbereich installiert, um die aus der heißen Zone der Reaktion stammenden Teilchen nachzuweisen. Da insbesondere Kleinwinkelkorrelationen zwischen zwei leichten Teilchen gemessen werden sollten, wurden Detektorsysteme mit hoher Granularität eingesetzt. Abbildung 2 zeigt einen horizontalen Schnitt durch den Aufbau des Experimentes.

2.1 Die Strahldiagnosezähler und das Target

Vor dem Target befanden sich drei Strahldiagnosedetektoren. Der Startzähler [Kle96] bestand aus einer 10 μm dicken Szintillationsfolie, die in einem Winkel von 45 Grad zur Strahlachse stand und von zwei Fotovervielfachern ausgelesen wurde. Dahinter befand sich zur Ortskalibrierung eine Vieldrahtproportionalkammer und ein Halodetektor, der dazu diente, ungewollte Reaktionen im Startzähler zu erkennen und ein Vetosignal für den Triggerschaltkreis zu liefern. Das Target bestand aus einer 75 mg/cm^2 ^{197}Au-Folie. Mit

$$\sigma_{geo} = \pi * (1.2\ fm * (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}))^2$$

ergibt sich für eine Gold auf Gold Reaktion ein geometrischer Wirkungsquerschnitt von 6.1 barn. Bei der Wahl der Dicke des Targets mußte ein Kompromiß gemacht werden zwischen der gewünschten hohen Reaktionsrate und der Kleinwinkelstreuung im Target, die die Energie- und Impulsauflösung negativ beeinflußt [Pin89]. Mit der oben genannten Massenbelegung von 75 mg/cm^2 ergibt sich aus

$$P_{Reaktion} = \frac{N_A * f * \sigma_{geo}}{m_A}$$

eine Reaktionwahrscheinlichkeit von 0.14 Prozent, wenn N_A die Avogadrozahl, f die Massenbelegung und m_A die Molmasse des Targetkerns ist. Bei Strahlintensitäten zwischen 1×10^6 bis 1×10^7 Teilchen pro Sekunde im Spill finden somit einige Tausend Kernreaktionen pro Sekunde statt. Die Relativenergieauflösung für den Zerfall des 16.66 MeV Zustandes im ^{5}Li liegt für diese Targetdicke und eine kinetische Energie von 50 MeV bei etwa 50 keV. Sie ist damit genauso groß wie die Verschmierung, die man allein durch die Geometrie des Detektors erhält.

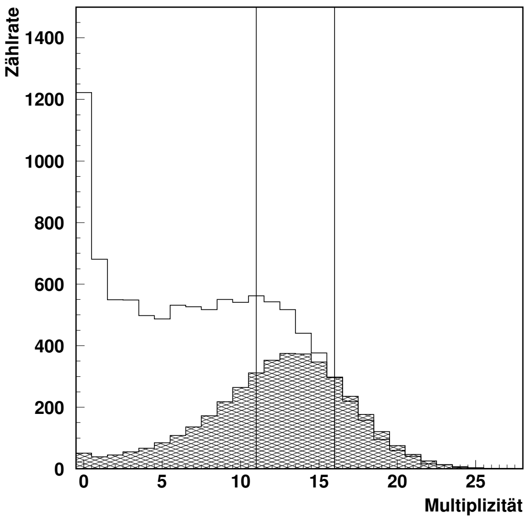

Abbildung 3: Multiplizitätsverteilung der leichten geladenen Teilchen im ZDO und den Siliziumstreifenzählern bei 100 A·MeV Strahlenergie.

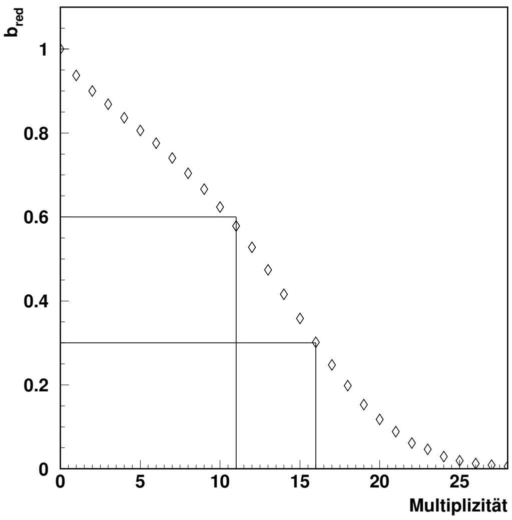

Abbildung 4: Der mit der Methode des *äquivalenten geometrischen Wirkungsquerschnitts* bestimmte reduzierte Stoßparameter $\hat{b}$ als Funktion der Multiplizität.

Energie A·MeV	$\hat{b} \leq 0.3$ zentral	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$ halbzentral	$0.6 < \hat{b}$ peripher
50	$m_{hit} \geq 10(22\%)$	$10 > m_{hit} \geq 6(53\%)$	$6 > m_{hit}(25\%)$
100	$m_{hit} \geq 17(27\%)$	$17 > m_{hit} \geq 12(58\%)$	$12 > m_{hit}(15\%)$
150	$m_{hit} \geq 20(40\%)$	$20 > m_{hit} \geq 13(46\%)$	$13 > m_{hit}(13\%)$
200	$m_{hit} \geq 22(32\%)$	$22 > m_{hit} \geq 14(54\%)$	$14 > m_{hit}(15\%)$

Tabelle 1: Multiplizitätsschnitte für verschiedene Stoßparameterintervalle und Strahlenergien. In Klammern ist der prozentuale Anteil an der Gesamtstatistik angegeben.

2.2 Das ZDO und die Siliziumstreifenzähler

Hinter dem Target befand sich das ZDO[5] [Rab86] das zur Bestimmung der Stoßparameter verwendet wurde. Seine 36 Detektoren waren azimuthal um die Strahlachse ange-

[5]Abk.: Zero Degree Outer Hodoscope

ordnet und deckten einen Polarwinkelbereich von 6.5 bis 21.5 Grad ab. Jeder einzelne Detektor bestand aus einem 2 mm dicken Kalziumfluoridkristall und einem 10 cm langen Plastikszintillator (Phoswich-Zähler), die mittels einer Fotovervielfacherröhre ausgelesen wurden. Im Winkelbereich von $29° \leq \theta \leq 56°$ befanden sich sechs Siliziumstreifenzähler. Jeder dieser Detektoren bestand aus acht 300 μm dicken Si-Streifen. Beide Detektorsysteme zusammen deckten etwa 1 Prozent des gesamten Raumwinkels (4π) ab. Mit ihnen wurden etwa 30 Prozent der geladenen Teilchen eines Ereignisses nachgewiesen und die Multiplizität m_{hit} bestimmt. Aus der unter der 'minimum bias'[6] Triggerbedingung (vgl. Abschnitt 2.6) aufgenommenen Multiplizitätsverteilung wurde unter Verwendung der Methode des *äquivalenten geometrischen Wirkungsquerschnitts* [Sch78, Cav90] ein reduzierter Stoßparameter $\hat{b}$ bestimmt [Fri97]. Dabei wurde Ereignissen mit der höchsten Multiplizität ein Stoßparameter von null und den Ereignissen mit Multiplizität null ein Stoßparameter von eins zugeordnet. Figur 3 zeigt das inklusive Multiplizitätsspektrum (minimum bias) der beiden Detektoren bei einer Strahlenergie von 100 MeV pro Nukleon. Schraffiert eingezeichnet ist das Multiplizitätsspektrum mit der Experimenttriggerbedingung (vgl. Abschnitt 2.6). Man sieht eine deutliche Unterdrückung von peripheren Ereignissen. Die Linien markieren die drei in der Analyse verwendeten Stoßparameterregionen (zentrale, halbzentrale und periphere Reaktionen). Figur 4 stellt die Beziehung zwischen der Meßgröße Multiplizität und dem reduzierten Stoßparameter dar. In Tabelle 1 sind die Multiplizitätsschnitte für die drei Stoßparameterintervalle, die vier verschiedenen Strahlenergien sowie der prozentuale Anteil an der Gesamtstatistik angegeben. In allen folgenden Kapiteln wird auf diese Stoßparameterintervalle Bezug genommen. Dabei muß beachtet werden, daß diese Stoßparameter teilweise überlappen, da zu einem festen Stoßparameter immer eine Verteilung von Multiplizitäten gehört und somit zum Beispiel der zentrale Stoßparameterbereich auch von halbzentralen Stößen kontaminiert ist.

2.3 Die Hodoskope

Den Hauptteil des Experimentes bildeten drei Leichtteilchen-Hodoskope (GSI- , Catania- und MSU-Hodoskop [7]).

[6] engl.: minimale Beeinflussung

[7] Die Namen stammen von den Instituten, an denen die Hodoskope entwickelt und gebaut wurden. GSI - Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

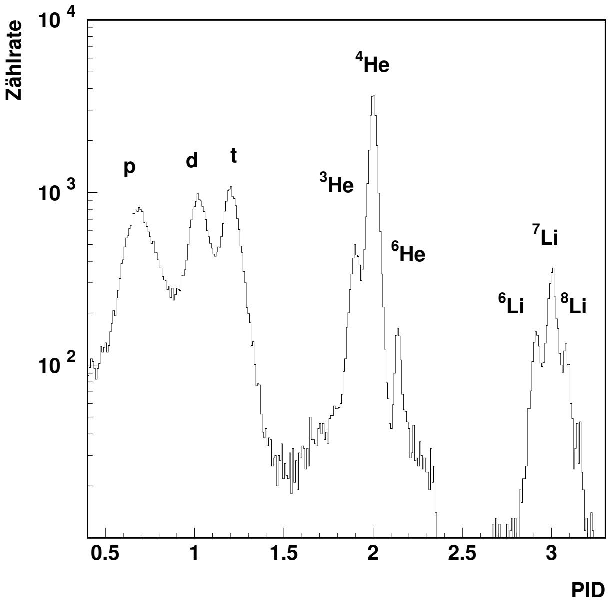

Abbildung 5: Isotopenauflösung eines Catania-Hodoskops bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV

Das Catania-Hodoskop bestand aus 96 Detektoren, die schachbrettartig auf einer Kugelschale im Abstand von 60 cm vom Target entfernt aufgebaut waren und den Polarwinkelbereich von 23 bis 57 Grad abdeckten. Die einzelnen Zähler bestanden aus einem quadratischen 3×3 cm^2 großen und 300 μm dicken Si-Kristall sowie einem 6 cm langen CsI(Tl)-Kristall mit gleichem Querschnitt, der mit einer Photodiode ausgelesen wurde. Der Abstand zwischen den Teleskopen betrug etwa 3 mm. Dies war hauptsächlich mechanisch bedingt, führte aber gleichzeitig zu einer Verringerung der Übersprecher[8], das heißt, Teilchen, die aus einem Zähler herausgestreut und dann in einem benachbarten Teleskop nachgewiesen werden [Pin89].
Gegenüber dem Catania-Hodoskop, fast im gleichen Polarwinkelbereich, war das GSI-Hodoskop [Pin89] installiert ($26° \leq \theta \leq 51°$). Es bestand aus 64 Detektoren, mit einer Länge von 6 cm und einer Querschnittsfläche von 2.5×2.5 cm^2. Jeweils vier Teleskope waren zu einem Modul zusammengefaßt. Innerhalb eines Moduls betrug der Abstand zwischen den Zählern nur etwa 2mm; zwischen den Gruppen allerdings 10mm. Das Ho-

Catania - Dipatimento di Fisica - Universitá di Catania und I.N.F.N.- Laboratorio Nazionale del Sud Catania
MSU - Michigan State University, East Lansing
[8]engl.: Crosstalk

Isotop	E_{min} (MeV) theor.	E_{min} (MeV) exp.	E_{max} (MeV) theor.	E_{max} (MeV) exp.
p	6.1	20.	145	120.
d	8.1	20.	193	150.
t	9.5	20.	228	180.
^{3}He	21.4	30.	513	500.
^{4}He	24.2	30.	577	570.
^{6}He	28.5	35.	682	680.
^{6}Li	45.6	50.	1100	1100.
^{7}Li	48.7	50.	1175	1100.
^{8}Li	51.5	55.	1240	1200.
^{7}Be	67.9	70.	1655	1600.
^{9}Be	73.4	80.	1830	1800.

Tabelle 2: Die Energieschwellen und Maximalenergien, die durch den Detektor vorgegeben sind (theor.) und in der Analyse der Temperaturen verwendet wurden (exp.).

doskop war im Abstand von 67 cm zum Target aufgebaut. Damit deckten diese beiden Hodoskope zusammen einen Raumwinkel von 368 msr ab.
Das MSU-Hodoskop [Gon88, Mur89, Gon90] war unter einem etwas größeren Polarwinkel ($59° \leq \theta \leq 74°$) installiert. Es setzte sich aus 56 Detektoren zusammen, die jeweils aus einem runden Si-Kristall mit einem Durchmesser von 2.5 cm und einer Dicke von 300 μm sowie einem $3 \times 3 \times 10$ cm^3 großen CsI(Tl)-Kristall bestanden. Der Abstand zum Target betrug 110 cm.
Vor die Zähler wurden Messingfolien mit einer Massenbelegung von 17 mg/cm^2 gehängt, die die im Target entstehenden δ-Elektronen mit Energien bis zu 300 keV absorbierten.

Die Eichung der Detektoren wurde in zwei Schritten vollzogen. Zunächst wurde die Isotopenidentifizierung (PID) durchgeführt [Ock97]. Durch eine nichtlineare Transformation und Rotation des ΔE-E-Spektrums und anschließende Projektion erhält man ein eindimensionales Spektrum der Isotopenverteilung. Abbildung 5 zeigt ein solches PID-Spektrum für eine Strahlenergie von 100 A$\cdot$MeV. Die PID-Werteskala ist dabei willkürlich

gewählt. Um die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit eines Isotops abzuschätzen wurden an die Isotopenverteilungen Gaußkurven angepaßt. Jedem Teilchen wurden zwei Konfidenzgrade zugeordnet, die als Maß für die Kontamination eines Isotops durch die beiden Nachbarisotope dienten. Die für die Analysen in dieser Arbeit verwendeten Teilchen können eine maximale Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von 50 Prozent besitzen. Allerdings findet man solche Bedingungen nur für Teilchen in den Ausläufern der Gaußkurven. Die Mehrheit der Teilchen haben Identifikationswahrscheinlichkeiten von über 90 Prozent. Daher würde eine weitere Erhöhung des Konfidenzlevels nur zu geringerer Statistik aber nicht zu wesentlich saubereren Daten führen.
Die Energien wurden mit Hilfe von theoretischen Energieverlustrechnungen kalibriert. Dazu wurden die Durchstoßenergien der einzelnen Isotope für den Si-Kristall und den CsI-Kristall berechnet und den Minimal- und Maximalenergien im gemessenen Energiespektrum zugeordnet [Ock97]. Die intrinsische Energieauflösung wurde mit Hilfe von Quellen bestimmt. Für die Siliziumkristalle wurde eine aus drei Isotopen bestehende α-Quelle benutzt [9] . Es wurde eine Energieauflösung σ von etwa 30 keV bestimmt. Die Auflösung der CsI-Kristalle wurde bereits früher mittels einer Co(γ)-Quelle untersucht und betrug etwa 2% [Kun90, Pin89]. Die Gesamtenergieauflösung wurde mit Hilfe der in Kapitel 3.1.2 (Seite 27) beschriebenen Simulation abgeschätzt und liegt unter 3%. Die Energieschwellen und die Maximalenergien, die die einzelnen Isotope haben können, um noch vollständig im Detektor gestoppt zu werden, sind durch die Durchstoßenergien der Si- und CsI-Kristalle gegeben. Sie sind in Tabelle 2 für die wichtigsten Isotope zusammengefaßt. Sowohl die Auflösung als auch die Schwellen sind Parameter in der Monte-Carlo-Simulation.
Zusammen mit dem mittleren Winkel zwischen zwei benachbarten Detektoren bestimmen die Energieschwellen den minimal meßbaren Relativimpuls zwischen zwei Teilchen. Tabelle 3 zeigt für die zur Temperaturbestimmung ausgewählten Teilchenpaare den minimal meßbaren Relativimpuls im Catania-Hodoskop sowie den Relativimpuls der Teilchen aus der entsprechenden Resonanz. Man sieht deutlich, daß die zu untersuchenden Resonanzen oberhalb der minimal nachweisbaren Relativimpulse liegen.
Abbildung 6 zeigt den Akzeptanzbereich des Catania- und des GSI-Hodoskops im Schwer-

---

[9] $^{241}_{95}\mathrm{Am}\rightarrow \begin{array}{ll} 5.443 MeV & 13\% \\ 5.486 MeV & 85\% \end{array}$ $^{244}_{96}\mathrm{Cm}\rightarrow \begin{array}{ll} 5.763 MeV & 24\% \\ 5.805 MeV & 76\% \end{array}$ $^{252}_{98}\mathrm{Cf}\rightarrow \begin{array}{ll} 6.076 MeV & 15\% \\ 6.118 MeV & 82\% \end{array}$

Teilchenpaar	q_{min} MeV/c	Resonanz	q_{res} MeV/c
p - α	8.2	^{5}Li (g.s.)	54.03
p - t	7.7	^{4}He (20.21 MeV)	23.49
p - ^{7}Li	8.9	^{8}Be (17.64 MeV)	27.07
d - ^{3}He	8.6	^{5}Li (16.66 MeV)	24.56
d - ^{4}He	9.6	^{6}Li (2.186 MeV)	42.01
α - α	12.5	^{8}Be (3.04MeV)	108.0

Tabelle 3: Die durch die Energieschwellen und den minimalen Relativwinkel zwischen den Detektoren gegebenen minimal meßbaren Relativimpulse zweier Teilchen im Catania-Hodoskop im Vergleich zu den für die Temperaturmessung benötigten Resonanzen und deren Relativimpulsen.

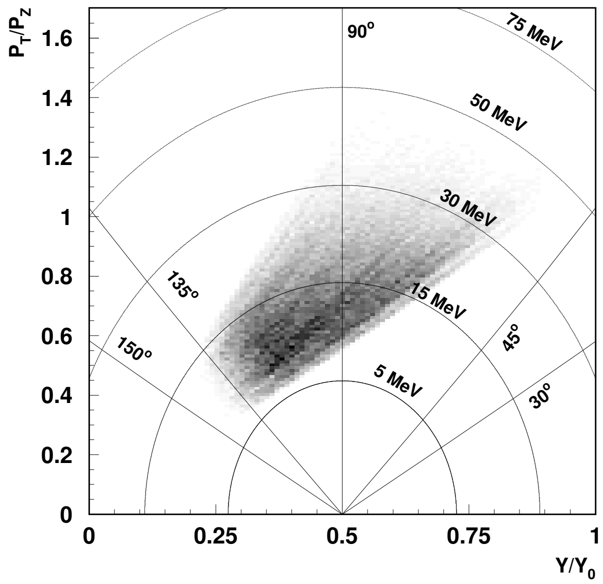

Abbildung 6: Akzeptanzbereich der Catania- und GSI-Hodoskope im Schwerpunktsystem bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV

punktsystem der Kernreaktion bei 100 A·MeV Strahlenergie (vgl. Anhang A). In der invarianten Darstellung wurde als Abszisse die auf die Strahlrapidität $Y_0 = 1/2(\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z}))$ normierte Teilchenrapidität Y/Y_0 gewählt. Die Ordinate stellt den Transversalimpuls normiert auf den Strahlimpuls pro Nukleon dar. Überlagert sind die aus p-α-Koinzidenzen

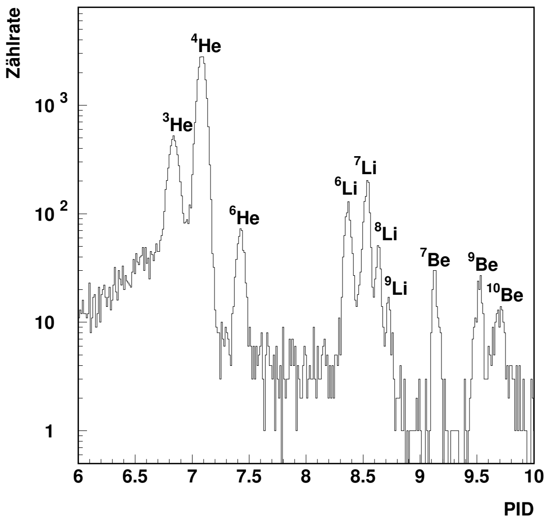

Abbildung 7: Isotopenauflösung eines Teleskops bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV

rekonstruierten Daten für ^{5}Li-Isotope. Man sieht deutlich, daß die beiden Hodoskope einen Bereich um 90 Grad im Schwerpunktsystem abdecken.

2.4 Die Teleskope

Zur präzisen Messung von Isotopenverhältnissen waren unter einem Polarwinkel von 40 Grad vier Teleskope und unter 110, 130 und 150 Grad jeweils ein Teleskop angebracht. Sie bestanden jeweils aus drei unterschiedlich dicken Siliziumkristallen (50 μm,300 μm und 1000 μm) sowie einem CsI(Tl)-Kristall mit einer Dicke von 4 cm. Dieser wurde mit einer Photodiode ausgelesen. Um auch hier die Detektoren vor δ-Elektronen zu schützen, aber gleichzeitig die Nachweisschwelle niedrig zu halten, und die sehr gute Energie- und Isotopenauflösung nicht zu verschlechtern, wurden oberhalb und unterhalb der Eintrittskollimatoren Permanentmagnete ($\approx$ 1 Tesla) installiert, deren Feld die Elektronen ablenkte. Die Identifikation der einzelnen Isotope (PID) geschah wie bei den Hodoskopen durch eine Transformation der zweidimensionalen ΔE-E-Spektren in ein eindimensionales Spektrum. Da die Isotope je nach Energie in einem anderen Detektor steckenblieben, wurde je nach Reichweite der optimale Energieverlustzähler gewählt. Figur 7 zeigt die Isotopenauflösung eines typischen Detektors. Die Energien wurden mit Hilfe von α- und

γ-Quellen sowie über die theoretisch berechneten Durchstoßenergien für die Isotope in den einzelnen Kristallen kalibriert [Ode98].

2.5 Die Flugzeitwand

Den Polarwinkelbereich bis 6.5 Grad, der der Öffnung im ZDO entsprach, deckte die Flugzeitwand (TOF-Wall) ab [Schü91, Hub92a, Kre92, Ock93, Ser93]. Sie befand sich 6 m vom Target entfernt, hinter dem ALADiN-Magneten, der die Teilchen gemäß ihrer magnetischen Steifigkeit $R = \frac{p}{Z} = \frac{m\gamma\beta c}{Z}$ ablenkte. Die Flugzeitwand bestand aus zwei Ebenen mit je 72 senkrecht verlaufenden Szintillatorstäben. Jeder Stab war 110 cm lang, 2.5 cm breit und 1 cm dick und wurde an beiden Enden von einem Photomultiplier ausgelesen. Um Akzeptanzlücken zu vermeiden. waren die beiden Ebenen um eine halbe Stabbreite gegeneinander verschoben. Dieser Detektor diente zum Nachweis der Zerfallsprodukte des Projektilrestes.

2.6 Der Trigger und das Datenaufnahmesystem

Der Triggerschaltkreis (Figur 8) war in 'Fast-Clear'-Logik aufgebaut. Ein Trigger-Signal wurde ausgelöst, wenn mindestens zwei Teilchen im ZDO nachgewiesen worden waren. Da man den Zerfall von leichten Kernen in zwei oder mehr Konstituenten studieren wollte (z.B. ^{8}Be in α-α), wurde das Ereignis nur dann akzeptiert, wenn zusätzlich innerhalb der drei Leichtteilchenhodoskope mindestens zwei Si- und zwei CsI-Kristalle angesprochen hatten. Damit wurden allerdings periphere Reaktionen unterdrückt (vgl. Figur 3, Seite 7). Dies muß beachtet werden, wenn man die Zentralität der Ereignisklassen diskutiert. Reaktionen, bei denen nur ein CsI- oder nur ein Si-Kristall getroffen wurde, oder bei denen ein Teleskop ansprach, liefen stark untersetzt in den Datenstrom. Eine ausführliche Beschreibung des Triggerschaltkreises findet sich in [Ock97].

Zur Datenaufnahme wurde das an der GSI entwickelte Single-Branch-System (SBS) [Ess96] in einer an dieses Experiment angepaßten Form verwendet. Logisch bestand das System aus mehreren unabhängigen, nur durch einen Triggerbus gekoppelten, Ausleseprozessen, die die Daten der Konverter (ADC, TDC) und Zähler (Scaler) in eigene Datenpuffer, sogenannte Pipes, schrieben. Ein übergeordneter Kollektorprozeß sammelte

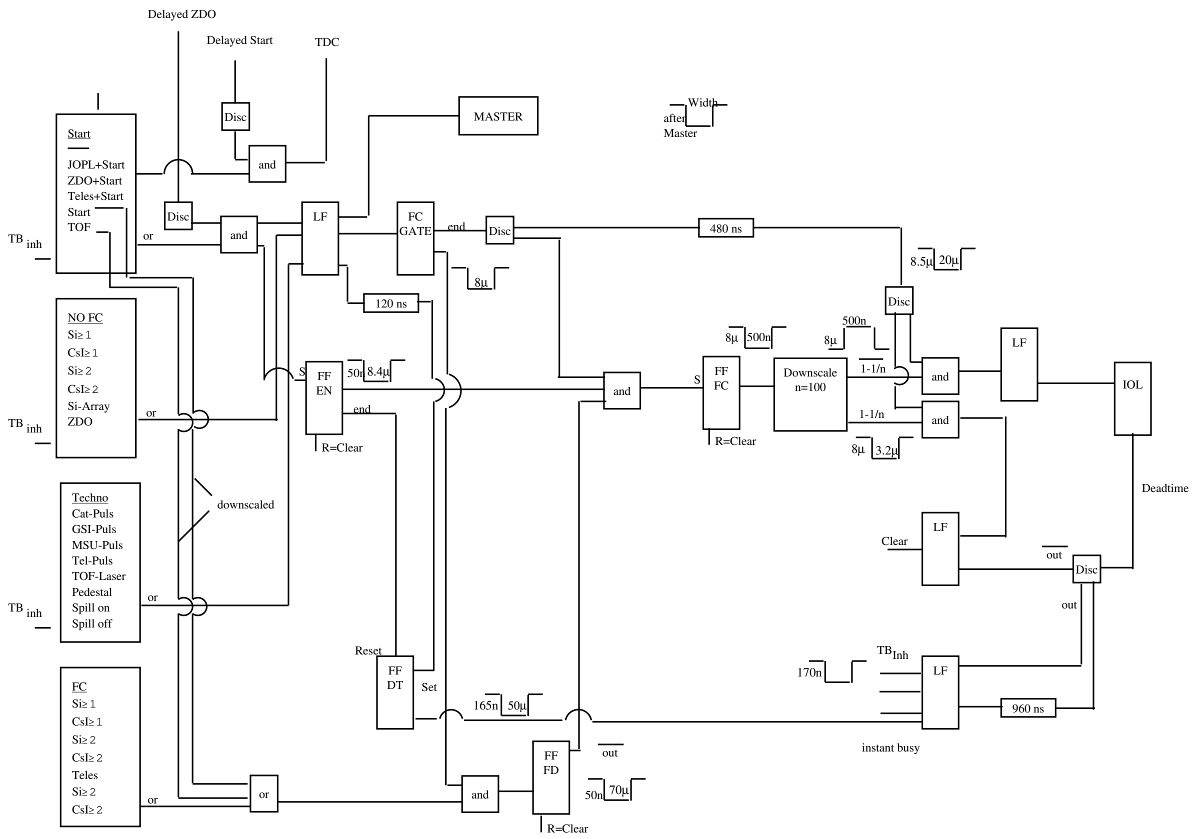

Abbildung 8: Der Triggerschaltkreis. Entnommen aus [Ock97] [1]

die Daten aus den verschiedenen Pipes und formatierte sie in einen Ereignispuffer. Ein parallel laufender Transportprozeß sorgte dafür, daß die formatierten Daten auf Band geschrieben wurden oder zur Online-Analyse über Netzwerk verschickt wurden. Abbildung 9 skizziert den logischen Aufbau des Systems.

Physikalisch war das SBS ein aus drei Elektronikstandards zusammengesetztes System. Die meisten Konverter (etwa 2000 Kanäle) waren in Fastbus-Technik vorhanden und wurden von vier, auf der Motorola-CPU 68020 basierenden, Aleph-Event-Buildern (AEB) unter dem Betriebssystem OS-9 ausgelesen. Alle Zähler und Koinzidenzeinheiten (etwa 400 Kanäle) waren im CAMAC-Standard und wurden von 2 CVCs [10] unter Lynx-OS ausgelesen. Der Datenkollektorprozeß lief auf einer 68030-VME-CPU, ebenfalls unter Lynx-

[10]CVC=CAMAC-VSB-Computer, ein bei der GSI entwickelter intelligenter CAMAC-Controler

OS. Von hier aus wurden die Daten vom Transportprozeß auf Magnetband (DLT2000) geschrieben und über TCP-IP-Netzwerk zur Analyse an Workstations verschickt. Die Datenübertragung geschah über einen VSB-Bus, der alle sechs CPUs miteinander verband. Das Triggersignal wurde über einen separaten Triggerbus zu den einzelnen Prozessoren geführt. Abbildung 10 zeigt den physikalischen Aufbau des Datenaufnahmesystems. Es wurden damit Triggerraten bis zu 400 Ereignissen pro Sekunde und Datenraten bis zu 500 kB/s erreicht. Der limitierende Faktor war hierbei der Datenreduktionsprozeß auf den AEBs.

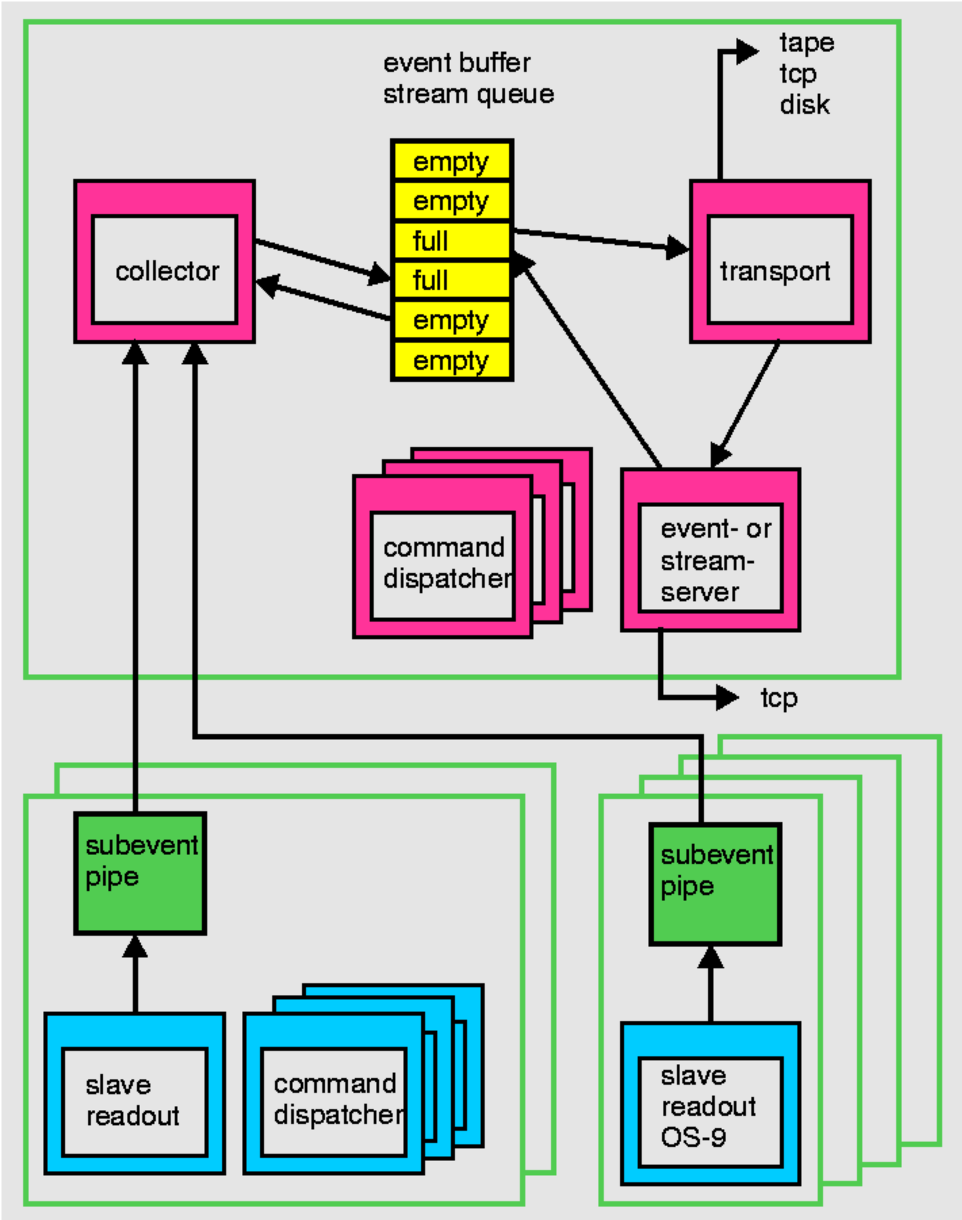

Abbildung 9: Der logische Aufbau des Datenaufnahmesystems. Die verschiedenen Slave-Readout-Prozesse schreiben die Daten in lokale Subeventpipes, die von dem zentralen Kollektorprozeß ausgelesen und in den Eventbuffer geschrieben werden. Von hieraus können die Daten vom Transportprozeß weiter verschickt werden.

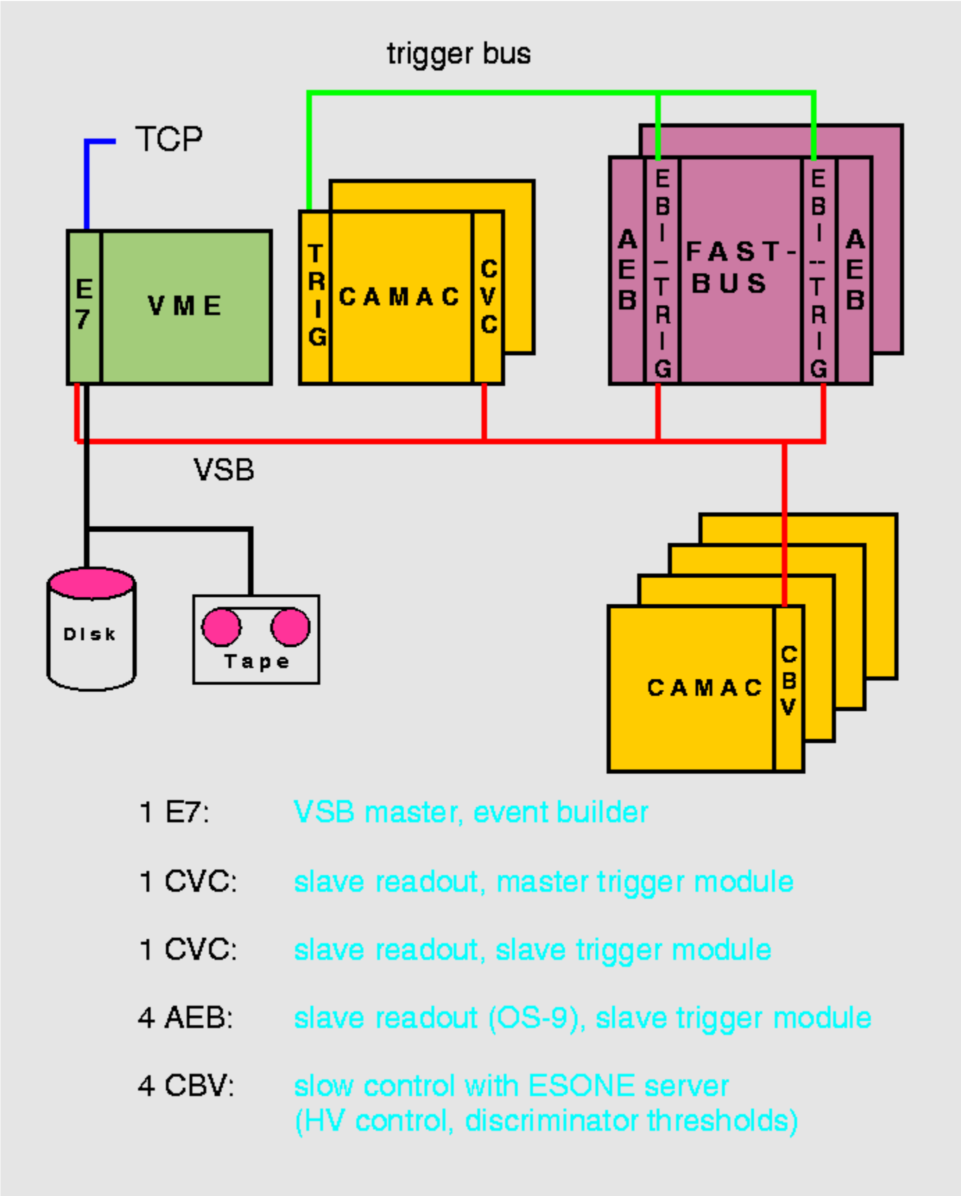

Abbildung 10: Der physikalische Aufbau des Datenaufnahmesystems. Die VME-CPU (E7) liest über den VSB-Datenbus die Subeventpipes der CAMAC- und Fastbus-Prozessoren (CVC und AEB) aus. Das Triggersignal wird von einem CVC erzeugt und über die Triggereinheiten (TRIG) und den Triggerbus an alle Prozessoren (CVC und AEB) verteilt. Das EBI stellt ein Dualportmemory für den AEB dar.

3 Temperaturbestimmung in nuklearen Systemen

Bei der Kollision schwerer Kerne wird die kinetische Energie in andere Energieformen umgewandelt, wobei die inneren Freiheitsgrade des Systems angeregt werden. Wieviel dieser kinetischen Energie in Anregungsenergie umgewandelt wird, ist noch nicht restlos geklärt; Ein Limit wird aber sicher erreicht, wenn der Projektilkern vollständig abgebremst wird (Stopping) und sich die gesamte Energie gleichmäßig auf das System verteilt (Equilibrium). Eine Größe, mit der man ein solches equilibriertes System beschreiben kann, ist die nukleare Temperatur.
Ein Kern stellt in ein in der Natur einzigartiges abgeschlossenes System dar. Da die Kernkräfte sehr kurzreichweitig sind, findet kein Energieaustausch mit der Umwelt statt. Aus diesem Grund sind einige der in der klassischen Thermodynamik bekannten Konzepte, die ein externes Wärmebad vorraussetzen, hier nicht anwendbar. Allerdings entsteht beim Aufbruch eines hochangeregten Kerns ein Ensemble von nuklearen Fragmenten, und dem Mittelwert dieses Ensembles kann eine Temperatur zugeordnet werden, die dann mit der Temperatur des ursprünglichen Kerns identifiziert werden kann. Somit kann dieser Temperaturbegriff, der ursprünglich für die klassische statistische Mechanik entwickelt wurde, auch auf nukleare Systeme übertragen werden.
Eine fundamentale Größe in der mikrokanonischen Beschreibung der Temperatur eines Systems ist die Zustandsdichte $\rho(E,N)$, das heißt, die Anzahl der Zustände $\Gamma(E,N)$ eines Systems mit N Teilchen, die in einem Energieintervall ΔE um die Energie E liegen.

$$\Gamma(E,N) = \rho(E,N)\Delta E \tag{1}$$

Die Entropie $S(E,N)$ ist dann gegeben durch

$$S(E,N) = \ln(\Gamma(E,N)) = \ln(\rho(E,N)) + \ln(\Delta E) \tag{2}$$

Mit diesen Größen erhält man für den Kehrwert der Temperatur

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E} = \frac{\partial \ln(\rho(E,N))}{\partial E} \tag{3}$$

wobei das Energieintervall ΔE unabhängig von der Energie E sei.

Bei klassischen Temperaturmessungen in makroskopischen Systemen wird ein relativ kleines externes Testsystem in thermischen Kontakt mit dem interessierenden System

gebracht. Das Testsystem ist so klein, daß es das makroskopische System nicht wesentlich beeinflußt. Nach hinreichender Zeit zeigt das Testsystem, von dem angenommen wird, daß man es verstanden hat und es geeicht ist, die Temperatur des Systems an.
In nuklearen Systemen ist diese Methode nicht praktikabel. Stattdessen werden Testsysteme verwendet, die Teile des Gesamtsystems sind oder von diesem emittiert werden. Zur Temperaturbestimmung haben sich drei Verfahren etabliert. Dabei wird die Temperatur entweder aus den kinetischen Energiespektren, den relativen Produktionswahrscheinlichkeiten oder den Populationen angeregter Zustände bestimmt. Will man die mit diesen verschiedenen Verfahren extrahierten Temperaturen vergleichen, so muß man sich vorher vergewissern, daß alle Methoden die gleiche Größe messen. Dazu geht man von der Annahme eines equilibrierten Systems aus, das einen Teil seiner Energie emittiert. Wenn die Energie und die Anzahl der Teilchen im Anfangssystem groß genug und im emittierten Teil klein genug sind, dann übernimmt der verbleibende Rest die Rolle eines Wärmebades im klassischen Sinne. Der emittierte Teil soll die Masse n und die Energie ϵ besitzen während das Ausgangssystem die Masse A und die Energie E besaß. Die emittierte Energie setzt sich aus kinetischer Energie ϵ_k, Separationsenergie ϵ_s und interner Energie ϵ_i zusammen.

$$\epsilon = \epsilon_k + \epsilon_s + \epsilon_i \tag{4}$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit der Energie ϵ und der Masse n zu finden, ergibt sich durch Abzählen der Zustände.

$$P(\epsilon, n) = \Gamma(\epsilon, n)\Gamma(E-\epsilon, N-n) \tag{5}$$

Da die Temperaturen aus den gemessenen Emissionsraten bestimmt werden, benötigt man eine Beziehung zwischen der Wahrscheinlichkeit $P(\epsilon, n)$ und der Emissionsrate $\frac{d^2N}{dtd\epsilon_k}$. Eines der ersten Modelle das diesen Zusammenhang darstellt, stammt von Weisskopf [Wei37]. Daraus ergibt sich die Emissionsrate

$$\frac{d^2N}{dtd\epsilon_k} = \frac{\sqrt{\epsilon_k}\sigma}{\Gamma(E, A)} P(\epsilon, n) \tag{6}$$

wobei σ der Reaktionswirkungsquerschnitt für die entsprechende Reaktion ist. Substituiert man die Wahrscheinlichkeit P in Gleichung 6 durch die Zustandszahlen aus Gleichung 5 so findet man folgende Form

$$\frac{\Gamma(E-\epsilon, A-n)}{\Gamma(E, A)} = \exp(-S(E, A) - S(E-\epsilon, A-n)) \tag{7}$$

wobei die Zustandsdichte durch die Entropie ersetzt wurde (siehe Gleichung 2). Für kleine Werte von ϵ/E und n/A führt eine Taylorentwicklung auf

$$\exp(-\epsilon \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_A) + \cdots = \exp(-\epsilon/T) \tag{8}$$

Durch diesen Faktor enthalten die gemessenen Emissionsraten direkt die Temperaturdefinition, wie sie der statistischen Mechanik entspricht $(1/T = \partial S/\partial E)_N$. Die verschiedenen Methoden machen somit nur Gebrauch von den verschiedenen Energiethermen aus Gleichung 4. Die extrahierte Temperatur ist immer die wahre Temperatur des Systems.

3.1 Temperaturen aus angeregten Zuständen

Bei der Bestimmung der Temperatur aus teilcheninstabilen angeregten Zuständen leichter Kerne wird angenommen, daß die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände in einem Kern einem Boltzmanngesetz folgt.

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} e^{-\frac{\Delta E}{T}}$$

Die Verteilung enthält die Spinfaktoren der beiden Zustände.
Bei der Auswahl der zur Temperaturmessung geeigneten Isotope müssen mehrere Kriterien erfüllt sein:

- Die verwendeten Isotope müssen in dem angeregten Zustand mit möglichst hohem Wirkungsquerschnitt gebildet werden, damit man Temperaturen auch in verschiedenen Ereignisklassen und mit genügend großer Statistik untersuchen kann.
- Das Populationsverhältnis aus den beiden Zuständen muß sensitiv auf die Temperatur sein. Dazu muß die Energiedifferenz der beiden Niveaus groß sein.
- Das Isotop sollte wenige scharfe Zustände besitzen, die gut aufgelöst werden können.
- Der niedriger liegende Zustand sollte kein stabiler Grundzustand sein, da diese stärker durch sequentielle Zerfälle schwerer Fragmente bevölkert werden.

Berücksichtigt man alle oben genannten Kriterien sowie die Ergebnisse von Feedingrechnungen [Che88], die den Einfluß der bereits erwähnten sequentiellen Zerfälle berücksichtigen, so findet man, daß ^{5}Li und ^{8}Be sehr gute Thermometerkerne darstellen. Neben diesen beiden Kernen werden in der vorliegenden Arbeit auch die Isotope ^{4}He und ^{6}Li als Thermometer herangezogen.

3.1.1 Bestimmung des Populationsverhältnisses

Zur Identifizierung der angeregten teilcheninstabilen Zustände eines Kerns und zur quantitativen Bestimmung deren Besetzung, eignen sich die Relativgeschwindigkeit $\vec{v}_{rel}$, der Relativimpuls q_{rel} und die Relativenergie E_{rel} (siehe Anhang D.2) der beiden Ejektile, da sie unabhängig von der Schwerpunktsbewegung des Systems sind. Es gilt der folgende nichtrelativistische Zusammenhang:

$$|q_{rel}| = \sqrt{2\mu E_{rel}} = \mu|\vec{v}_{rel}| = \mu|(\vec{v_1} - \vec{v}_2)|$$

Dabei ist μ die reduzierte Masse $(m_1 m_2)/(m_1 + m_2)$. Im vorliegenden Experiment wurde der Betrag der Geschwindigkeitsvektoren aus der Energie der nachgewiesenen Teilchen berechnet. Die Richtung der Vektoren ergibt sich aus der Verbindungslinie zwischen der

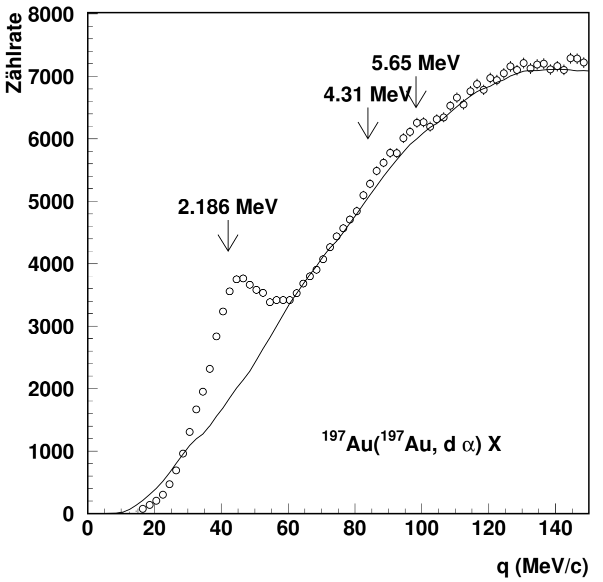

Abbildung 11: Die offenen Symbole zeigen die koinzidente d-α Zählrate in Abhängigkeit vom Relativimpuls der beiden Teilchen bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV und einem zentralen Stoßparameterintervall. Eingezeichnet sind die beiden teilcheninstabilen angeregten Zustände von ^{6}Li. Die durchgezogene Linie zeigt den durch Ereignismischung gewonnenen Untergrund.

Mitte des Targets und der Mitte des getroffenen Detektors. Abbildung 11 zeigt das Relativimpulsspektrum für Deuteronen und Alpha-Teilchen. Deutlich zu erkennen ist der erste angeregte Zustand von ^{6}Li (2.186 MeV). Die zur Temperaturmessung verwendete Resonanz bei 4.31 MeV Anregungsenergie wird von dem Zustand bei 5.65 MeV überlagert und ist daher nur sehr schwach auf dem hohen Untergrund zu erkennen. Dieser Untergrund kommt hauptsächlich durch unkorrelierte Teilchen zustande. Um Informationen über die interessierenden Resonanzen zu erhalten, muß der Untergrund, der Informationen über Detektoreffizienz, Reaktionsdynamik, Multiplizität und Erhaltungssätze enthält, bestimmt und abgezogen werden.

Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes

Für die Bestimmung des Untergrundes gibt es mehrere Verfahren [Zaj84]:

- Eine theoretische Berechnung des Untergrundspektrums setzt eine genaue Kenntnis der Reaktionsdynamik und der Phasenraumpopulation voraus und ist daher in den meisten Fällen nicht möglich.
- Die Erzeugung von Relativimpulsuntergrundspektren aus inklusiven Daten ist ein praktikables Verfahren. Es birgt jedoch die Gefahr in sich, daß unterschiedliche Ereignisklassen gemischt werden, deren Einfluß auf das Relativimpulsspektrum unbekannt ist.
- Eine sehr häufig benutzte Methode ist das Verfahren der Ereignismischung [11] [Kop74]. Dabei werden die Teilchen eines Ereignisses mit Teilchen eines oder mehrerer anderer Ereignisse gemischt.

Per definitionem sind die mit den beiden letzten Verfahren bestimmten Korrelationen nicht koinzident und enthalten deshalb nicht die Endzustandswechselwirkung zwischen den Teilchen. Berechnet man daher das Relativimpulsspektrum aus nicht koinzidenten Ereignissen unter den gleichen Bedingungen wie für das koinzidente Spektrum und fordert zusätzlich, daß die zwei Teilchen nicht denselben Detektor getroffen haben, so erhält man ein Spektrum, das alle wesentlichen Effekte aus der Reaktionsdynamik, wie zum

[11] engl.: Event-Mixing

Beispiel die mittleren Teilchenenergien und die Stoßgeometrie, sowie die experimentelle Effizienz, nicht aber die Impulserhaltung, Coulombwechselwirkung und gerichtete oder kollektive Flußeffekte (Bounce, Flow) enthält. Solch ein Spektrum ist in Abbildung 11 eingezeichnet. Man sieht deutlich, daß dieses Verfahren einen resonanzfreien Untergrund erzeugt, der den scheinbaren Untergrund des echten Spektrums bei mittleren und großen Relativimpulsen gut beschreibt. Bei kleinen Relativimpulsen sieht man eine deutliche Überhöhung des Untergrundes im Vergleich zum koinzidenten Spektrum. Dies läßt sich durch das Nichtvorhandensein der Coulombwechselwirkung in den gemischten Ereignissen erklären. Bei den koinzidenten Ereignissen sorgt die elektrische Abstoßung der Teilchen für Verschiebung des Spektrums zu größeren Relativimpulsen.

Einfluß der Endzustandswechselwirkung

Um den Einfluß der Endzustandswechselwirkung besser abschätzen zu können, wird die Korrelationsfunktion $R(q)$ [Han56, Han56a] bestimmt. Sie ist definiert als das Verhältnis des koinzidenten zum unkorrelierten Spektrum.

$$(1 + R(q)) = C_{1,2} \frac{\sum Y_{1,2}(\vec{p_1}, \vec{p_2})}{\sum Y_1(\vec{p_1}) Y_2(\vec{p_2})}$$

Dabei sind $\vec{p_1}$ und $\vec{p_2}$ die Impulse der Teilchen 1 und 2 im Laborsystem; $Y_{1,2}$ ist das koinzidente Spektrum; Y_1 und Y_2 sind die Impulsspektren der Einzelteilchen; q ist der Relativimpuls der beiden Teilchen und $C_{1,2}$ ist eine Normierungskonstante, die so gewählt wurde, daß bei großen Relativimpulsen, bei denen man keine Resonanzen erwartet, die Korrelationsfunktion verschwindet ($R(q \to \infty) = 0$). Abbildung 12 zeigt eine solche Korrelationsfunktion für Deuteronen und α-Teilchen. Neben den beiden angeregten Zuständen des ^{6}Li ist deutlich die Unterdrückung der Korrelationsfunktion durch die Coulombwechselwirkung (Coulombtal) zu erkennen.

Nimmt man an, daß sich das totale Koinzidenzspektrum aus einem resonanten Teil Y_C und dem Coulombuntergrund $R_b(q)$ (Untergrundkorrelationsfunktion) zusammensetzt, dann kann man durch Multiplikation der Untergrundkorrelationsfunktion mit dem aus der Ereignismischung gewonnen unkorrelierten Untergrund den Gesamtuntergrund bestimmen. Subtrahiert man diesen von der koinzidenten Verteilung, so erhält man den resonanten Teil des Spektrums.

$$\sum Y_C = \sum Y_{1,2} - (R_b(q) + 1) \sum (Y_1 Y_2) / C_{1,2}$$

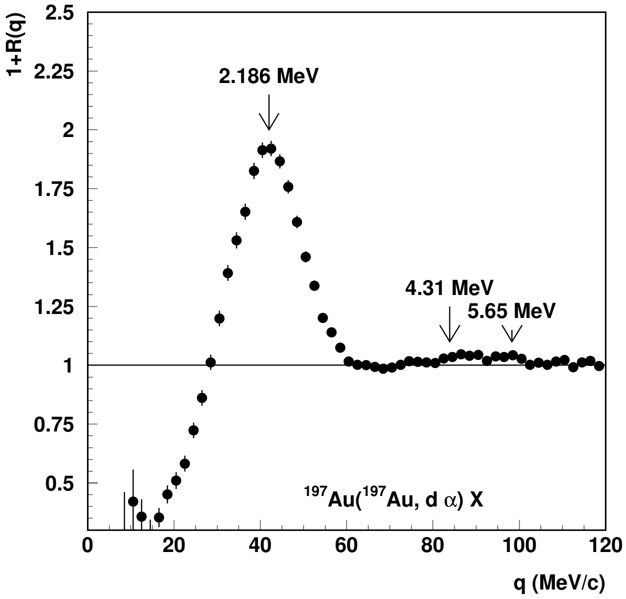

Abbildung 12: $d-\alpha$-Korrelationsfunktion für einen zentralen Stoßparameterbereich und eine Strahlenergie von 100 A·MeV. Markiert sind die beiden teilcheninstabilen Zustände des ^{6}Li.

Bestimmung der Untergrundkorrelationsfunktion

Zur Bestimmung der Untergrundkorrelationsfunktion $R_b(q)$ stehen prinzipiell mehrere Methoden zur Verfügung. Ein häufig angewandtes Verfahren besteht darin, den Untergrund so zu wählen, daß das entstehende Resonanzspektrum dem aus Monte-Carlo-Simulationen (vgl. Kapitel 3.1.2) berechneten, von der Temperatur abhängigen, Spektrum entspricht [Zhu94, Sch93]. Eine Gefahr bei dieser Methode besteht in der Subjektivität, mit der der Untergrund ausgewählt wird, was zu großen Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung führt. Nur wenn man fordert, daß der Untergrund einer bestimmten funktionalen Form folgt, lassen sich diese Freiheiten einschränken. Eine qualitative und quantitative Beschreibung des Coulombtales läßt sich mit Hilfe von Coulombtrajektorienrechnungen [Kim91, Kim92, Sch97] erreichen. Allerdings muß man dazu die Größe und die Zerfallszeit des Systems kennen. Die dritte Möglichkeit besteht darin, den Untergrund aus nichtresonanten Korrelationsfunktionen (p-d, d-d, t-t, t-^{3}He, ^{3}He-^{3}He,...) zu bestimmen. Da die Breite des Coulombtals neben der Zerfallszeit und der Größe des Systems [Jen86] auch von den Massen der beiden emittierten Teilchen abhängt, muß eine

	a	b
minimal	0.36	1.25
maximal	3.07	1.49

Tabelle 4: Parameter der Wood-Saxon-Funktion zur Beschreibung des Coulombuntergrundes

von den Massen unabhängige Darstellung der Korrelationsfunktion gefunden werden. Betrachtet man die Zweiteilchenkorrelation nicht als Funktion des Relativimpulses q_{rel}, sondern als Funktion der Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = q_{rel}/\mu$, so zeigen alle nichtresonanten Korrelationsfunktionen in erster Näherung die gleiche Breite des Coulombtales (siehe Figur 13) [Sch97]. Diese Korrelationsfunktion $(1 + R(v_{rel}))$ kann mit Hilfe einer Wood-Saxon-Funktion

$$1 + R(v_{rel}) = 1 - \left(1 + e^{\frac{v_{rel}-a}{b}}\right)^{-1}$$

parametrisiert werden, wobei a und b die Anpassungsparameter sind. Um der Unsicherheit des Verfahrens und den Schwankungen der Meßgrößen Rechnung zu tragen, wurde eine minimale und eine maximale Parametrisierung so gewählt, daß alle Datenpunkte der verschiedenen Korrelationsfunktionen zwischen diesen beiden Funktionen liegen. In Abbildung 13 sind diese beiden Parametrisierungen und die Korrelationsfunktionen eingezeichnet. Die entsprechenden Parameter a und b sind in Tabelle 4 aufgelistet. Durch Skalierung dieser Wood-Saxon-Funktion mit der reduzierten Masse μ des betrachteten Teilchenpaares, kann der Untergrund an alle Korrelationsfunktionen angepaßt werden (vgl z.B. Abbildung 20 auf Seite 41.

Nach Multiplikation des Coulombuntergrundes mit dem aus der Ereignismischung erhaltenen nichtresonanten Untergrund und Subtraktion von der Koinzidenzzählrate erhält man ein Spektrum, das nur noch die Resonanzen enthält. Abbildung 14 zeigt ein solches Resonanzspektren für $d-\alpha$ Koinzidenzen. Nach Integration über die so erhaltenen Zählraten, unter Vernachlässigung der negativen Werte, und anschließende Division der beiden ^{6}Li-Peaks erhält man das für die Temperaturbestimmung benötigte Populationsverhältnis. Der systematische Fehler im Populationsverhältnis ergibt sich aus den beiden

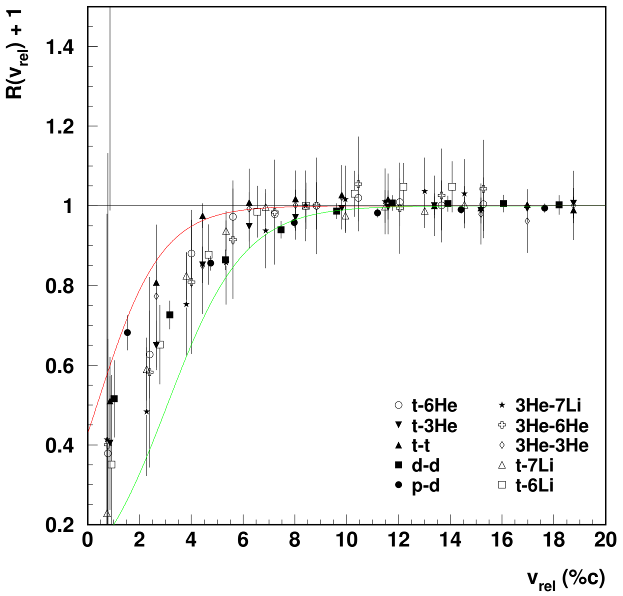

Abbildung 13: Die nichtresonanten Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit der beiden Teilchen. Die Linien stellen die minimale und maximale Parametrisierung des Coulombuntergrundes mit Hilfe einer Wood-Saxon-Funktion dar.

angenommenen Untergründen. Der statistische Fehler folgt aus den Meßwertschwankungen der Koinzidenzraten.

3.1.2 Die Monte-Carlo-Simulation des Detektorsystems

Das im vergangenen Kapitel 3.1.1 beschriebene Koinzidenzspektrum Y_C zweier Teilchen ist nach Untergrundabzug noch stark durch die Effizienz der Hodoskope beeinflußt. Dies läßt sich leicht an zwei Extrema verdeutlichen. Bei sehr kleinen Relativimpulsen treffen die beiden Ejektile mit einer hohen Wahrscheinlichkeit auf denselben Detektor. Da die Hodoskope keine Doppeltrefferauflösung besitzen, kann ein solches Ereignis nicht nachgewiesen werden. Die Effizienz des Detektors geht somit für kleine Relativimpulse gegen Null. Ebenso verhält es sich bei großen Relativimpulsen. Hier kann es passieren, daß ein Teilchen im Detektorsystem nachgewiesen wird, während das andere Ejektil am Detektor vorbeifliegt und deshalb die Koinzidenz nicht nachgewiesen werden kann. Zwischen diesen beiden Extremwerten ist die Effizienzfunktion ϵ von vielen Parametern, wie zum Beispiel von der Detektorauflösung, den Energieschwellen der Detektoren, der Geometrie und der Targetdicke abhängig. Da sich diese Funktion analytisch nicht beschreiben läßt,

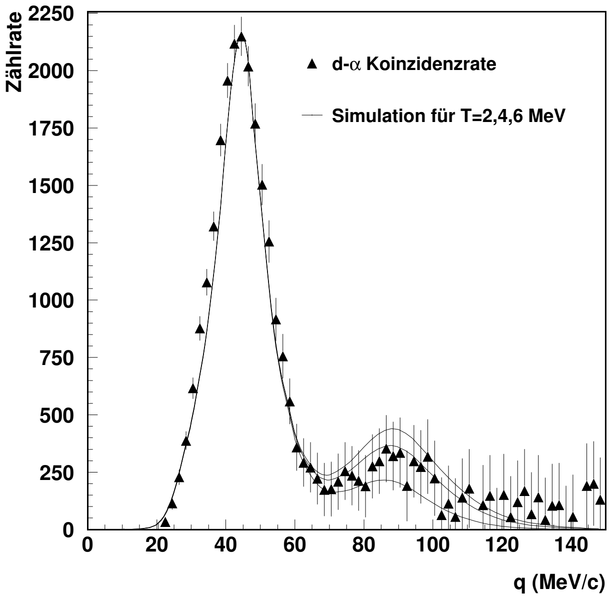

Abbildung 14: Koinzidenzrate für d-α nach Abzug des Untergrundes. Deutlich zu erkennen sind die beiden Peaks, die zwei angeregten Zuständen im ^{6}Li entsprechen. Die durchgezogenen Linien zeigen Simulationsrechnungen mit verschiedenen Temperaturen.

wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt.

Dazu mußte zunächst einmal die Energie-Winkel-Verteilung des Mutternuklids beschrieben werden. Dies geschah mit Hilfe eines Moving-Source-Fits [12]. Dieser Methode liegt das sogenannte Fireball-Modell [Wes76] zugrunde, bei dem sich während einer Kernreaktion drei Quellen bilden: Eine fast ruhende targetähnliche Quelle, eine mit ungefähr halber Strahlgeschwindigkeit bewegte Quelle[13] und eine mit fast Strahlgeschwindigkeit fliegende projektilähnliche Quelle. Die Gesamtenergie-Winkel-Verteilung ergibt sich als Summe der drei Emissionswahrscheinlichkeiten

$$\frac{dP(\vec{p})}{dEd\Omega} = \sum_{i=1}^{3} \frac{dP_i}{dEd\Omega}(\vec{p}, \vec{v_i}, V_i)$$

wobei E und $\vec{p}$ die kinetische Energie und der Impuls des emittierten Teilchens sind. $\vec{v_i}$ ist die Geschwindigkeit und V_i das effektive Coulombpotential der i-ten Quelle. Das

[12]engl.: Bewegte Quellen-Parametrisierung

[13]synonym: Fireball, Midrapidity-Quelle, Participant

Potential wurde an der Oberfläche des entsprechenden Quellvolumens berechnet.

$$V_i = c\frac{e^2 Z_f(Z_{s,i} - Z_f)}{1.16(2 + A_f^{1/3} + (2(Z_{s,i} - Z_f)))^{1/3}}$$

Dabei ist c ein sogenannter Coulombverschmierungsfaktor, Z_f und A_f die Ladung und die Massenzahl des emittierten Fragments und $Z_{s,i}$ die Ladung der i-ten Quelle. Die Target- und die Projektilquelle ($i = 1, 3$) wurden durch folgende modifizierte Maxwell-Boltzmann-Verteilung im Ruhesystem der jeweiligen Quelle beschrieben:

$$\begin{aligned}\frac{dP_i}{dEd\Omega}(\vec{p}, 0, V_i) &= a_i\Theta(E - V_i)(E + mc^2 - V_i)\\ &\quad\times\sqrt{(E + mc^2 - V_i)^2 - m^2c^4}\\ &\quad\times e^{-\frac{E-V_i}{T_i}}\end{aligned}$$

Dabei ist a_i ein Normalisierungsfaktor, $\Theta(E - V_i)$ die Stufenfunktion, die die Coulombbarriere beschreibt, m die Isotopenmasse des Ejektils und T_i die Temperatur der i-ten Quelle. Da ausschließlich symmetrische Systeme betrachtet wurden und durch die Akzeptanz des Detektors nur eine geringe Sensitivität für den Nachweis der Teilchen aus der Target- und der Projektilquelle bestand, wurde die Größe und die Temperatur der Targetquelle mit den entsprechenden Werten der Projektilquelle gleichgesetzt. Die Geschwindigkeiten der beiden Quellen wurde über die klassische Beziehung $\beta_{mid} = (\beta_{pro} + \beta_{tar})/2$ miteinander gekoppelt. Da man weiß, daß bei zentralen Kernreaktionen und Einschußenergien von etwa 100 A·MeV die Energiespektren durch kollektiven Fluß [Kun94, Kun95] beeinflußt sind, wurde für die mittlere Quelle ($i = 2$) eine Parametrisierung gewählt, die die Expansion der Quelle beinhaltet [Hsi94].

$$\begin{aligned}\frac{dP_2}{dEd\Omega} &= a_2\Theta(E - V_2)(E + mc^2 - V_2)\\ &\quad\times\sqrt{(E + mc^2 - V_2)^2 - m^2c^4}\\ &\quad\times\int_0^\pi \sqrt{(E - V_2)\left[(E - V_2) + 2mc^2\right]}\\ &\quad\times\left[\gamma_{exp}(E - V_2) - \gamma_{exp}\beta_{exp}p\cos\theta\right]\\ &\quad\times\exp\left(\frac{\gamma_{exp}\beta_{exp}p\cos\theta - \gamma_{exp}(E - V_2) + mc^2}{T_2}\right)d\theta\end{aligned}$$

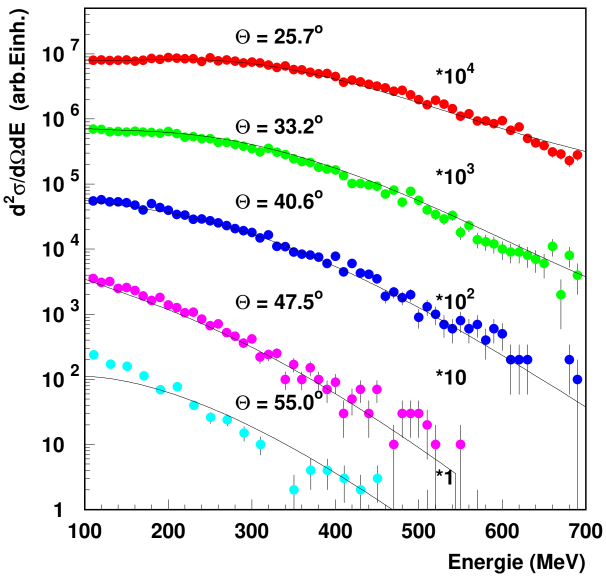

Abbildung 15: Die inklusiven Energiespektren für ^{6}Li bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV und zentralem Stoßparameter. Die Energieverteilungen der verschiedenen Winkel sind um einen Faktor 10 gegeneinander skaliert. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen mit der beschriebenen Drei-Quellen-Parametrisierung.

Dabei wurde angenommen, daß die Expansionsgeschwindigkeit mit dem Radius linear zunimmt und in jedem mitbewegten Phasenraumsegment die Teilchenenergien einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung genügen.

Um die Quellparameter zu bestimmen, wurden die Rechnungen an die experimentellen Meßdaten angepaßt. Bei instabilen Mutterkernen (^{5}Li, ^{8}Be) wurden die Spektren der stabilen Nachbarisotope (^{6}Li, ^{9}Be) benutzt. Der dabei entstehende Fehler wurde durch Variation der Parameter bestimmt, indem zur Berechnung der ^{5}Li-Temperatur statt der ^{6}Li Spektren ^{4}He-Spektren benutzt wurden. Dadurch veränderte sich die Temperatur von 4.6 auf 4.2 MeV, was einem Fehler von etwa 10 Prozent entspricht. Dies ist in den meisten Fällen klein gegenüber der Unsicherheit aus dem Coulombuntergrund.
In Abbildung 15 ist die inklusive Energieverteilung für ^{6}Li-Fragmente für fünf verschiedene Polarwinkel zwischen 25 und 55 Grad dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen die, mit den in Tabelle 5 aufgelisteten Parametern, berechnete Parametrisierung dar.

In der Simulation werden aus diesen Energie-Winkel-Verteilungsfunktionen zufällig Energie-

Quelle	T_i (MeV)	v_i/c	β_{exp}
1 (Target)	35.0	0.03	0.0
2 (Midrapidity)	20.9	0.24	0.10
3 (Projektil)	35.0	0.45	0.0

Tabelle 5: Parameter für die Drei-Quellen-Parametrisierung der ^{6}Li-Spektren bei 100 A·MeV und zentralen Stößen.

Winkel-Kombinationen ausgewählt und dem Mutternuklid zugeordnet. Dabei werden nur solche Winkel ausgewählt, die auch von einem Detektor abgedeckt werden. Dadurch werden Großwinkelkorrelationen zwischen den beiden Hodoskopen vollständig ignoriert. Da aber zur Temperaturbestimmung nur Kleinwinkelkorrelationen interessieren, ergibt sich daraus kein Fehler und die Rechenzeit der Simulation wird wesentlich reduziert. Ferner erhält der Kern eine diskrete Anregungsenergie. Das Teilchen wird in der Mitte des Targets plaziert und zerfällt dort isotrop in zwei Tochternuklide, die sich mit den Impulsen

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = \frac{\sqrt{(M^2-(m_1+m_2)^2)(M^2-(m_1-m_2)^2)}}{2M}$$

voneinander entfernen (Ableitung siehe Anhang D.1). Dabei ist M die Gesamtmasse des Mutternuklids (Ruhemasse + Anregungsenergie) und m_i sind die Ruhemassen der Ejektile. Durch eine Lorentztransformation werden die beiden Teilchen in das Laborsystem versetzt. Auf eine Verteilung der Teilchen in dem vom Strahl überstrichenen Targetvolumen wurde verzichtet, da frühere Untersuchungen [Pin89, Kun90] gezeigt haben, daß die hierdurch entstehende Unsicherheit in der Bestimmung des Relativimpulses deutlich kleiner als ein Prozent ist.

Beim Durchqueren des Targets und der vor den Hodoskopen aufgehängten Metallfolien erleiden die Teilchen einen Energieverlust und werden gestreut. Dem wird mit Hilfe parametrisierter Energieverlustkurven [Zie85] sowie der räumlichen Verschmierung der Impulsvektoren [Yun74] Rechnung getragen. Trifft ein Fragment einen Detektor, so wird über die Energieverlusttabellen die deponierte Energie im Si- und CsI-Kristall berechnet. Beide Energien werden mit der experimentell bestimmten Auflösung verschmiert. Nun werden mit der gleichen Methode wie bei den Meßdaten die Relativimpulse und

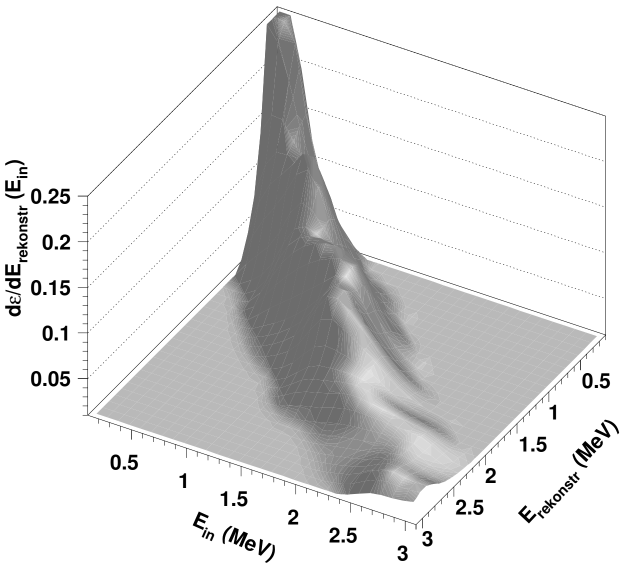

Abbildung 16: Die dreidimensionale Darstellung der Effizienzmatrix für den Zerfall des ^{6}Li in Deuteron und α-Teilchen bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV und zentrale Stöße. Gezeigt sind die Eingangsrelativenergie und die rekonstruierte Relativenergie.

-Energien der beiden Teilchen ausgerechnet. Dabei werden die experimentellen Schwellen mit einbezogen.

Das Ergebnis dieser Simulation ist die sogenannte Effizienzmatrix $\epsilon(E, E')$, die einen Zusammenhang zwischen der diskreten Relativenergie zweier Teilchen im Eingangskanal und dem Spektrum der Relativenergien im Ausgangskanal darstellt. Abbildung 16 zeigt die dreidimensionale Darstellung der so entstandenen Effizienzmatrix für den Zerfall des ^{6}Li, eine Strahlenergie von 100 A·MeV und zentrale Stöße. Da die qualitative Betrachtung dieser Matrix im dreidimensionalen Raum nur sehr schwer möglich ist, werden im folgenden nur eindimensionale Ergebnisse dargestellt. So zeigt Abbildung 17 die relative Effizienz, integriert über den gesamten Bereich der rekonstruierten Relativenergien $E_{rekonstr}$, der Hodoskope für Treffer und Doppeltreffer als Funktion der Relativenergie der beiden Tochterkerne des ^{6}Li und eine Strahlenergie von 100 A·MeV. Man sieht deutlich, daß für kleine Relativenergien die Nachweiswahrscheinlichkeit abnimmt, ebenso wie für sehr große Energien. Dies entspricht den am Anfang des Kapitels bereits diskutierten Erwartungen. Die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer (Pileup) wächst für kleine

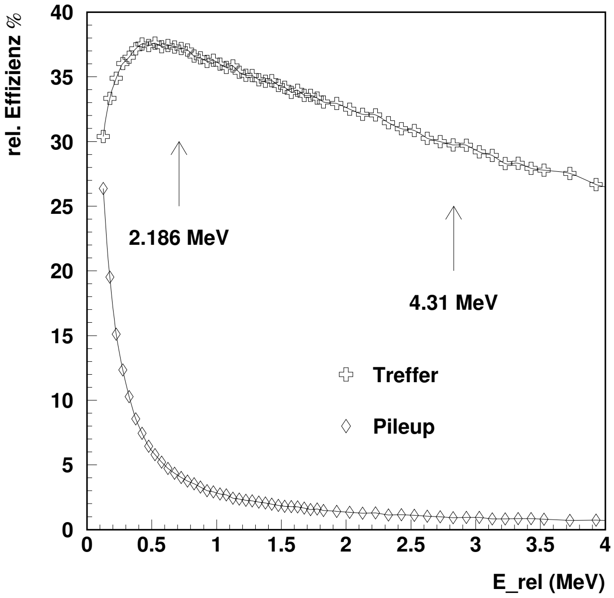

Abbildung 17: Die Effizienz der Hodoskope für den Zerfall ^{6}Li $\rightarrow$ d-α bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV und zentralem Stoßparameterintervall. Dargestellt ist die Treffer- und die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit (Pileup). Die Pfeile markieren die beiden teilcheninstabilen Zustände im ^{6}Li.

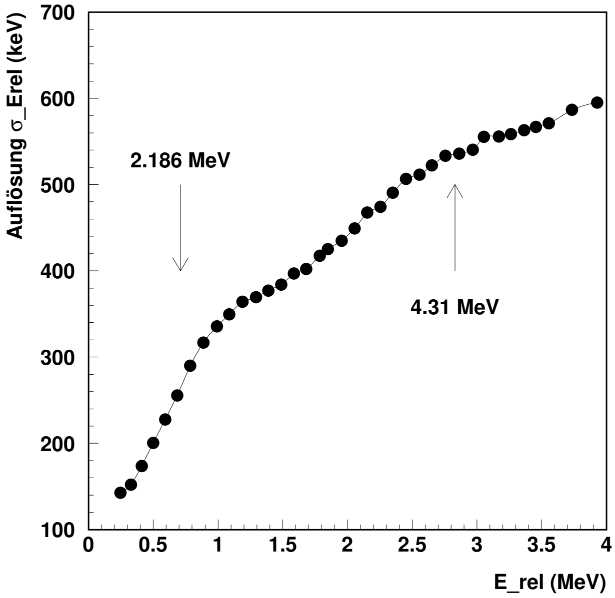

Abbildung 18: Die Relativenergieauflösung $\sigma(E_{rel})$ der Hodoskope für den Zerfall ^{6}Li $\rightarrow$ d-α bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV und zentralem Stoßparameterintervall. Die Pfeile markieren die beiden teilcheninstabilen Zustände im ^{6}Li.

Relativenergien stark an. Für große Öffnungswinkel zwischen den beiden Ejektilen geht die Anzahl der Pileup's gegen Null. Die absoluten Zahlen sind dabei beeinflußt von der Größe des Raumwinkels, den man mit den angeregten Mutternukliden abdeckt, spielen jedoch in der Temperaturbestimmung keine Rolle, da sich der Raumwinkel später durch Quotientenbildung herausdividiert. Trotzdem sollte der Unterschied in der Effizienz für die beiden betrachteten Zustände nicht zu groß sein, da sonst die statistischen Fehler wachsen. Die Relativenergieauflösung $\sigma(E_{rel})$ ist hauptsächlich durch die Geometrie gegeben und sollte in erster Näherung mit der Wurzel aus der Relativenergie skalieren. Da die Relativgeschwindigkeit v_{rel} proportional zum Öffnungswinkel θ ist, muß sich die Relativenergie proportional zum Winkelquadrat verhalten.

$$v_{rel} \propto \theta \quad \leftarrow \quad E_{rel} \propto \theta^2$$

Dann folgt für die Energieauflösung ∂E_{rel}:

$$\frac{\partial E_{rel}}{\partial \theta} \propto 2\theta$$
$$\partial E_{rel} \propto \sqrt{E_{rel}}$$

Figur 18 zeigt, wie sich die Relativenergieauflösung $\sigma(E_{rel})$ mit der Anregungsenergie des ^{6}Li-Kerns verschlechtert.

Bis zu diesem Punkt enthält die Simulation keinerlei Informationen über die Kernstruktur des zerfallenden Fragments. Die angeregten Zustände der Kerne werden mit Hilfe einer Breit-Wigner-Verteilung beschrieben. Bei Resonanzen, die knapp über einer Zerfallsschwelle liegen (z.B. ^{8}Be(g.s.) $\leftarrow \alpha + \alpha$(-0.09MeV)), wird der R-Matrix-Formalismus angewandt, um die Penetrabilitäten richtig zu beschreiben.

Das gesuchte koinzidente Spektrum Y_C erhält man, wenn man die mit einem Boltzmann-Faktor multiplizierte Breit-Wigner-Verteilung mit der Effizienzmatrix faltet.

$$Y_C(E^*) = N \int (\epsilon_C(E^*, E) e^{-E/T}) \sum_i \frac{(2J_i+1)\Gamma_i/2\pi}{(E-E_i)^2 + \Gamma_i^2/4} \frac{\Gamma_{C,i}}{\Gamma_i}) dE$$

Dabei ist N ein Normalisierungsfaktor, E und E^* die wirkliche und die gemessene Anregungsenergie, T die Temperatur, und $\Gamma_{C,i}/\Gamma_i$ beschreibt das Verzweigungsverhältnis des Zustandes i in den Kanal C. In Figur 14(Seite 28) sieht man, daß die so berechneten Spektren und insbesondere die Peakbreite, die ein Maß für die Energieauflösung darstellt, sehr gut mit den gemessenen Spektren übereinstimmen. Ferner kann man an diesem Bild bereits die Temperatur grob abschätzen. Um die Temperatur exakt zu bestimmen, wird eine Temperatureichkurve angefertigt. Dazu wird die in die Monte-Carlo-Rechnungen eingehende Temperatur gegen das Populationsverhältnis N_L/N_H der beiden Zustände aus Y_C aufgetragen.

$$\frac{N_L}{N_H} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} Y_C(E^*) dE^*}{\int_{E_3}^{E_4} Y_C(E^*) dE^*}$$

Figur 19 zeigt eine solche Kurve für ^{6}Li. Eingezeichnet sind die beiden Populationsverhältnisse, die man durch Anwendung der minimalen und maximalen Untergrundkorellationsfunktion $R_b(q)$ erhält, sowie deren Mittelwert und die daraus resultierenden Temperaturen. Die in den folgenden Kapiteln angegebenen Temperaturwerte stellen jeweils den

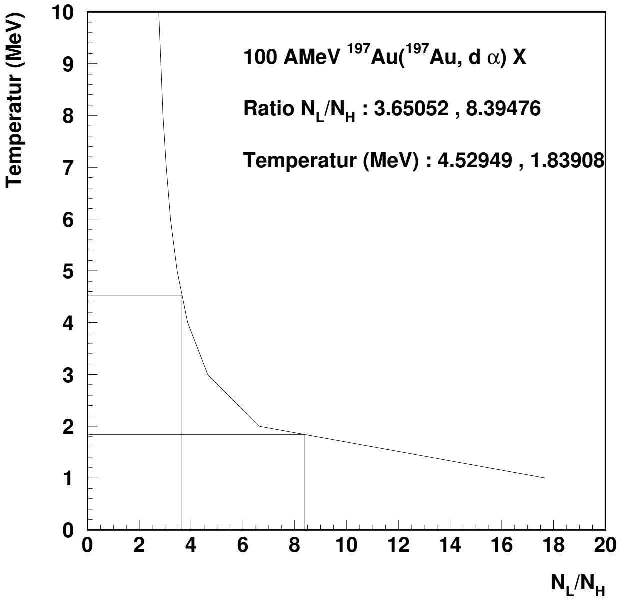

Abbildung 19: Die Temperatureichkurve für ^{6}Li bei einem zentralen Stoßparameter und 100 A·MeV Strahlenergie. Die Linien zeigen das minimale und maximale Populationsverhältnis sowie den daraus resultierenden Mittelwert und die dazugehörigen Temperaturen.

geometrischen Mittelwert aus dem minimalen und maximalen Populationsverhältnis dar. Dadurch wird gewährleistet, daß die Temperatur nicht davon abhängt, ob das Verhältnis N_L/N_H oder N_H/N_L gebildet wird. Ferner sind somit die systematischen Fehlerbalken der Temperatur symmetrisch zum Mittelwert. Die statistischen Fehler stellen die Schwankung des Populationsverhältnisses um seinen Mittelwert dar. Sie sind deshalb symmetrisch zum Mittelwert des Populationsverhältnisses aber aufgrund der exponentiellen Form der Eichkurve asymmetrisch in der Temperatur.

3.2 Temperaturen aus Isotopenverhältnissen

Bei der Bestimmung der Temperatur aus Isotopenverhältnissen [Alb85] wird die Fragmentverteilung unter der Annahme eines chemischen Reaktionsgleichgewichts zwischen freien Nukleonen und zusammengesetzten Fragmenten, welche bei einer bestimmten Temperatur T in einem bestimmten Volumen V eingeschlossen sind, bestimmt. Unter diesen Bedingungen kann man die großkanonische Gesamtheit zur Beschreibung heranziehen. Vereinfachend wird angenommen, daß sowohl die Nukleonen als auch die Fragmente in der Gasphase vorliegen. Wenn die Temperatur genügend hoch und die Dichte klein gegenüber der Grundzustandsdichte ist, kann das Gasgemisch als hinreichend ideal betrachtet werden. Nimmt man weiterhin an, daß das Gas nicht entartet ist, so läßt sich die Boltzmannstatistik verwenden. Die Anzahldichte $\rho(Z, N)$ einer Fragmentsorte mit Z Protonen und N Neutronen kann wie folgt geschrieben werden:

$$\rho(Z, N) = \frac{A^{3/2}}{\lambda^3}\omega(Z, N)e^{\mu(Z,N)/T} \tag{9}$$

Dabei ist $A = Z + N$ die Masse des Fragments und $\lambda = h/\sqrt{2\pi m_0 T}$ die sogenannte thermische Nukleonen-Wellenlänge mit der Masse m_0 eines Nukleons. $\mu(Z, N)$ ist das chemische Potential des Fragments. $\omega(Z, N)$ ist die Zustandssumme [14], die die Besetzung der inneren Freiheitsgrade des Fragments beschreibt.

$$\omega(Z, N) = \sum_j [2s_j + 1]e^{E_j(Z,N)/T} \tag{10}$$

Sie enthält die Spins s_j des Grundzustandes und sämtlicher angeregter Zustände sowie deren Energieniveaus E_j.

Weiterhin wird angenommen, daß sich dieses Gemisch aus idealen Gasen ebenfalls in einem chemischen Gleichgewicht befindet. Dann läßt sich das chemische Potential des Fragments $\mu(N, Z)$ durch die entsprechenden chemischen Potentiale der freien Protonen μ_p und freien Neutronen μ_n und die Bindungsenergie $B(N, Z)$ ausdrücken:

$$\mu(Z, N) = Z\mu_p + N\mu_n + B(Z, N) \tag{11}$$

Wird $\mu(Z, N)$ in der Formel (9) durch diesen Ausdruck ersetzt, sowie die proto- und neutrochemischen Potentiale (μ_p und μ_n) durch die Nukleonendichten ρ_p und ρ_n ausgedrückt,

$$\mu_p = \frac{T}{Z}\ln((\frac{\lambda^3}{2})^Z \rho_p^2) \tag{12}$$

$$\mu_n = \frac{T}{N}\ln((\frac{\lambda^3}{2})^N \rho_n^2) \tag{13}$$

so erhält man für die Dichte:

$$\rho(Z, N) = \frac{A^{3/2}}{\lambda^3}\left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^A \omega(Z, N)\rho_p^Z \rho_n^N e^{B(Z,N)/T} \tag{14}$$

[14]engl.: internal partition function

Im Boltzmannfaktor steht nun die Bindungsenergie des Fragments. Die Formel enthält aber außerdem noch die unbekannten Dichten der freien Nukleonen ρ_p und ρ_n.

Die relative Ausbeute zweier beliebiger Fragmentsorten sollte gleich dem Verhältnis der Anzahldichten dieser Fragmente sein:

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{\rho(Z_1, N_1)}{\rho(Z_2, N_2)} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1 - A_2} \frac{\omega(Z_1, N_1)}{\omega(Z_2, N_2)} \rho_p^{Z_1 - Z_2} \rho_n^{N_1 - N_2} e^{(B_1 - B_2)/T} \tag{15}$$

Um eine der beiden unbekannten Nukleonendichten ρ_p oder ρ_n zu eliminieren, verwendet man Fragmente mit entweder gleicher Protonen- oder gleicher Neutronenzahl. So ergibt z.B. das Verhältnis von zwei Fragmenten mit gleicher Protonenzahl (Isotope):

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1 - A_2} \frac{\omega(Z_1, N_1)}{\omega(Z_2, N_2)} \rho_n^{N_1 - N_2} e^{(B_1 - B_2)/T} \tag{16}$$

Weil zur Bildung der Fragmente jeweils die gleiche Protonenzahl erforderlich ist, hängt die relative Ausbeute nicht mehr von der Dichte ρ_p der freien Protonen im Gesamtsystem ab. Um auch noch ρ_n zu eliminieren, bildet man ein weiteres Isotopenverhältnis mit der gleichen Differenz der Neutronenzahlen $N_1 - N_2$. Man erhält wieder einen Ausdruck wie Formel (16) mit dem gleichen ρ_n. Durch Bildung des Doppelverhältnisses aus vier Fragmentausbeuten kürzt sich ρ_n ebenfalls heraus, und man erhält:

$$\frac{Y_1/Y_2}{Y_3/Y_4} = const. \frac{\omega(Z_1, N_1)/\omega(Z_2, N_2)}{\omega(Z_3, N_3)/\omega(Z_4, N_4)} e^{[(B_1 - B_2) - (B_3 - B_4)]/T} \tag{17}$$

Die andere Möglichkeit zur Eliminierung der unbekannten Dichten ρ_p und ρ_n besteht in der Bildung zunächst eines Verhältnisses von zwei Fragmenten mit gleicher Neutronenzahl (Isotone):

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1 - A_2} \frac{\omega(Z_1, N_1)}{\omega(Z_2, N_2)} \rho_p^{Z_1 - Z_2} e^{(B_1 - B_2)/T} \tag{18}$$

Hier kürzt sich wegen der gleichen Neutronenzahl der beide Fragmente zunächst die Dichte ρ_n heraus. Zur Eliminierung von ρ_p bildet man ein weiteres Isotonenverhältnis mit der gleichen Differenz der Protonenzahlen Z_1-Z_2, und durch Bildung des Doppelverhältnisses kommt man wieder auf die Formel (17).

Die Gleichung (17) liefert einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem experimentell bestimmbaren Doppelverhältnis und der Temperatur. Sie kann jedoch nicht analytisch nach T aufgelöst werden, da die Zustandssumme $\omega(Z_i, N_i)$, welche die inneren Freiheitsgrade der Fragmente berücksichtigen, im allgemeinen sehr viele Summanden mit jeweils verschiedenen Boltzmannfaktoren (siehe Gleichung (10)) enthalten. Eine numerische Bestimmung von T aus dem Doppelverhältnis ist aber möglich.

Aus zwei Gründen muß an dieser Formel eine Korrektur vorgenommen werden: Erstens sind die meisten angeregten Zustände teilcheninstabil. Sie werden zwar gemäß der Boltzmannstatistik besetzt, liefern aber durch den Zerfall keinen Beitrag zur Ausbeute des jeweiligen Fragments (drain). Zweitens wird die Ausbeute einer Fragmentsorte durch sekundäre Zerfälle anfangs schwerer Fragmente vergrößert (feed). Damit sind Zerfälle gemeint, deren Halbwertszeit deutlich größer als die Fragmentbildungszeit ist. Beide Effekte sind überlagert und kompensieren sich teilweise. Um sie voneinander zu trennen, ist man auf Modellvorhersagen angewiesen. Eine einfache und pragmatische Möglichkeit, das Problem zu umgehen, besteht darin, alle angeregten Zustände zu vernachlässigen und anzunehmen, daß nur Grundzustände besetzt werden. Dies ist nur dann eine gute Näherung, wenn die Energiedifferenz vom Grundzustand zum ersten angeregten Zustand für alle verwendeten Nuklide groß im Vergleich zur Temperatur ist, da die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes exponentiell mit der zur Anregung des Niveaus aufzuwendenden Energie abnimmt. In diesem Modellansatz wird also die gesamte Summe $\omega(Z_i, N_i)$ auf den ersten Summanden reduziert, d.h. $\omega = 2s_0 + 1$, wobei s_0 der Grundzustandsspin des jeweiligen Fragments ist. Die mit Hilfe dieser Näherung aus Isotopenverhältnissen berechneten Temperaturen werden im folgenden mit dem Index 0 versehen (z.B. $T_{xy,0}$).

Bei der Auswahl der zur Temperaturbestimmung geeigneten Isotope müssen mehrere Kriterien erfüllt sein:

- Das aus den vier Isotopenausbeuten gebildete Doppelverhältnis muß genügend sensitiv auf die Temperatur sein. Dazu muß die Differenz der Bindungsenergien der Fragmente groß sein.

- Obwohl sich die Dichten der freien Nukleonen z.B. durch die Forderung $\Delta Z = 0$ bzw. $\Delta N = const.$ in den einzelnen Isotopenverhältnissen herauskürzen, sollte man unmittelbar benachbarte Isotope ($\Delta N = 1$) verwenden, um den Einfluß des N/Z-Verhältnisses des zerfallenden Prefragments auf die relativen Ausbeuten klein zu halten. Das entsprechende gilt für Isotonenverhältnisse ($\Delta N = 0$), wenn $\Delta Z = 1$ gewählt wird.

- Die Zahl der den Isotopen zugänglichen angeregten Zustände, welche durch γ-Emission zerfallen, sollte klein bzw. deren Energiedifferenz zum Grundzustand groß sein.
- Die verwendeten Isotope müssen mit möglichst hohem Wirkungsquerschnitt gebildet werden, damit man Temperaturen auch in verschiedenen Ereignisklassen bestimmen kann.

Berücksichtigt man alle oben genannten Kriterien, so bieten sich die in großer Zahl auftretenden, und auf die Temperatur sehr sensitiven H-Isotope für eine Messung an. So liefert z.B. das aus den Wasserstoffisotopen ^{2}H und ^{3}H und den Heliumisotopen ^{3}He und ^{4}He gebildete Doppelverhältnis nach Einsetzen der Massen, Grundzustandsspins und Bindungsenergien in Gleichung (17) folgende Größe:

$$T_{HHe,0} := \frac{14.32 MeV}{\ln(1.59 \cdot \frac{Y_{4He}/Y_{3H}}{Y_{3He}/Y_{2H}})} \tag{19}$$

Ferner wird in dieser Arbeit die Temperatur $T_{HeLi,0}$ extrahiert, die sich aus den Isotopenpaaren ^{3}He, ^{4}He und ^{6}Li, ^{7}Li folgendermaßen ergibt:

$$T_{HeLi,0} := \frac{13.33 MeV}{\ln(2.18 \cdot \frac{Y_{6Li}/Y_{7Li}}{Y_{3He}/Y_{4He}})} \tag{20}$$

4 Ergebnisse der Temperaturbestimmung

4.1 Die Zustandsthermometer

Die im Kapitel 3.1 beschriebene Methode wurde angewandt, um Temperaturen in zentralen, halbzentralen und peripheren ^{197}Au auf ^{197}Au Reaktionen bei 50, 100, 150 und 200 A·MeV zu extrahieren. Als *Thermometer* wurden die Isotope ^{5}Li, ^{8}Be, ^{4}He und ^{6}Li verwendet. Ferner wurde untersucht, inwieweit die Temperatur von der Energie der Fragmente abhängt. Die Korrelationsfunktionen und die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation sind detailliert im Anhang B und F dargestellt. Alle spektroskopischen Daten sind [Ajz84] entnommen.

4.1.1 Das ^{5}Li-Thermometer

Zur Temperaturbestimmung mit dem ^{5}Li-Kern wird das Populationsverhältnis aus dem teilcheninstabilen Grundzustand und dem zweiten angeregten Zustand bei 16.66 MeV gebildet (siehe Termschema im Anhang 40 Seite 70).

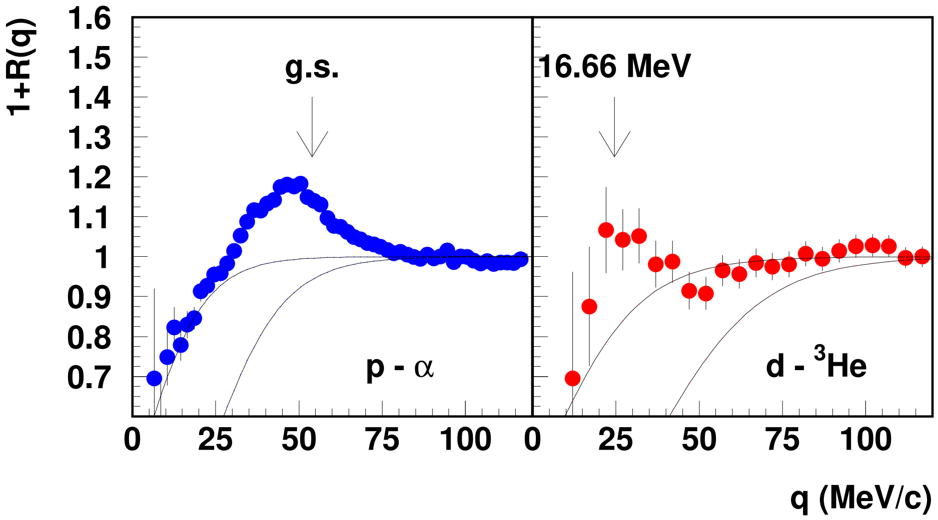

Abbildung 20: Die ^{5}Li-Korrelationsfunktion für 100 A·MeV Strahlenergie und den zentralen Stoßparameterbereich. Die durchgezogenen Linien stellen die minimale und maximale Annahme für den Untergrund dar.

Der Grundzustand ($J^\pi = 3/2^-$,$\Gamma = 1.5\ MeV$) zerfällt mit einem Q-Wert von 1.8 MeV ausschließlich in ein Proton und ein α-Teilchen. Der 16.66 MeV-Zustand ($J^\pi = 3/2^+$,$\Gamma = 0.3\ MeV$) zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis Γ_d/Γ_{tot} von 86% in d-^{3}He. Der Q-Wert dieses Zerfalls beträgt 273 keV. Die beiden Zerfälle sind als Resonanzen in der p-α- und d-^{3}He- Korrelationsfunktion (Abbildung 20 bei einem Relativimpulse von $q_{rel} = 54\ MeV/c$ und $q_{rel} = 24\ MeV/c$ wiederzufinden. Um die Abhängigkeit vom Stoßparameter untersuchen zu können, wurden die Korrelationsfunktionen unter den drei verschiedenen, in Kapitel 2.2 besprochenen, Multiplizitätsbedingungen berechnet.

Zur Berechnung der Hodoskop-Effizienz für die beiden Zerfälle, wurden anstatt der Energiespektren des instabilen ^{5}Li-Mutterkerns die des stabilen ^{6}Li-Isotops unter den entsprechenden Multiplizitätsbedingungen benutzt (vgl. Abbildung 15, Seite 30). Der dadurch entstehende Fehler wurde abgeschätzt und beträgt etwa ein Prozent (vgl. Kapitel 3.1.2). Die Population der Zustände wurde bestimmt, indem das experimentell gemessene

Energie [A·MeV]	Stoßparameter	N_L/N_H	T [MeV]
50	$0 \leq \hat{b} < 1$	$22.37^{+30.22}_{-12.85}(\pm 3.37)$	$4.3 \pm 0.8^{(+0.3)}_{(-0.2)}$
100	$\hat{b} \leq 0.3$	$30.75^{+81.28}_{-22.31}(\pm 0.67)$	$4.6 \pm 1.4^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$36.75^{+104.96}_{-27.22}(\pm 0.54)$	$4.4 \pm 1.4^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$23.89^{+35.16}_{-14.22}(\pm 0.49)$	$4.7 \pm 1.0^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
150	$\hat{b} \leq 0.3$	$33.39^{+63.96}_{-21.94}(\pm 0.73)$	$4.8 \pm 1.2^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$39.04^{+76.64}_{-25.87}(\pm 0.62)$	$4.5 \pm 1.1^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$26.03^{+33.82}_{-14.71}(\pm 0.75)$	$4.7 \pm 0.9^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
200	$\hat{b} \leq 0.3$	$35.51^{+75.40}_{-24.14}(\pm 2.13)$	$4.9 \pm 1.3^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$28.24^{+43.50}_{-17.12}(\pm 1.20)$	$5.1 \pm 1.2^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$19.81^{+19.21}_{-9.75}(\pm 1.60)$	$4.9 \pm 0.9^{(+0.1)}_{(-0.1)}$

Tabelle 6: Meßergebnisse für das ^{5}Li-Thermometer. Das Populationsverhältnis N_L/N_H und die daraus extrahierte Temperatur T wurden für 4 verschiedene Strahlenergien und drei Stoßparameterintervalle analysiert. Bei 50 A·MeV konnte aufgrund geringer Statistik keine Einteilung in verschiedene Stoßparameterbereiche vorgenommen werden.

und das simulierte p-α- (d-^{3}He-) Spektrum im Bereich von 27 $MeV/c < q_{rel} < 77$ MeV/c (0 $MeV/c < q_{rel} < 51$ MeV/c) integriert wurde. In Tabelle 6 sind die so gewonnen Verhältnisse und die daraus extrahierten Temperaturen aufgelistet. Die systematischen Fehler wurden aus den extremen Untergrundannahmen der beiden Kanäle gewonnen, wobei der minimale Untergrund des einen mit dem maximalen Untergrund des anderen Zerfallskanals kombiniert wurde. Als Populationsverhältnis wurde das geometrische Mittel dieser beiden Meßwerte angegeben. In Klammern ist der statistische Fehler dargestellt. Für 50 A·MeV Strahlenergie konnte aufgrund geringer Statistik der Stoßparameterbereich nicht unterteilt werden. Man erkennt, daß die Temperatur für alle Stoßparameter und alle Energien zwischen 4.3 und 5.1 MeV liegt. Dabei beträgt der Fehler etwa 1 MeV. Für die zentralen Reaktionen zwischen 100 und 200 A·MeV ist eine leichte Abhängigkeit von der Strahlenergie zu erkennen.

Neben der Untersuchung der Energie- und Stoßparameterabhängigkeit, wurden bei diesem Thermometer und einer Strahlenergie von 100 A·MeV auch Schnitte in der Summenenergie der beiden Ejektile und somit in der kinetischen Energie des ^{5}Li-Kerns appliziert. Dabei war die Wahl der Energiebereiche durch das Drei-Quellen-Modell motiviert.Es wurde angenommen, daß energiearme Teilchen vorwiegend aus der fast ruhenden Targetquelle stammen, während energiereiche Fragmente aus der mit nahezu Strahlgeschwindigkeit fliegenden Projektilquelle emittiert wurden. In der Simulation wurde ebenfalls die Energie des Mutternuklids nur aus dem entsprechenden Summenenergiebereich gewählt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 7 dargestellt. Die Temperaturen liegen im

Summenenergie [MeV]	N_L/N_H	T [MeV]
$5 \leq E < 150$	$15.90^{+36.23}_{-11.05}(\pm 1.40)$	$4.5 \pm 1.2^{(+0.2)}_{(-0.2)}$
$150 \leq E < 250$	$37.61^{+90.91}_{-26.60}(\pm 3.37)$	$4.2 \pm 1.2^{(+0.2)}_{(-0.2)}$
$250 \leq E < 350$	$31.17^{+61.38}_{-20.67}(\pm 3.61)$	$4.8 \pm 1.2^{(+0.2)}_{(-0.2)}$
$350 \leq E < 1000$	$166.94^{+379.05}_{-115.90}(\pm 42.25)$	$4.4 \pm 1.2^{(+0.5)}_{(-0.5)}$

Tabelle 7: Meßergebnisse für das ^{5}Li-Thermometer in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des ^{5}Li-Kerns bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV.

Mittel bei etwa 4.5 MeV mit einem Fehler von etwa 1 MeV. Es ist allerdings keine signifikante Abhängigkeit der Temperatur von der Fragmentenergie zu erkennen. Auffällig ist, daß sich zwischen dem ersten und dem letzten Energiebereich das Populationsverhältnis um einen Faktor 10 ändert, während die Temperatur konstant bleibt. Dies ist dadurch zu erklären, daß in dem letzten Intervall, die zur Resonanz beitragenden Deuteronen bereits so hohe kinetische Energien erreichen können, daß sie durch den gesamten Detektor fliegen. Die Temperatur kann trotz dieses Verhaltens bestimmt werden, da die Simulation die exakte Länge der Teleskope enthält und somit auch hier bei genügend hoher kinetischer Energie der Teilchen nichtidentifizierte Durchflieger erzeugt werden.

4.1.2 Das ^{8}Be-Thermometer

Die Temperaturanalyse beim ^{8}Be-Kern entspricht in weiten Bereichen der beim ^{5}Li. Die Populationsverhältnisse wurden aus dem ersten angeregten Zustand bei 3.04 MeV ($J^{\pi} = 2^{+}$,$\Gamma = 1.5\ MeV$) und dem fünften und sechsten angeregten Zustand bei 17.64 MeV ($J^{\pi} = 1^{+}$,$\Gamma = 10.7\ keV$) und 18.15 MeV ($J^{\pi} = 1^{+}$,$\Gamma = 138\ keV$) gebildet. Der teilcheninstabile Grundzustand konnte nicht verwendet werden, da er mit einem Relativimpuls von nur 18 MeV/c zu nah an der Nachweisschwelle der Hodoskope für α-α-Koinzidenzen von 12 MeV/c liegt. Der 3.04 MeV-Zustand ist sehr deutlich in der α-α-Koinzidenzrate bei 108 MeV/c zu erkennen (vergl. Figur 21 und Korrelationsfunktionen im Anhang E).

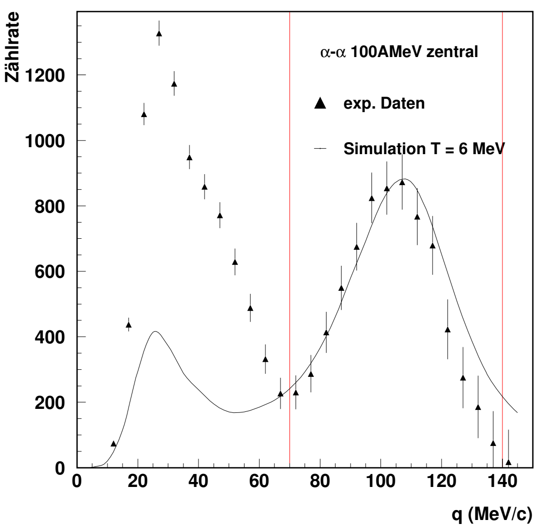

Abbildung 21: Koinzidenzrate für α-α Korrelationen nach Abzug eines mittleren Untergrundes für 100 A·MeV Strahlenergie und zentrale Stöße. Deutlich zu erkennen ist ein Peak, der vom Zerfall des ^{8}Be-Grundzustandes stammt. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung mit einer Temperatur von 6 MeV.

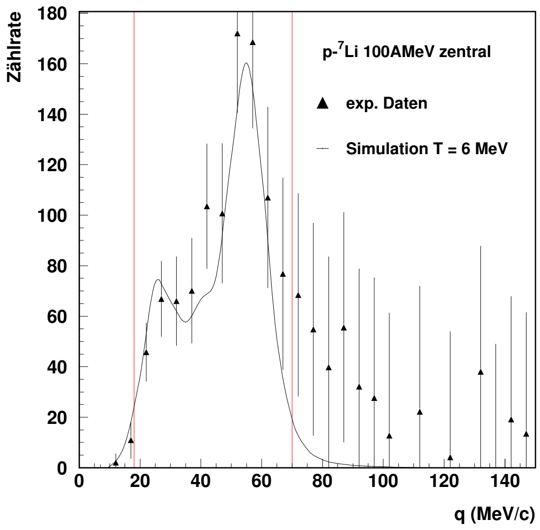

Abbildung 22: Koinzidenzrate für p-^{7}Li Korrelationen nach Abzug eines mittleren Untergrundes für 100 A·MeV Strahlenergie und zentrale Stöße. Deutlich zu erkennen sind zwei Peaks. Sie stammen von den beiden angeregten Zuständen des ^{8}Be bei 17.64 und 18.15 MeV. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis einer Simulationsrechnung mit einer Temperatur von 6 MeV dar.

Der Grundzustand kann durch die Simulation nicht beschrieben werden, da dieser durch sequentielle Zerfälle bevölkert wird. Im Gegensatz zum ^{5}Li-Kern, der nur vom Zerfall des ^{9}B bevölkert wird, tragen die Zerfälle sämtlicher α-Clusterkerne und viele Zerfälle des ^{9}Be zur Bevölkerung des ^{8}Be-Kerns bei. Die p-^{7}Li-Koinzidenzrate (Abbildung 22) wird von der Simulation sehr gut beschrieben. Zur Bestimmung der in Tabelle 8 aufgelisteten Populationsverhältnisse, wurde das α-α-Koinzidenzspektrum von 70 MeV/c bis 140 MeV/c und das p-^{7}Li-Spektrum von 18 MeV/c bis 70 MeV/c integriert. Für die Simulation der Resonanzspektren wurde die Energie-Winkel-Verteilung des ^{9}Be-Isotops anstelle des ^{8}Be-Kerns verwendet. Die damit extrahierten Temperaturen liegen alle zwischen 5.5 und 7 MeV. Sie zeigen eine leichte Abhängigkeit von der Einschußenergie die allerdings innerhalb der Fehler liegt. Eine Abhängigkeit von der Zentralität des Ereignisses ist nicht zu erkennen.

Energie [A·MeV]	Stoßparameter	N_L/N_H	T [MeV]
50	$0 \leq \hat{b} < 1$	$8.57^{+10.22}_{-4.66}(\pm 0.89)$	$6.0 \pm 1.6^{(+0.2)}_{(-0.2)}$
100	$\hat{b} \leq 0.3$	$6.94^{+7.93}_{-3.70}(\pm 0.12)$	$5.6 \pm 1.3^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$6.99^{+7.66}_{-3.66}(\pm 0.09)$	$5.5 \pm 1.3^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$7.37^{+6.86}_{-3.55}(\pm 0.13)$	$5.6 \pm 1.2^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
150	$\hat{b} \leq 0.3$	$4.18^{+4.04}_{-2.05}(\pm 0.07)$	$6.3 \pm 1.5^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$4.33^{+3.86}_{-2.04}(\pm 0.05)$	$6.5 \pm 1.6^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$4.67^{+3.22}_{-1.90}(\pm 0.12)$	$6.5 \pm 1.3^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
200	$\hat{b} \leq 0.3$	$3.45^{+2.66}_{-1.50}(\pm 0.16)$	$6.7 \pm 1.5^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$4.19^{+3.93}_{-2.03}(\pm 0.16)$	$6.6 \pm 1.7^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$4.13^{+2.45}_{-1.54}(\pm 0.32)$	$7.0 \pm 1.3^{(+0.2)}_{(-0.2)}$

Tabelle 8: Meßergebnisse für das ^{8}Be-Thermometer. Das Populationsverhältnis N_L/N_H und die daraus extrahierte Temperatur T wurden für 4 verschiedene Strahlenergien und drei Stoßparameterintervalle analysiert. Bei 50 A·MeV konnte aufgrund geringer Statistik keine Einteilung in verschiedene Stoßparameterbereiche vorgenommen werden.

4.1.3 Das ^{4}He-Thermometer

Der ^{4}He-Kern besitzt neben dem stabilen Grundzustand drei teilcheninstabile Zustände bei 20.21, 21.01 und 21.84 MeV, die alle in ein Proton und ein Triton zerfallen. Eine Temperaturbestimmung aus den Verhältnissen zwischen zwei dieser drei Zustände ist aufgrund der Breite und des geringen Energieabstandes der Resonanzen mit großem Fehler behaftet. Aus diesem Grund wurde die Temperatur aus allen drei Zuständen zusammen und dem Grundzustand bestimmt. Die Population des Grundzustandes wurde aus der integralen α-Teilchen-Zählrate in den Hodoskopen bestimmt. Die Bevölkerung der angeregten Zustände ergab sich, wie bereits bei ^{5}Li und ^{8}Be, durch Integration des Resonanzspektrums im Bereich von $10 < q_{rel} < 70\ MeV/c$. Figur 23 zeigt das p-t-Resonanzspektrum. Zu erkennen ist ein breiter Peak, der durch die Überlagerung der drei Zustände zwischen 20 und 22 MeV zustandekommt. (vgl Termschema im Anhang B. In der Simulation wurde der ^{4}He-Grundzustand auf eins normiert, so daß sich das Populationsverhältnis aus

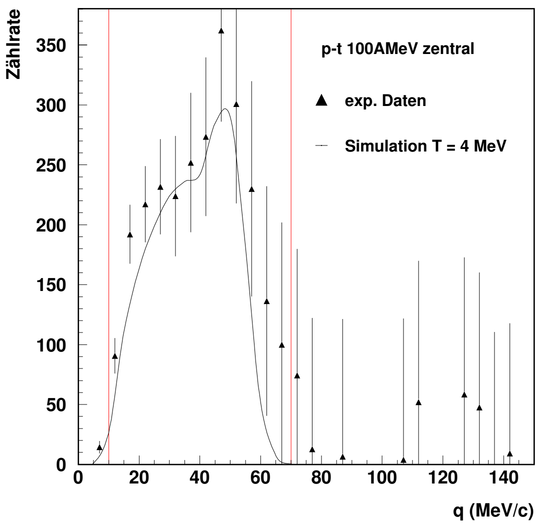

Abbildung 23: Koinzidenzrate für p-t Korrelationen nach Abzug eines mittleren Untergrundes für 100 A·MeV Strahlenergie und zentrale Stöße. Deutlich zu erkennen ist ein sehr breiter Peak, der durch die Überlagerung von drei angeregten Zuständen des ^{4}He zwischen 20 und 22 MeV zustandekommt. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung mit einer Temperatur von 4 MeV.

dem Kehrwert des Integrals über den ersten angeregten Zustand ergibt. Die Temperatur schwankt um 5 MeV (vgl. Tabelle 9). Eine Systematik ist allerdings nicht zu erkennen.

4.1.4 Das ^{6}Li-Thermometer

Das ^{6}Li-Thermometer gilt als das kritischste aller Thermometer. Das liegt daran, daß zur Temperaturbestimmung der erste angeregte Zustand bei 2.186 MeV ($J^\pi = 3^+$,$\Gamma = 24\ keV$) und der dritte und fünfte angeregte Zustand bei 4.31 MeV ($J^\pi = 2^+$,$\Gamma = 1.7\ MeV$) und 5.65 MeV ($J^\pi = 1^+$,$\Gamma = 1.5\ MeV$) benutzt werden. Damit ist der Energieabstand im Vergleich zu den anderen Thermometern sehr klein. Das hat methodisch zur Folge, daß kleine Unsicherheiten im Populationsverhältnis zu großen Schwankungen in der Temperatur führen. Physikalisch bedeutet ein kleiner Energieabstand, daß Feeding eine große Rolle spielt. Ein weiteres Problem liegt in der Tatsache, daß die verwendeten höher angeregten Zustände in einem Relativimpulsbereich liegen, in dem der Phasenraum bereits sehr stark bevölkert ist. Kleine Änderungen in der Coulombuntergrundfunktion

Energie [A·MeV]	Stoßparameter	N_L/N_H	T [MeV]
50	$0 \leq \hat{b} < 1$	$376.35^{+177.49}_{-120.61}(\pm 17.46)$	$5.4 \pm 0.5^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
100	$\hat{b} \leq 0.3$	$423.41^{+360.90}_{-194.83}(\pm 3.94)$	$4.8 \pm 0.7^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$409.98^{+301.54}_{-173.75}(\pm 2.58)$	$4.8 \pm 0.6^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$410.26^{+204.18}_{-136.33}(\pm 3.21)$	$5.1 \pm 0.4^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
150	$\hat{b} \leq 0.3$	$252.16^{+167.28}_{-100.57}(\pm 2.06)$	$5.5 \pm 0.7^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$293.38^{+199.68}_{-118.81}(\pm 1.80)$	$5.4 \pm 0.6^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$276.89^{+127.66}_{-87.38}(\pm 2.90)$	$5.5 \pm 0.6^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
200	$\hat{b} \leq 0.3$	$514.10^{+309.46}_{-193.18}(\pm 29.23)$	$4.8 \pm 0.5^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$547.16^{+329.93}_{-205.82}(\pm 23.87)$	$4.8 \pm 0.5^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$425.98^{+136.72}_{-103.50}(\pm 32.71)$	$5.2 \pm 0.4^{(+0.1)}_{(-0.1)}$

Tabelle 9: Meßergebnisse für das ^{4}He-Thermometer. Das Populationsverhältnis N_L/N_H und die daraus extrahierte Temperatur T wurden für 4 verschiedene Strahlenergien und drei Stoßparameterintervalle analysiert. Bei 50 A·MeV konnte aufgrund geringer Statistik keine Einteilung in verschiedene Stoßparameterbereiche vorgenommen werden.

haben somit große Änderungen in den extrahierten Zustandsausbeuten zur Folge. Wie sich jedoch gezeigt hat, liefert die Anpassung des Untergrundes an die nichtresonanten Korrelationsfunktionen sehr gute Ergebnisse (vgl. Abbildung 14, Seite 28). Die Resonanzen sind in der Korrelationsfunktion bei q_{rel} =42 MeV/c und 80 MeV/c zu erkennen (vgl. Abbildung 12, Seite 25). Zur Bestimmung der Populationsverhältnisse wurden die Resonanzspektren im Bereich von 25 MeV/c bis 70 MeV/c und 70 MeV/c bis 110 MeV/c integriert. Die extrahierten Temperaturen sind in Tabelle 10 zusammengestellt. Sie liegen zwischen 2.8 und 4.4 MeV ohne erkennbare Systematik und mit sehr großen systematischen Fehlerbalken. Der geringe Niveauabstand von nur etwa 2 MeV führt dazu, daß dieses Thermometer für Temperaturen, die größer als 2-3 MeV sind, nicht mehr sensitiv ist. Damit kann man erklären, daß die extrahierten ^{6}Li-Temperaturen deutlich niedriger als alle anderen Temperaturen liegen.

Energie [A·MeV]	Stoßparameter	N_L/N_H	T [MeV]
50	$0 \leq \hat{b} < 1$	$5.22^{+1.57}_{-1.21}(\pm 0.31)$	$3.2 \pm 1.1^{(+0.4)}_{(-0.3)}$
100	$\hat{b} \leq 0.3$	$6.41^{+4.26}_{-2.56}(\pm 0.07)$	$2.8 \pm 1.2^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$5.85^{+2.97}_{-1.97}(\pm 0.04)$	$2.9 \pm 1.1^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$5.97^{+1.97}_{-1.48}(\pm 0.06)$	$2.7 \pm 0.8^{(+0.0)}_{(-0.0)}$
150	$\hat{b} \leq 0.3$	$4.65^{+1.92}_{-1.36}(\pm 0.07)$	$3.7 \pm 1.7^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$4.86^{+1.85}_{-1.34}(\pm 0.05)$	$3.3 \pm 1.3^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$4.67^{+0.89}_{-0.75}(\pm 0.08)$	$3.3 \pm 0.7^{(+0.1)}_{(-0.1)}$
200	$\hat{b} \leq 0.3$	$5.14^{+3.11}_{-1.94}(\pm 0.19)$	$3.7 \pm 1.9^{(+0.3)}_{(-0.3)}$
	$0.3 < \hat{b} \leq 0.6$	$4.06^{+1.31}_{-0.99}(\pm 0.10)$	$4.4 \pm 1.9^{(+0.3)}_{(-0.3)}$
	$0.6 < \hat{b}$	$5.11^{+1.37}_{-1.08}(\pm 0.24)$	$3.1 \pm 0.9^{(+0.3)}_{(-0.2)}$

Tabelle 10: Meßergebnisse für das ^{6}Li-Thermometer. Das Populationsverhältnis N_L/N_H und die daraus extrahierte Temperatur T wurden für 4 verschiedene Strahlenergien und drei Stoßparameterintervalle analysiert. Bei 50 A·MeV konnte aufgrund geringer Statistik keine Einteilung in verschiedene Stoßparameterbereiche vorgenommen werden.

4.2 Die Isotopenthermometer

Mit Hilfe der unter einem Laborwinkel von 40^o stehenden Teilchenteleskope konnten isotopenaufgelöste Produktionswirkungsquerschnitte bis hin zum Kohlenstoff gemessen werden. Um die gemessenen Zählraten auf die Akzeptanz der Detektoren zu korrigieren, wurden für die Isotope ^{1}H,^{2}H,^{3}He,^{4}He, ^{6}Li und ^{7}Li die Energiespektren mit Hilfe der bereits in Kapitel 3.1.2 erwähnten Drei-Quellen-Parametrisierung beschrieben und daraus die Quellstärke der Midrapidity-Quelle ermittelt. Der systematische Fehler setzt sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des Untergrundes und dem χ^2-Test der Parametrisierung zusammen.

Mit Hilfe der Formeln 19 und 20 wurden die Temperaturen $T_{HHe,0}$ und $T_{HeLi,0}$ aus den Quellstärken ermittelt. Alle Meßergebnisse sind in Tabelle 11 zusammengefaßt.

	50	100	150	200
Y_{2H}	158 ± 13	53121 ± 1617	59300 ± 1809	8671 ± 297
Y_{3H}	139 ± 12	44330 ± 1350	45307 ± 1384	6124 ± 213
Y_{3He}	17 ± 5	11255 ± 111	14060 ± 440	2416 ± 93
Y_{4He}	375 ± 19	69151 ± 272	56256 ± 1705	7162 ± 234
Y_{6Li}	11 ± 3	3396 ± 58	2962 ± 54	370 ± 19
Y_{7Li}	26 ± 5	7473 ± 86	5481 ± 74	623 ± 24
$T(HHe)$	3.9 ± 0.4	5.8 ± 0.1	6.8 ± 0.2	7.5 ± 0.3
$T(HeLi)$	4.4 ± 0.7	7.4 ± 0.1	8.6 ± 0.3	9.9 ± 0.6

Tabelle 11: Die auf die Akzeptanz des Detektors korrigierten Produktionswirkungsquerschnitte für die verschiedenen zur Temperaturbestimmung benutzten Fragmente und die daraus extrahierten Temperaturen. Alle Analysen wurden für den zentralen Stoßparameterbereich gemacht.

4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Temperaturen aus den angeregten Zuständen liegen je nach Isotop zwischen 2.5 MeV (^{6}Li) und 6 MeV (^{8}Be). Bei allen Thermometerkernen zeigt die extrahierte Temperatur weder eine Abhängigkeit von der Strahlenergie noch vom Stoßparameter. Um auszuschließen, daß die gemessene Temperatur durch Beiträge des Projektil- oder Targetspektators beeinflußt wird, wurde die Abhängigkeit der ^{5}Li-Temperatur von der kinetischen Energie des ^{5}Li-Kerns untersucht. Auch hier zeigte sich keine Änderung der Temperatur. Dies ist

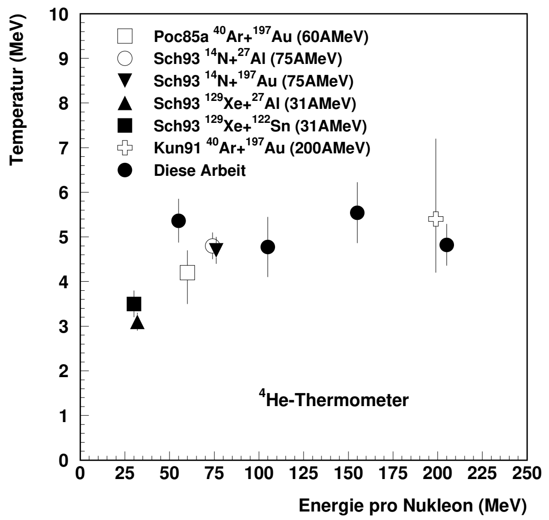

Abbildung 24: Die aus dem Grundzustand und den drei angeregten Zuständen des ^{4}He bei 20.21, 21.01 und 21.84 MeV extrahierten Temperaturen für verschiedene Strahlenergien. Die Fehlerbalken stellen die systematischen Unsicherheiten durch die Untergrundannahmen dar. Die Meßwerte dieser Arbeit bei 100, 150 und 200 A·MeV sind für zentrale Stöße ermittelt worden. Die restlichen Temperaturen ohne Stoßparameterselektion.

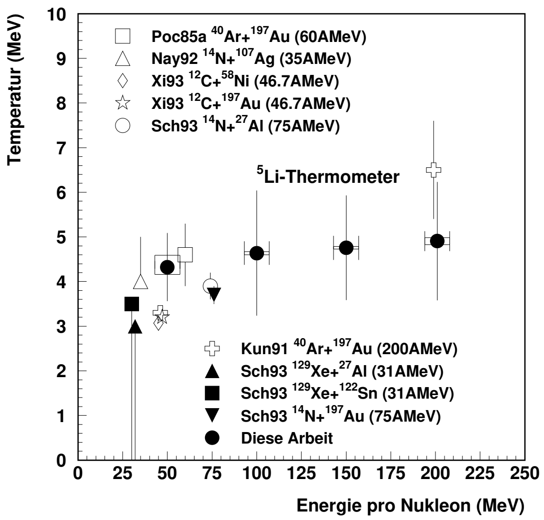

Abbildung 25: Die für ^{5}Li aus dem Grundzustand und dem zweiten angeregten Zustand bei 16.66 MeV extrahierten Temperaturen für verschiedene Strahlenergien. Die Fehlerbalken stellen die systematischen Unsicherheiten durch die Untergrundannahmen dar; Die Haken die Statistischen.

allerdings auch leicht einzusehen, da die Hodoskope, die zur Messung der Isotope dienten, unter 90^o im Schwerpunktsystem der Reaktion standen (vgl. Abbildung 6 oder Anhang A) und somit hauptsächlich von Ejektilen der heißen mittleren Quelle getroffen werden. Die Daten sind größtenteils konsistent mit anderen Messungen [Poc85, Poc85a, Sch93, Kun91, Nay92, Xi93]. In den Abbildungen 24 bis 27 sind alle diese Ergebnisse zusammengefaßt dargestellt. Zu beachten ist dabei, daß in einigen anderen Experimenten keine Selektion des Stoßparameters stattgefunden hat. Ferner sind die Methoden der Fehlerbestimmung unterschiedlich und teilweise nicht eindeutig dokumentiert.
Im Gegensatz zu den Zustandstemperaturen zeigen die Temperaturen aus den Isotopenverhältnissen T_{HeLi} und T_{HHe} bei steigender Einschußenergie einen Anstieg. So verändert

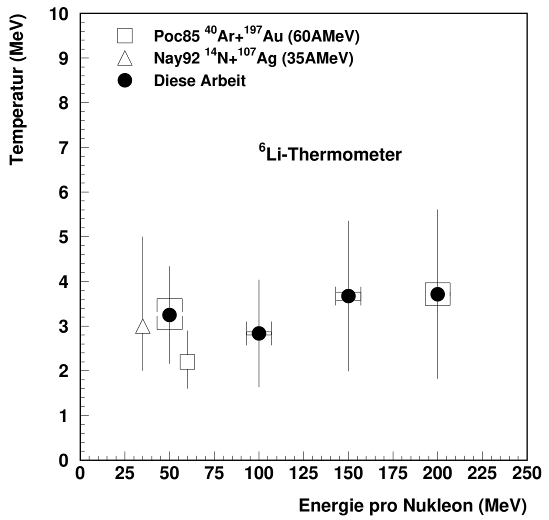

Abbildung 26: Die aus dem ersten angeregten Zustand bei 2.186 MeV und dem dritten und fünften angeregten Zustand des ^{6}Li bei 4.31 und 5.65 MeV extrahierten Temperaturen für verschiedene Strahlenergien. Die Fehlerbalken stellen die systematischen Unsicherheiten durch die Untergrundannahmen dar. Die Haken die statistischen.

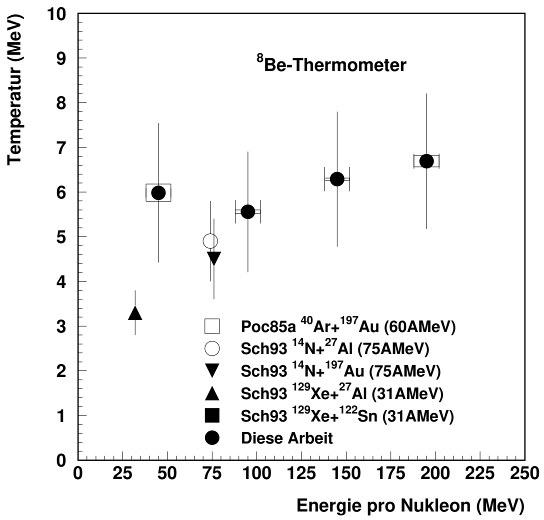

Abbildung 27: Die aus dem ersten angeregten Zustand bei 3.04 MeV und dem fünften angeregten Zustand des ^{8}Be bei 17.64 MeV extrahierten Temperaturen für verschiedene Strahlenergien. Die Fehlerbalken stellen die systematischen Unsicherheiten durch die Untergrundannahmen dar. Die Haken die statistischen.

sich sich Temperatur T_{HeLi} von 4 MeV bei 50 A·MeV auf 10 MeV bei 200 A·MeV Strahlenergie. Abbildung 28 stellt die beiden Thermometer in Abhängigkeit der Strahlenergie dar. Während bei 50 A·MeV noch beide Thermometer die gleiche Temperatur zeigen, so liegt bei 200 A·MeV eine Differenz von etwa 5 MeV vor.

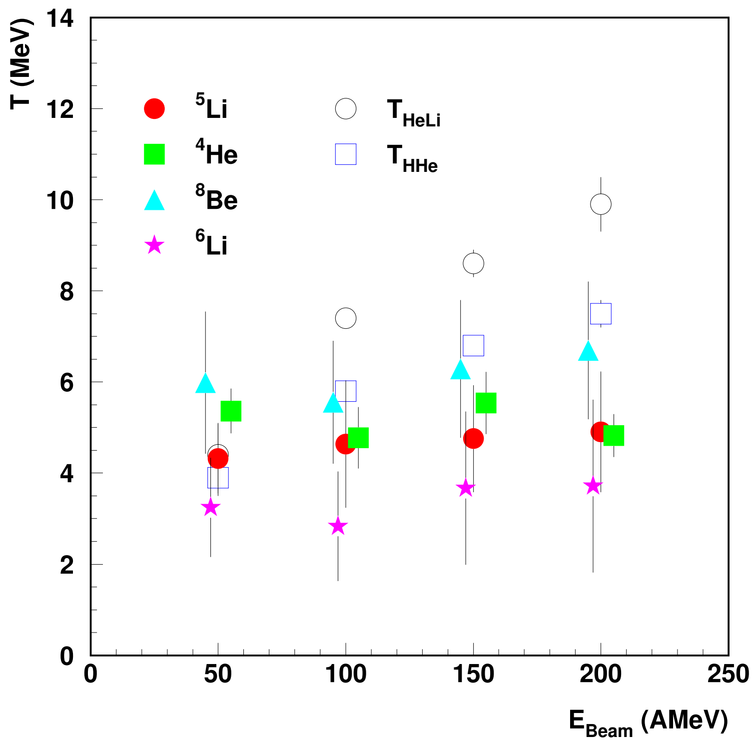

Abbildung 28: Die Temperaturen aus den angeregten Zuständen im Vergleich mit den Isotopentemperaturen

5 Diskussion der Ergebnisse

In Kapitel 4 wurden zwei unabhängige Methoden angewandt, um die Temperatur der Kernmaterie in einer Schwerionenreaktion zu bestimmen. Es wurde gezeigt, daß die von den beiden Thermometern angezeigten Temperaturen mit steigender Projektilenergie systematisch auseinanderlaufen. In diesem Abschnitt werden diese Ergebnisse unter Einbeziehung des Einflusses sequentieller Zerfälle und dynamischer Effekte diskutiert.

5.1 Einfluß sequentieller Zerfälle

In der Überlappzone[15] mittelenergetischer Schwerionenreaktionen (50 bis 200 A·MeV) werden zunächst hochangeregte Fragmente erzeugt, die sehr kurzlebig sind und über Teilchen- und Gammaemission zerfallen. Die finalen Fragmentspektren sind somit verschieden von den primordialen Spektren. Da die Temperaturen aus den finalen Produktionswirkungsquerschnitten (nach diesen sequentiellen Zerfällen) bestimmt werden, muß diese Temperatur nicht mit der Temperatur zum Zeitpunkt des Aufbruchs übereinstimmen. Die beiden verwendeten Methoden sollten dabei verschieden auf die sequentiellen Zerfälle reagieren. Das Fragmentthermometer (T_{HeLi}) berechnet sich aus den Produktionswahrscheinlichkeiten von Grundzuständen. Daher wird jeder Zerfall, bei dem eines der vier benutzten stabilen Fragmente (^{3}He,^{4}He,^{6}Li,^{7}Li) ensteht, die Temperatur beeinflussen. Dies ist nicht der Fall für das Thermometer aus angeregten Zuständen (^{5}Li). Hier führt beispielsweise ein zusätzliches einzelnes Proton, das in Koinzidenz mit einem α-Teilchen aus einem anderen Zerfall gemessen wird, nicht zur Veränderung der ^{5}Li-Temperatur, weil der Relativimpuls der beiden Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit ungleich 54 MeV/c sein wird und somit nicht in den zur Temperaturbestimmung verwendeten Relativimpulsbereich fällt. Die beiden Teilchen tragen nur zum unkorrelierten Untergrund bei. Somit kann dieses Thermometer nur durch Zerfälle beeinflußt werden, die in den zur Temperaturmessung verwendeten angeregten Zustand zerfallen. Dies kann durch Gammazerfall eines höherliegenden Zustandes, bei dem der Teilchenzerfall durch Energie- oder Auswahlregeln nicht erlaubt ist (z.B. ^{6}Li (3.56 MeV) $\rightarrow$ ^{6}Li (2.186 MeV)), passieren (direct feeding) oder durch Sidefeeding, bei dem ein schwerer angeregter Kern in einen leichten, eventuell angeregten, Kern zerfällt (z.B. ^{9}B (2.361 MeV) $\rightarrow$ ^{5}Li + α).

[15] engl.: participant zone

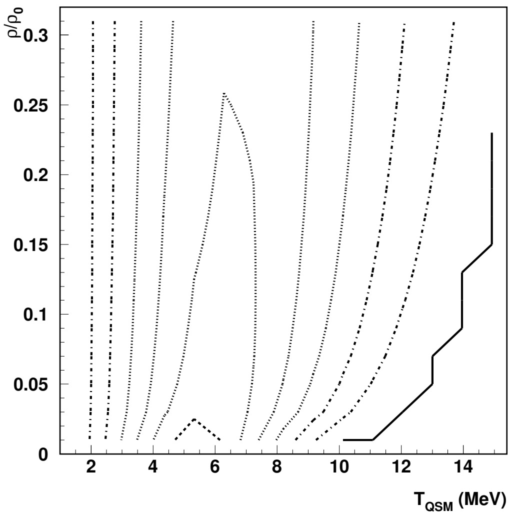

Abbildung 29: Mit Hilfe eines χ^2-Test wurden die Populationen einiger angeregter teilcheninstabiler Zustände aus dem QSM und dem Experiment verglichen. Dargestellt sind die χ^2-Werte im Bereich von 1 bis 20 im logarithmischen Maßstab für alle T/ρ Kombinationen im Bereich $1 \leq T \leq 15$ und $0.01 \leq \rho \leq 0.3$

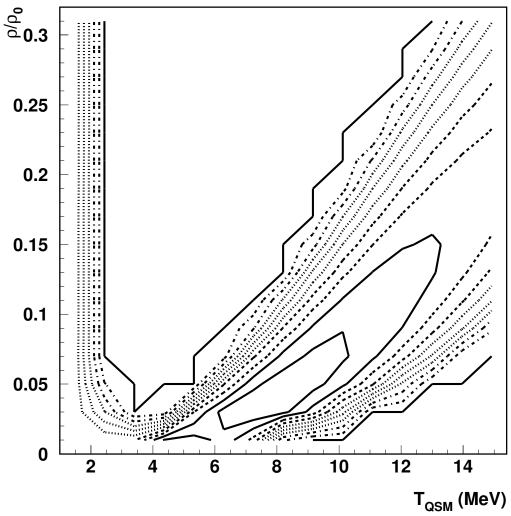

Abbildung 30: Mit Hilfe eines χ^2-Test wurden die Fragmentproduktionswirkungsquerschnitte der Fragmente mit $2 \leq Z \leq 4$ aus dem QSM und dem Experiment verglichen. Dargestellt sind die χ^2-Werte im Bereich von 1 bis 20 im logarithmischen Maßstab für alle T/ρ Kombinationen im Bereich $1 \leq T \leq 15$ und $0.01 \leq \rho \leq 0.3$

Analytisch lassen sich diese sequentiellen Zerfälle nicht beschreiben. Daher wurde deren Einfluß auf die Temperaturen mit Hilfe des quantenstatistischen Modells (QSM) [Hah88, Hah88a, Kon94] berechnet, welches explizit rund eintausend angeregte teilchen- und gammainstabile Zustände enthält. Das quantenstatistische Modell geht von den gleichen idealisierten Bedingungen aus, die schon als Annahmen bei der Herleitung der Temperaturbestimmungsformeln benutzt wurden. Die Kernmaterie ist unendlich ausgedehnt und in dem Gemisch aus Nukleonen und zusammengesetzten Fragmenten herrscht thermisches und chemisches Gleichgewicht. Alle Kernstruktureffekte (Spin, Schaleneffekte) werden berücksichtigt. Der wesentliche Unterschied zu den Modellannahmen bei der Temperaturbestimmung besteht darin, daß je nach Teilchensorte die jeweilige quantenstatistische Verteilungsfunktion, Bose-Einstein

$$n_{B.E.} = \frac{2s_i + 1}{e^{-\mu_i/kT} - 1} + 2\pi(2s_i + 1)V\left(\frac{2m_i kT}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}dx}{e^{(x-\mu_i/kT)} - 1}$$

oder Fermi-Dirac

$$n_{F.D.} = 2\pi(2s_i + 1)V\left(\frac{2m_i kT}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}dx}{e^{(x-\mu_i/kT)} + 1}$$

anstelle der Boltzmannverteilung verwendet wird. Ferner werden keine Wechselwirkungen zwischen den Fragmenten (z.B. Coulomb- oder Kern-WW) berücksichtigt, was dazu führt, daß das Modell nur bei kleinen Dichten anwendbar ist. In diesem großkanonischen Modell sind die Temperatur T, das um das Eigenvolumen der Teilchen reduzierte Gesamtvolumen V und das chemische Potential μ die charakteristischen Größen. Im Gleichgewicht nimmt das großkanonische Potential $\Phi(T, V, \mu)$ ein Minimum an, analog zur Minimierung der freien Energie im mikrokanonischen Ensemble oder der Maximierung der Entropie im kanonischen Fall. Bei gegebener Teilchenzahl wird das System durch die Aufbruchdichte ρ, die Temperatur T und das Neutronen zu Protonenverhältnis N/Z vollständig beschrieben. Als N/Z-Verhältnis wurde in dem vorliegenden Fall das eines Goldkernes genommen ($N/Z = 118/79 \approx 1.5$). Die Aufbruchdichte und die Temperatur sind a priori nicht bekannt. Der Einfluß der sequentiellen Zerfälle hängt jedoch im wesentlichen von zwei Faktoren ab: Den Besetzungsverhältnissen der angeregten Zustände und der Primärverteilung. So führen flachere Massenverteilungen zu stärkeren Modifikationen durch sequentielle Zerfälle als steile Verteilungen. Deshalb wurden für verschiedene (T,ρ) - Kombinationen im Bereich von $1 < T < 20MeV$ und $0.01 < \rho/\rho_0 < 0.5$ sowohl die Isotopenverteilung als auch die Temperaturen aus den angeregten Zuständen von ^{4}He, ^{5}Li, ^{6}Li und ^{8}Be mit Hilfe des QSM berechnet. Die Modelldaten wurden mit den experimentellen Daten mittels eines χ^2-Test verglichen, um herauszufinden, welche (T,ρ) - Kombination die Daten am besten beschreibt. Abbildung 29 zeigt die χ^2-Werte in der (T,ρ) - Ebene beim Vergleich der Besetzungsverhältnisse der angeregten Zustände für die 150 A·MeV Daten. Man erkennt deutlich, daß es wie erwartet kein eindeutiges χ^2-Minimum gibt. Statt dessen sieht man, daß die Besetzungsverhältnisse kaum von der Dichte abhängen. Die beste Beschreibung der Daten findet man bei einer Dichte von $0.02\rho_0$. Stattdessen sind die Besetzungsverhältnisse sehr sensitiv auf die Temperatur, die bei etwa 4MeV liegt,

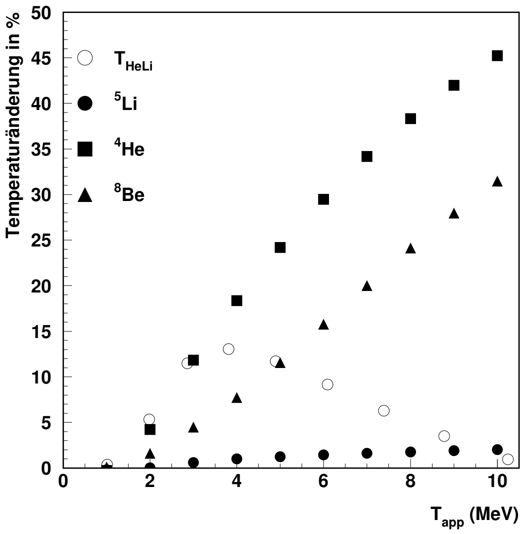

Abbildung 31: Für verschiedene Thermometer wurde die Temperaturänderung $\frac{T_{ini}}{T_{app}} - 1$ in Prozent aus der initialen Temperatur T_{ini} und der scheinbaren Temperatur T_{app} als Funktion der scheinbaren Temperatur berechnet. Man erkennt, daß bei den gemessenen Temperaturen zwischen 4 und 7 MeV der Einfluß des sequentiellen Zerfalls weniger als 20 Prozent beträgt.

da das χ^2-Tal zu kleineren und größeren Temperaturwerten steil ansteigt. Da im QSM nur die primordiale Fragmentverteilung von der Dichte abhängt, die sequentiellen Zerfälle jedoch unabhängig vom umgebenden Medium behandelt werden, lernt man daraus, daß bei einer anfänglichen Temperatur von 4 MeV die Besetzungswahrscheinlichkeiten der angeregten Zustände so gering ist, daß die sequentiellen Zerfälle fast keinen Einfluß auf die Temperatur haben. Somit müssen die finalen Besetzungsverhältnisse aus dem Modell unabhängig von der Dichte mit den experimentellen übereinstimmen.

Vergleicht man die auf die Akzeptanz des Detektors korrigierte Isotopenverteilung des Experiments mit der aus dem Modell, so zeigt sich ein völlig anderes Verhalten des χ^2-Minimums (Figur 30). Den besten χ^2-Wert findet man bei einer Temperatur von etwa 7MeV und einer Dichte von $0.02\rho_0$. Vergleicht man die beiden Anpassungen miteinander, so stellt man fest, daß sich keine Temperatur-Dichte-Kombination finden läßt, mit der sich sowohl die Besetzungsverhältnisse als auch die Isotopenverteilungen beschreiben lassen.

Nur die Dichte ließ sich mit diesem Verfahren auf etwa ein Fünfzigstel der normalen Kerndichte festlegen. Dabei ist zu beachten, daß diesem Wert keine physikalische Bedeutung zukommt, da, wie oben bereits erwähnt, in dem Modell keine Wechselwirkungen berücksichtigt werden und es somit nur stark verdünnte Kernmaterie beschreibt. Nimmt man eine realistische Dichte von $0.3\rho_0$ an, dann erkennt man anhand der χ^2-Werte in Abbildung 29 und 29, daß sowohl die Isotopenverteilungen als auch die Besetzungsverhältnisse nicht mit den experimentellen Werten übereinstimmen. All diese Untersuchungen wurden für alle vier Strahlenergien (50, 100, 150 und 200 A·MeV) durchgeführt. Wie erwartet bleiben das χ^2-Tal beim Vergleich der Besetzungsverhältnisse unverändert, während es sich beim Vergleich der Isotopenverteilungen zu größeren beziehungsweise kleineren Temperaturen, respektive größeren oder kleineren Projektilenergien, verschiebt.
Da die Dichte innerhalb des Modells nun festgelegt werden konnte, kann nun der Einfluß der sequentiellen Zerfälle in Abhängigkeit der Temperatur erfolgen. Dazu wurde ein Korrekturfaktor bestimmt, der beschreibt, um wieviel Prozent die scheinbare, aus den finalen Fragmentverteilungen bestimmte, Temperatur T_{app} von der initialen, aus den primordialen Fragmentverteilungen (vor dem sequentiellen Zerfall), bestimmte Temperatur T_{ini} abweicht.

$$f_{Korrektur} = \frac{T_{ini} - T_{app}}{T_{app}}$$

In Abbildung 31 ist dieser Korrekturfaktor in Abhängigkeit von der scheinbaren Temperatur für die verschiedenen Thermometer dargestellt. Man sieht zunächst einmal, daß der Einfluß der sequentiellen Zerfälle bei den hier verwendeten Thermometern ($T(^5Li)$ und T_{HeLi}) und den auftretenden Temperaturen (4 bzw. 7 MeV) immer zu einer Temperaturerniedrigung führt. Allerdings liegt diese nur im Bereich von 1 bis 10 Prozent. Die besondere Unempfindlichkeit des ^{5}Li-Thermometers im Vergleich zu den ^{8}Be und ^{4}He-Thermometern beruht auf der Tatsache, daß der ^{5}Li-Kern ein besonders protonenreicher Kern ist, und somit von den sequentiellen Zerfallsprozessen nur wenig bevölkert wird. Die beiden anderen Kerne haben zudem sehr viel höhere Bindungsenergien und stehen somit am Ende vieler Zerfallsreihen. Damit kann zusammenfassend festgestellt werden, daß im Rahmen eines quantenstatistischen Modells die Temperaturdifferenz zwischen dem Isotopenthermometer und dem Zustandsthermometer nicht erklärt werden kann. Der Einfluß der sequentiellen Zerfälle ist dafür zu gering.

5.2 Einfluß der Dynamik

Bei zentralen Schwerionenreaktionen wird die beteiligte Kernmaterie nicht nur erhitzt, sondern im Anfangsstadium der Reaktion zunächst auch komprimiert [Sch69, Sch74, San83, Sto86, Kam89, Aic91]. Während dieser Phase werden bereits erste Teilchen emittiert [16]. Im weiteren Verlauf der Reaktion expandiert die Materie bis zum sogenannten Ausfrierpunkt [17], an dem die Fragmentbildung endet [Pei91] und das chemische und thermische Gleichgewicht festgelegt (eingefroren) werden. Dieser kollektive Prozeß der Expansion wurde in vielen Experimenten beobachtet und quantifiziert [Dos86, Dos87, Jeo94, Hsi94, Kun95, Poc95a, Pog95, Rei97]. So weiß man aus der Vermessung der kinetischen Protonen-Energiespektren [Pog95], daß etwa ein Drittel [Pog95] der im Schwerpunktsystem der Reaktion Au+Au zur Verfügung stehenden Energie in kollektiver Bewegung dieser leichten Teilchen steckt. Dieser kollektive Teilchenfluß ist allerdings erst ab einer Einschußenergie von 50 A·MeV beobachtbar. Betrachtet man unter diesen Gesichtspunkten die gemessenen Temperaturdifferenzen, so stellt man fest, daß die Diskrepanz zwischen den Temperaturen aus den Isotopenverhältnissen und den Temperaturen aus den angeregten Zuständen auch erst bei Energien größer 50 A·MeV signifikant wird. Ein Zusammenhang zwischen der Temperaturdifferenz und dem Fluß scheint auf der Hand zu liegen.
Will man nun die Temperaturdifferenz mit Hilfe der Expansion erklären, so kann man folgendes Modell betrachten:

Nimmt man an, daß die angeregten Zustände sehr zerbrechliche Gebilde in einem sie umgebenden Nukleonengas sind, so werden sie bis zum Freezeout-Zeitpunkt durch Stöße immer wieder zerstört und neu gebildet. Der Ausfrierpunkt ist in diesem Bild dann erreicht, wenn die mittlere freie Weglänge der umherfliegenden Nukleonen und Fragmente größer wird, als ein bestimmter kritischer Wert, der mit der Gesamtausdehnung des Systems zusammenhängt. Nimmt man weiter an, daß sich das Nukleonengas adiabatisch ausdehnt, dann nimmt die Temperatur des Systems gemäß der Adiabatengleichung

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\kappa-1} \tag{21}$$

[16] Vorgleichgewichtsemission, engl.: preequilibrium emission

[17] freeze-out

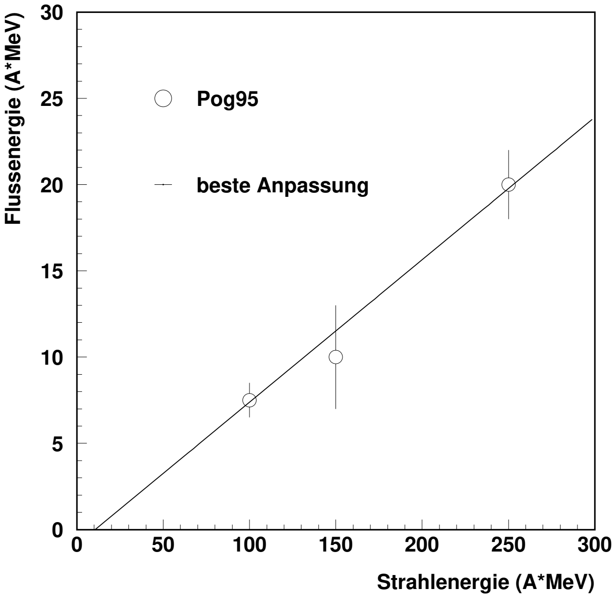

Abbildung 32: Die offenen Symbole stellen die von [Pog95] in der Reaktion Au+Au gemessenen Flußenergien als Funktion der Strahlenergie dar. Die durchgezogene Linie zeigt die beste lineare Anpassung mit einer Steigung von 12.

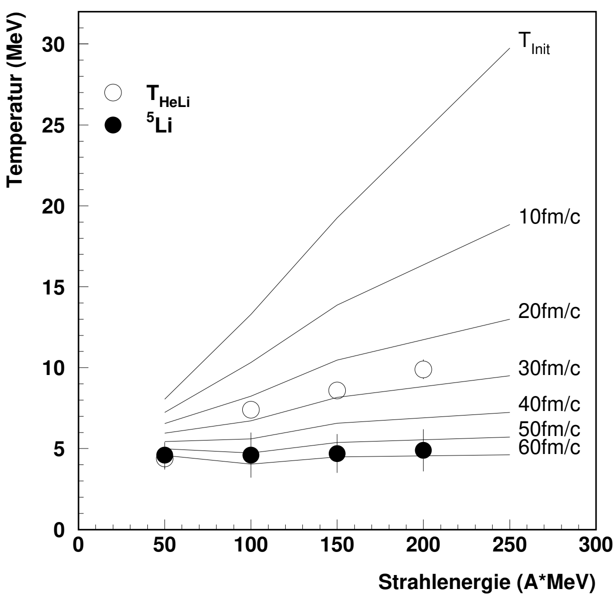

Abbildung 33: Modell einer adiabatischen Expansion. Der Kern expandiert je nach Einschußenergie mit einer Flußgeschwindigkeit gemäß Abbildung 32. Dargestellt sind die Temperaturen nach verschieden langen Expansionszeiten. Zusätzlich sind die gemessenen Temperaturen T_{HeLi} und $T(^5\mathrm{Li})$ eingezeichnet.

mit zunehmendem Volumen ab ($\kappa = 5/3$ für ein ideales Gas). Die Annahme einer adiabatischen Expansion wird gerechtfertigt, wenn man die äußere mechanische Kraft, die auf das Gas wirkt, durch die attraktive Kernkraft ersetzt.

Für das zugrundeliegende Szenario bedeutet dies, daß die angeregten Zustände später ausfrieren, als die Grundzustände. Dies erklärt zwar die prinzipielle Differenz der beiden Thermometer, jedoch nicht die zunehmende Temperaturdifferenz mit der Einschußenergie. Dazu muß man nun die bereits erwähnte Zunahme des kollektiven Flusses mit der Strahlenergie berücksichtigen. Nimmt man an, daß die thermische Energie die Differenz aus der maximal im Schwerpunktsystem vorhandenen Energie und der Flußenergie, abzüglich etwa 30 Prozent, die bei der Voraufbruchsemission bereits abgegeben werden [Bon94], so erhält man für die betrachteten Einschußenergien von 50 bis 200 A$\cdot$MeV in der Reaktion Au+Au Temperaturen zwischen 5 und 25 MeV

$$\begin{aligned} T &= \frac{2}{3}\frac{n_{pre}}{n_{post}} < E_{therm} > \\ &= \frac{2}{3}\frac{n_{pre}}{n_{post}}(E_{CM} - E_{flow} - E_{pre-equi}) \end{aligned}$$

Dabei ist n_{pre}/n_{post} das Massenverhältnis vor und nach der Reaktion; daß heißt der relative Teilchenverlust durch Preequilibriumsemission. Wenn das System mit der Flußgeschwindigkeit β_{flow} eine Zeit t gemäß

$$r = r_0 + \beta_{flow} t \tag{22}$$

expandiert, und sich das Volumen um

$$V = \frac{4\pi}{3} r^3 \tag{23}$$

vergrößert, dann nimmt die Temperatur gemäß Formel 21 ab. Der Anfangsradius wurde so gewählt, daß er dem eines komprimierten Kerns mit etwa 300 Konstituenten entspricht. Die Kompression ist energieabhängig und liegt für die betrachteten Einschußenergien zwischen dem 1.6 und 1.9-fachen der normalen Kerndichte [Dan92]. Die Flußenergien wurden [Pog95] entnommen und sind in Abbildung 32 dargestellt. Unter diesen Bedingungen ergibt sich der in Abbildung 33 dargestellte zeitliche Verlauf der Temperaturen.

Man erkennt, daß die stabilen Grundzustände nach etwa 30 fm/c, die angeregten Zustände allerdings erst nach 60 fm/c ausfrieren. In Tabelle 12 sind die dazugehörigen Dichten dargestellt für ein System mit 300 Konstituenten. Es zeigt sich, daß in diesem Modell der Ausfrierzeitpunkt nicht von der Dichte des Systems abhängt, sondern von der Energie der stoßenden Teilchen.

In molekulardynamischen Rechnungen [Bar96] kann man die Bildung der Fragmente zurückverfolgen (Backtracing) und sieht, daß die Fragmente schon sehr kurz nach der Reaktionen gebildet sind, dann aber noch lange Zeit mit anderen Fragmenten oder Nukleonen kollidieren (siehe Abbildung 34). Solange diese Stöße noch sehr energetisch sind, das heißt, daß die Temperatur des Kerns noch sehr hoch ist, können diese Stöße die Besetzungswahrscheinlichkeiten der angeregten Zustände der Kerne verändern. Die

	50 A·MeV	100 A·MeV	150 A·MeV	200 A·MeV
0 fm/c	1.60	1.70	1.80	1.90
10 fm/c	1.32	1.07	0.99	0.83
20 fm/c	1.10	0.71	0.60	0.43
30 fm/c	0.92	0.50	0.39	0.25
40 fm/c	0.78	0.36	0.27	0.16
50 fm/c	0.67	0.27	0.19	0.11
60 fm/c	0.58	0.21	0.14	0.08

Tabelle 12: Die zeitliche Entwicklung der Kerndichte in Einheiten der nuklearen Dichte ρ_0 für ein System mit 300 Konstituenten.

Möglichkeit des Ladungs- oder Massenaustauschs scheint weniger wahrscheinlich zu sein, da die entsprechenden Wirkungsquerschnitte kleiner sind. Erst wenn die Temperatur aufgrund der Expansion auf etwa 5 MeV gesunken ist, sind die Stöße so niederenergetisch, daß die Besetzung der angeregten Zustände nicht mehr verändert werden kann und die innere Struktur der Teilchen 'ausfriert'.

5.3 Zusammenfassung und Ausblick

In Au+Au-Kollisionen wurden bei Einschußenergien zwischen 50 und 200 A·MeV die Temperaturen aus angeregten Zuständen und aus Isotopenverhältnissen bestimmt. Die ursprüngliche Idee, den in einem früheren Experiment modellabhängig bestimmten Feedingfaktor bei den Isotopenthermometern mittels der Temperaturen aus den angeregten Zuständen zu bestimmen, konnte nicht verwirklicht werden, da die beiden Methoden mit steigender Strahlenergie verschiedene Temperaturwerte anzeigen. Mit Hilfe eines quantenstatistischen Modells (QSM) konnte gezeigt werden, daß diese Temperaturdifferenz nicht mit dem Einfluß des sequentiellen Zerfalls hochangeregter Kernfragmente erklärt werden kann. Stattdessen könnte ein Zusammenhang mit dem in diesem Energiebereich einsetzenden kollektiven Teilchenflusses bestehen. Unter der Annahme, daß die Grundzustände zeitlich früher gebildet werden als die angeregten Zustände, kann die Temperaturdifferenz durch adiabatische Expansion der Kernmaterie erklärt werden.

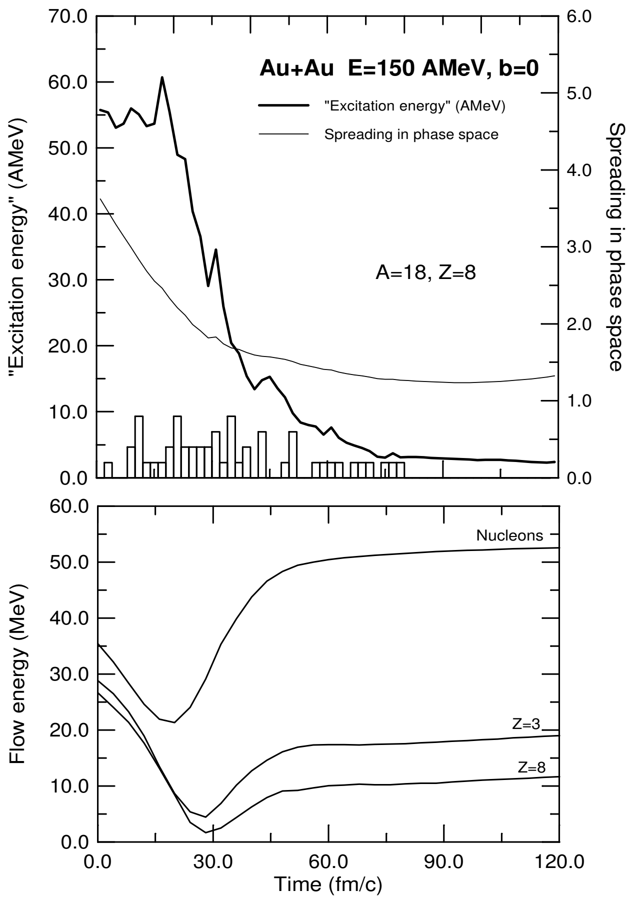

Abbildung 34: Das obere Bild zeigt die mit Hilfe des NMD-Modells [Bon95] berechnete Anregungsenergie eines Fragmentes mit Ladung 8 und Masse 18 in Abhängigkeit der Zeit für eine zentrale Au+Au-Reaktion bei 150 A·MeV. Das Histogramm stellt die Anzahl der Stöße mit der Umgebung in einer Zeiteinheit von 2fm/c dar. Das untere Bild zeigt die Entwicklung der Flußenergie mit der Zeit. Das Bild ist [Bar96] entnommen.

Diese Anschauung stellt sicherlich noch nicht die endgültige Erklärung des beobachteten Phänomens dar. So ist die konstante Zeitdifferenz zwischen den Ausfrierbedingungen noch nicht endgültig verstanden. Sie könnte allerdings die Zeit darstellen, die das System benötigt, um die Gas- und die Flüssigphase zu entmischen. So bleiben für kommende Experimente noch diverse Fragen zu klären. Mit Hilfe eines Detektorsystems, das den vollen Raumwinkel (4π) abdeckt, könnte untersucht werden, inwieweit die Fragmente, die zur

Isotopentemperatur beitragen, aus der gleichen Quelle stammen, wie die Zerfallsprodukte der angeregten Zustände. Ferner kann die Temperatur in Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Teilchen untersucht werden, um mehr über die Thermodynamik der Reaktion zu erfahren.

Desweiteren läßt sich mit einem hochauflösenden Detektorsystem bestimmen, inwieweit die angeregten Zustände in diesem Energiebereich überhaupt noch thermisch besetzt sind. Dies wurde bei kleineren Strahlenergien mit dem ^{10}B-Isotop, das sehr viele scharfe Zustände besitzt, bereits durchgeführt [Nay89, Sch94].

In jedem Fall ergibt sich aus dem Unterschied der Temperatur aus den angeregten Zuständen und den Isotopenverhältnissen die Möglichkeit etwas über den Fragmentformationsprozeß zu lernen. Wenn man sich den Kern aus stoßenden Nukleonen vorstellt, sollte sich der Fragmentbildungsprozeß als Ratengleichung beschreiben lassen. Fragmente können durch Stöße gebildet und auch wieder zerstört werden [Mek78]. Sind die Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der verschiedenen Fragmentsorten (Grundzustände, angeregte Zustände) unterschiedlich, so werden diese zu unterschiedlich Zeiten ausfrieren. So ist es durchaus vorstellbar, daß angeregte scharfe Zustände knapp oberhalb der Teilchenzerfallsschwelle bereits in einer Art Molekülkonfiguration vorliegen und im heissen sie umgebenden nuklearen Medium einen großen Wirkungsquerschnitt bezüglich ihrer Zerstörung besitzen. Diese frieren dann erst aus, wenn die Materie genügend abgekühlt ist. Mit dem Nachweis der Temperaturdifferenz zwischen den unterschiedlichen Thermometern gelang es zum ersten Mal einen Angriffspunkt für die Thematik des Fragmentbildungprozesses zu finden.

A Akzeptanz der Hodoskope

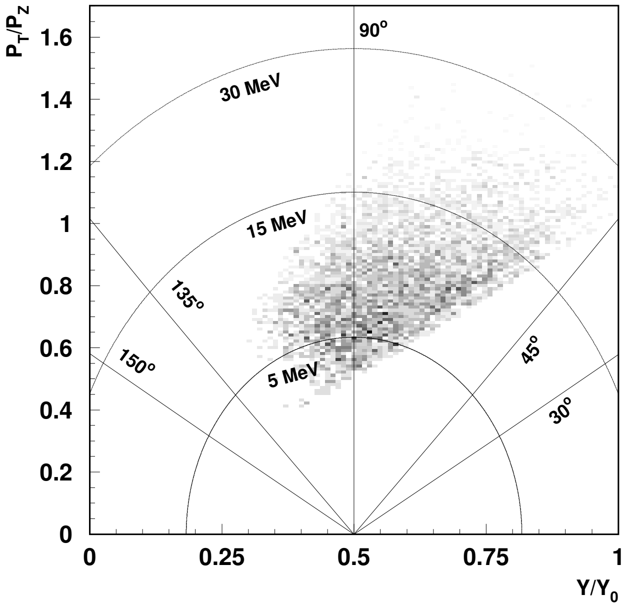

Abbildung 35: Akzeptanzbereich der Catania- und GSI-Hodoskope im Schwerpunktsystem bei einer Strahlenergie von 50 A·MeV

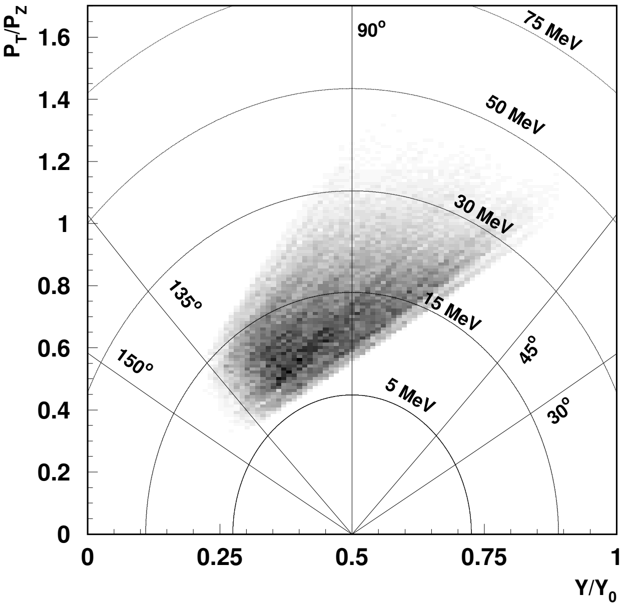

Abbildung 36: Akzeptanzbereich der Catania- und GSI-Hodoskope im Schwerpunktsystem bei einer Strahlenergie von 100 A·MeV

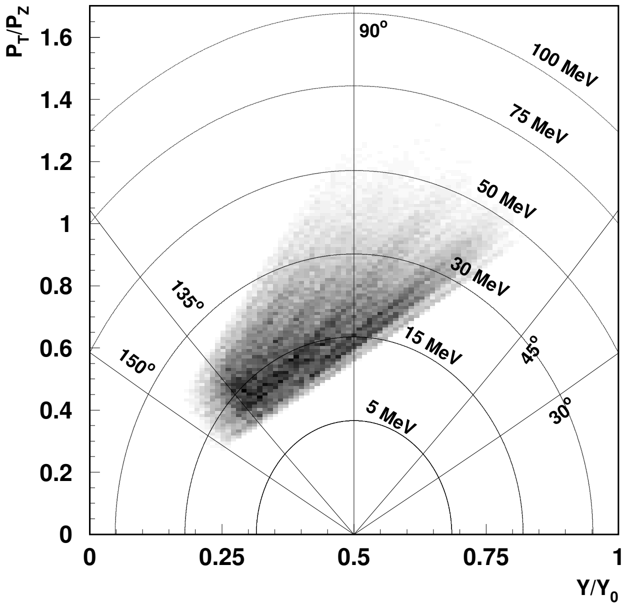

Abbildung 37: Akzeptanzbereich der Catania- und GSI-Hodoskope im Schwerpunktsystem bei einer Strahlenergie von 150 A·MeV

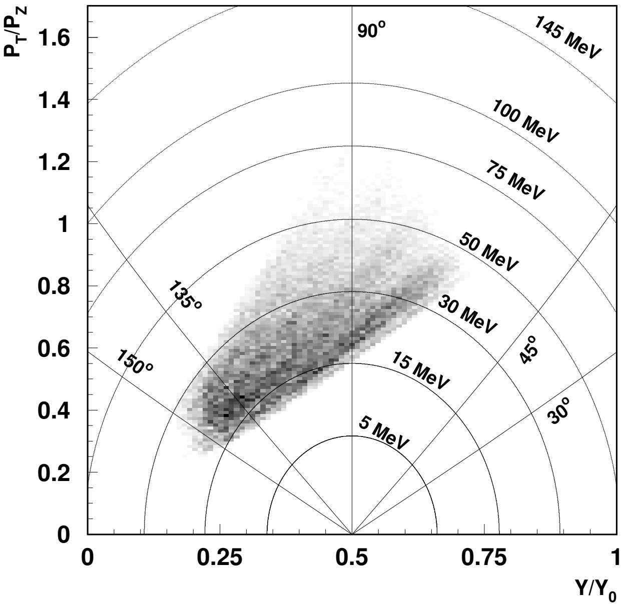

Abbildung 38: Akzeptanzbereich der Catania- und GSI-Hodoskope im Schwerpunktsystem bei einer Strahlenergie von 200 A·MeV

B Termschema der verwendeten Kerne

Entnommen aus [Ajz84] und [TUNL]

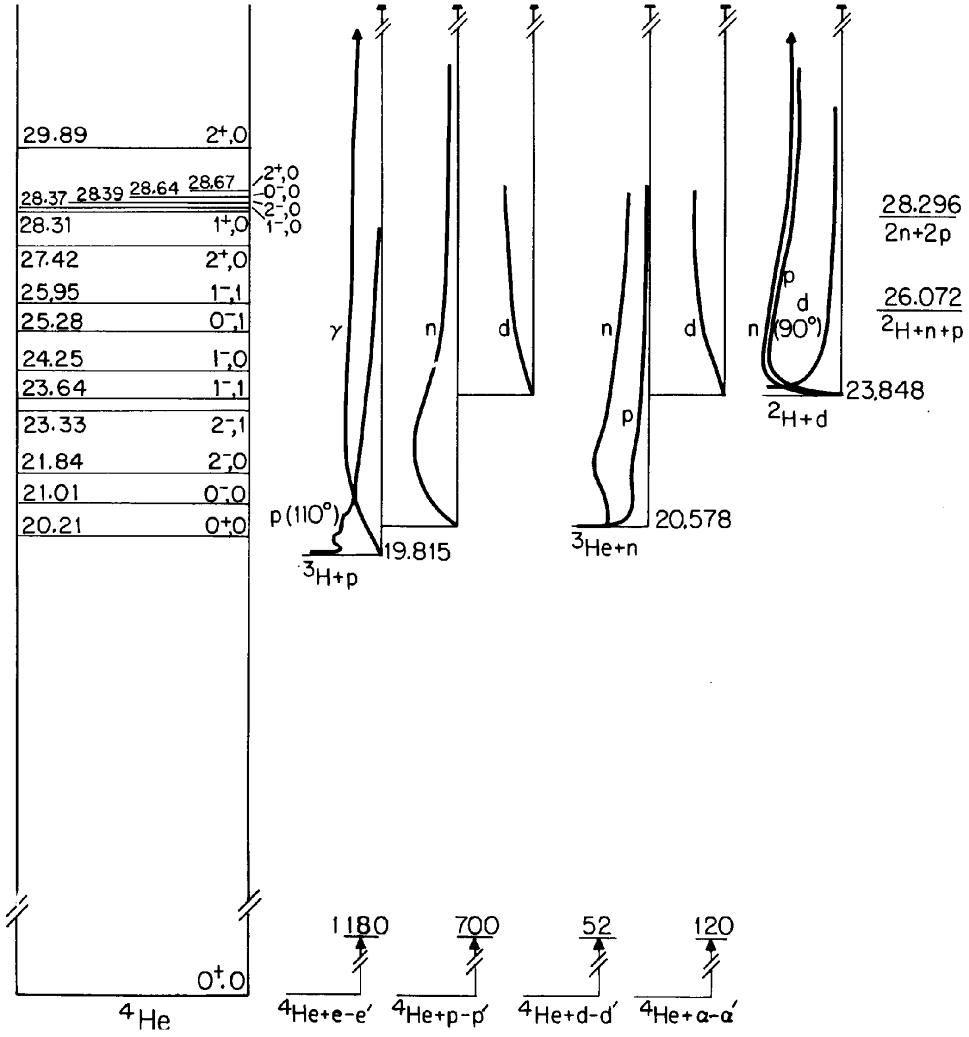

Abbildung 39: Termschema ^{4}He

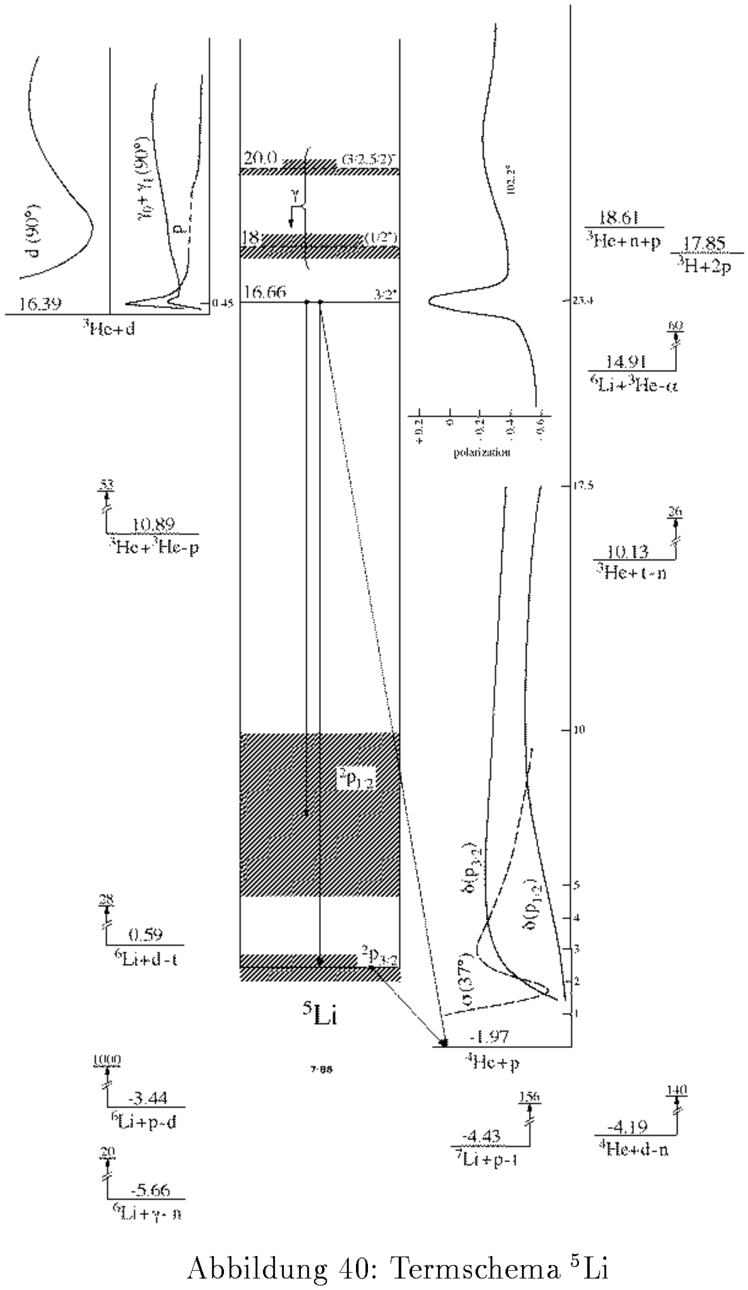

Abbildung 40: Termschema ^{5}Li

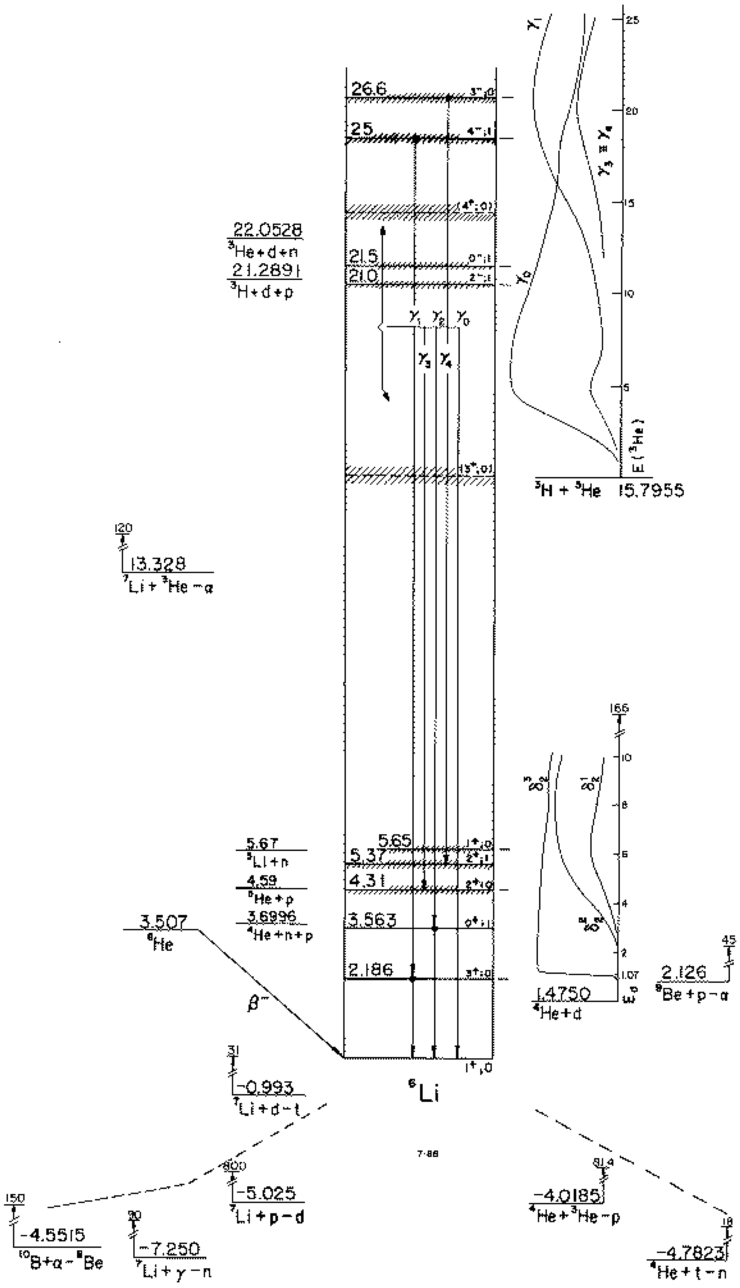

Abbildung 41: Termschema ^{6}Li

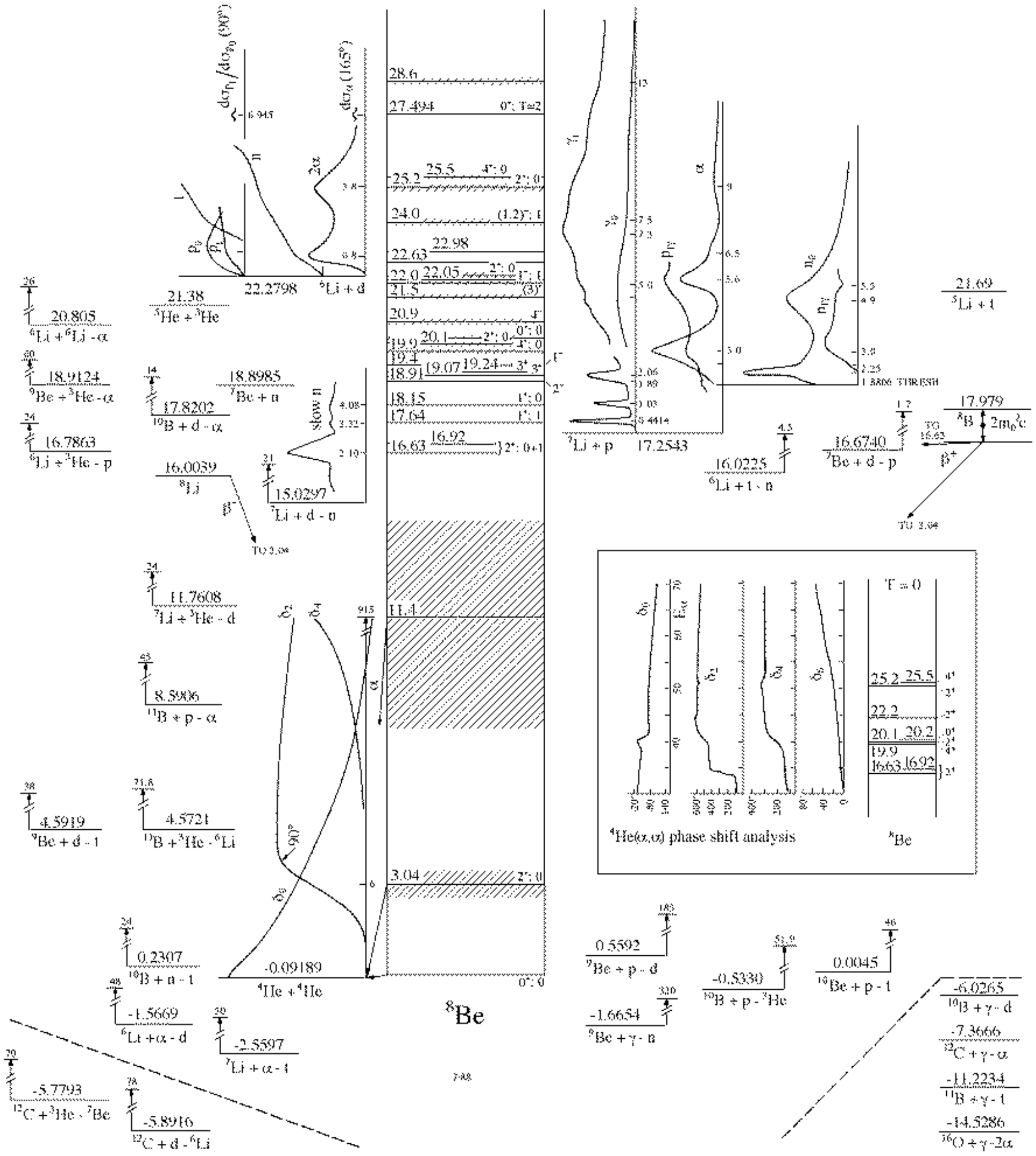

Abbildung 42: Termschema ^{8}Be

C Spektroskopische Daten der verwendeten Kerne

Kern	E^* [MeV]	J^π	$\Gamma[MeV]$	Γ_x/Γ_{tot}	Zerfall	$E_{rel}[MeV]$	$q_{rel}[MeV/c]$
^{4}He	20.21	0^+	0.5	1.00	p-t	0.4	23.49
^{4}He	21.02	0^-	0.84	0.76	p-t	1.2	40.85
^{4}He	21.84	2^-	2.01	0.76	p-t	2.03	53.18
^{5}Li	0.0	$3/2^-$	1.5	1.00	p-α	1.96	54.03
^{5}Li	16.66	$3/2^+$	0.3	0.86	d- ^{3}He	0.27	24.56
^{6}Li	2.186	3^+	0.024	1.00	d-α	0.71	42.01
^{6}Li	4.31	2^+	1.7	0.97	d-α	2.83	83.89
^{6}Li	5.65	1^+	1.5	0.74	d-α	3.89	98.33
^{8}Be	0.00	0^+	0.0068	1.00	α - α	0.09	18.49
^{8}Be	3.04	2^+	1.5	1.00	α - α	3.13	108.0
^{8}Be	17.64	1^+	0.0107	1.00	p- ^{7}Li	0.39	25.07

Tabelle 13: Zusammenstellung der in dieser Arbeit verwendeten Kerne und ihrer spektroskopischen Daten [Ajz84]. Der Relativimpuls q_{rel} wurde klassisch $q_{rel} = \sqrt{2\mu E_{rel}}$ bestimmt.

D Kinematik

D.1 Der Zweikörperzerfall

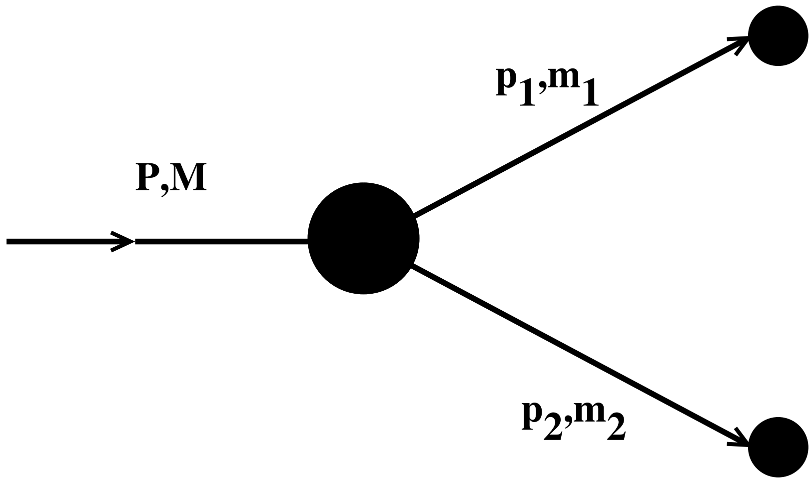

Abbildung 43: Zweikörper-Zerfall

Abbildung 43 zeigt die Kinematik des Zerfalls eines Kerns mit der Gesamtmasse M und dem Impuls $\vec{P}$ in zwei Tochterkerne mit den Massen m_1 und m_2 und den Impulsen $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$. Im Schwerpunktsystem der Ejektile, d.h. im Ruhesystem des zerfallenden Kerns, gilt:

$$\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 \tag{24}$$

Die Gesamtenergie eines Teilchens ist gegeben durch

$$E_i = \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i} \qquad i = 1, 2 \tag{25}$$

Damit ergibt sich für die Impulserhaltung

$$E_1^2 - m_1^2 = E_2^2 - m_2^2 \tag{26}$$

und für die Energieerhaltung

$$M = E_1 + E_2 \tag{27}$$

Aus der Impuls- und Energieerhaltung ergeben sich für die Energie E_1 folgende Gleichungen

$$E_1 = \sqrt{E_2^2 - m_2^2 + m_1^2} \tag{28}$$
$$E_1 = M - E_2 \tag{29}$$

Setzt man Formel 28 und 29 gleich und löst nach E_2 auf, so erhält man

$$E_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M} \tag{30}$$

Mit Gleichung 25 ergibt sich für den Impuls

$$\vec{p}_2 = \sqrt{(\frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M})^2 - m_2^2} \tag{31}$$

Nach einigen Umformungen erhält man

$$\vec{p}_2 = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2M} \tag{32}$$

D.2 Die Relativenergie E_{rel}

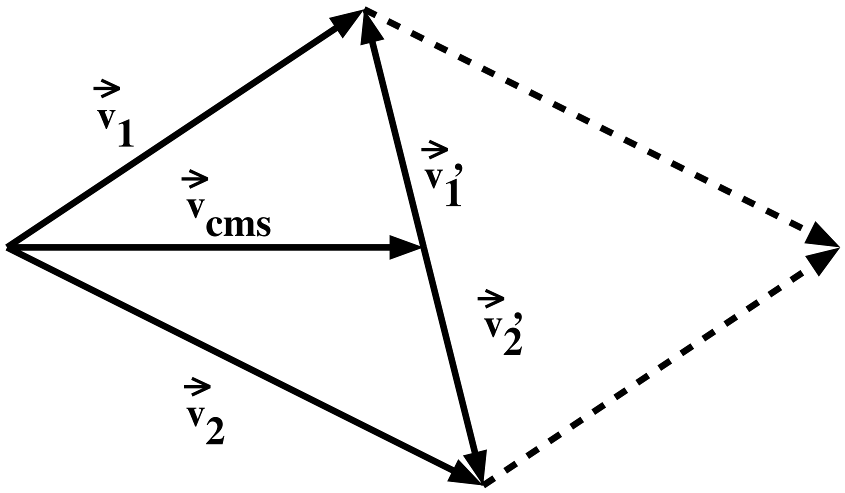

Abbildung 44: Zweiteilchen-Kinematik

In einem bewegten System (vgl Abbildung 44) lassen sich die Geschwindigkeiten der beiden Teilchen $\vec{v}_1$ und $\vec{v}_2$ durch die Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem der beiden Teilchen $\vec{v}_1'$ und $\vec{v}_2'$ und der Schwerpunktsbewegung $v_{\vec{cm}}$ ausdrücken.

$$\vec{v}_i = \vec{v}_i' + \vec{v}_{cm} \qquad i = 1,2 \tag{33}$$

Die Energieerhaltung in diesem System lautet:

$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= \frac{1}{2}m_1\vec{v}_1^2 + \frac{1}{2}m_2\vec{v}_2^2 && (34) \\ &= \frac{1}{2}m_1(\vec{v}_1' + \vec{v}_{cm})^2 + \frac{1}{2}m_2(\vec{v}_2' + \vec{v}_{cm})^2 \\ &= \frac{1}{2}m_1\vec{v}_1'^2 + \frac{1}{2}m_2\vec{v}_2'^2\frac{1}{2}(m_1 + m_2)\vec{v}_{cm}^2 + \vec{v}_{cm}(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2) && (35) \end{aligned}$$

Da aufgrund der Impulserhaltung im Schwerpunktsystem

$$\vec{p}_1' + \vec{p}_2' = m_1\vec{v}_1' + m_2\vec{v}_2' = 0 \tag{36}$$

gilt, fällt der letzte Term im Gleichung 35 weg, und die Gesamtenergie der Teilchen im Laborsystem ergibt sich aus der Summe der Teilchenenergien im Schwerpunktsystem und der Schwerpunktsenergie.

$$E_1 + E_2 = \frac{1}{2}m_1\vec{v}_1'^2 + \frac{1}{2}m_2\vec{v}_2'^2 + \frac{1}{2}(m_1+m_2)\vec{v}_{cm}^2 \tag{37}$$
$$= E_1' + E_2' + E_{cm} \tag{38}$$

mit

$$E_i' = \frac{1}{2}m_i\vec{v}_i'^2 \qquad i = 1,2$$
$$E_{cm} = \frac{1}{2}(m_1+m_2)\vec{v}_{cm}^2$$

Für die Relativgeschwindigkeit $\vec{v}_{rel}$ zwischen den beiden Teilchen findet man

$$\vec{v}_{rel} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2 \tag{39}$$
$$= (\vec{v}_1' + \vec{v}_{cm}) - (\vec{v}_2' + \vec{v}_{cm}) \tag{40}$$
$$= \vec{v}_1' - \vec{v}_2' \tag{41}$$

Unter Einbeziehung der Gleichung 36 ergibt sich für das Quadrat der Relativenergie

$$\vec{v}_{rel}^2 = (\vec{v}_1' - \vec{v}_2')^2 \tag{42}$$
$$= \vec{v}_1'^2 + \vec{v}_2'^2 - \vec{v}_1'\vec{v}_2' - \vec{v}_1'\vec{v}_2'$$
$$= (\frac{m_1+m_2}{m_1m_2})m_1\vec{v}_1'^2 + (\frac{m_1+m_2}{m_1m_2})m_2\vec{v}_2'^2 \tag{43}$$

Mit $\mu = \frac{m_1m_2}{m_1+m_2}$ kann man Gleichung 42 umformulieren, in Gleichung 37 einsetzen und erhält

$$E_1 + E_2 = \frac{1}{2}(m_1+m_2)\vec{v}_{cm}^2 + \frac{1}{2}\mu\vec{v}_{rel}^2 \tag{44}$$
$$= E_{cm} + E_{rel} \tag{45}$$

mit

$$E_{rel} = \frac{1}{2}\mu\vec{v}_{rel}^2 \tag{46}$$

Somit ist die Relativenergie E_{rel} unabhängig von der Schwerpunktsbewegung des Systems. Daraus folgt der Relativimpuls als

$$q_{rel} = \frac{dE_{rel}}{dv_{rel}} = \mu v_{rel} = \sqrt{2\mu E_{rel}} \tag{47}$$

E Die Korrelationsfunktionen

E.1 ^{4}He - Thermometer

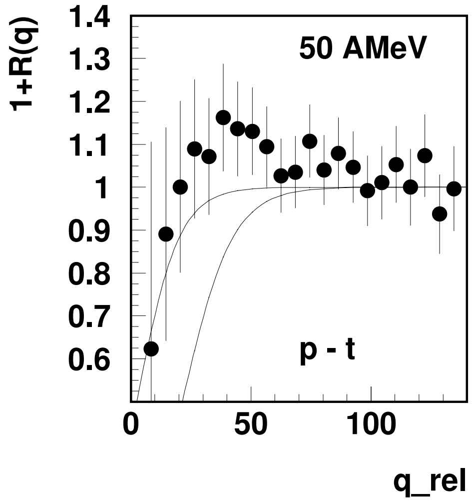

Abbildung 45: p-t Korrelationsfunktion für 50 A·MeV Strahlenergie ohne Stoßparameterselektion.

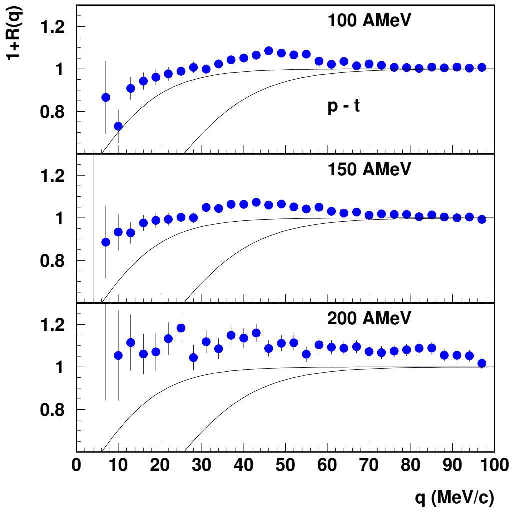

Abbildung 46: p-t Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und zentralen Stoßparameterbereich.

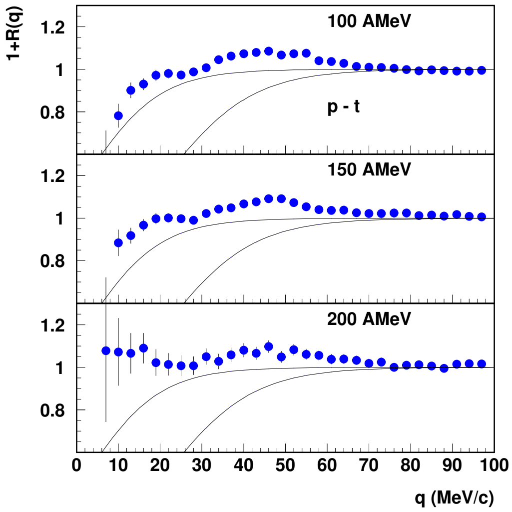

Abbildung 47: p-t Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und halbzentralen Stoßparameterbereich.

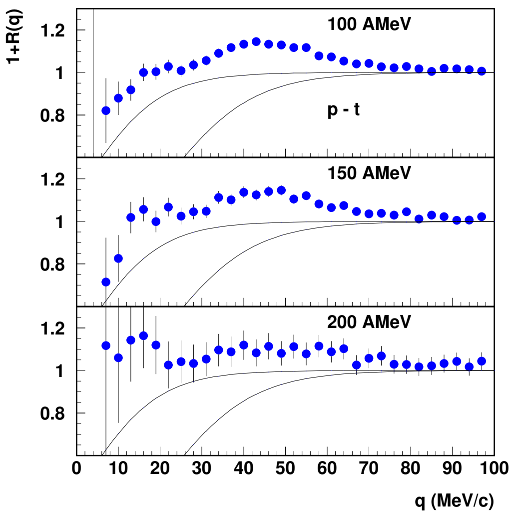

Abbildung 48: p-t Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und peripheren Stoßparameterbereich.

E.2 ^{5}Li - Thermometer

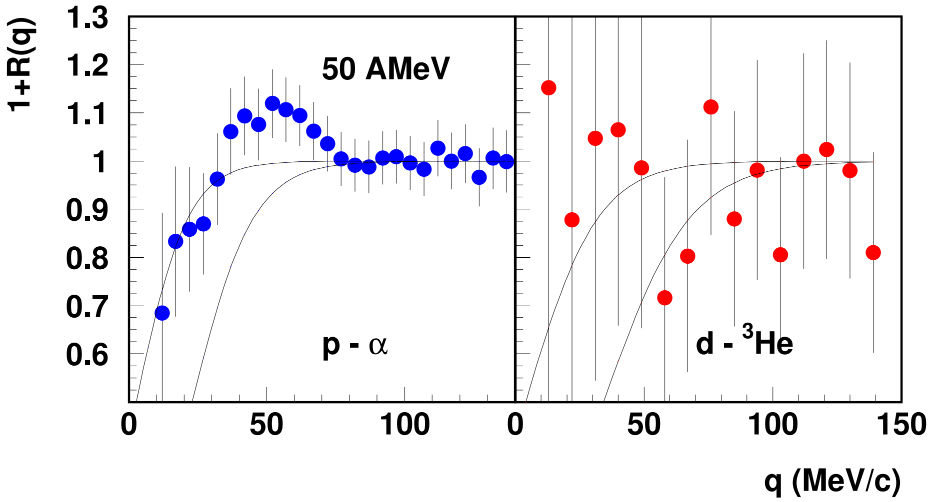

Abbildung 49: p-α und d-^{3}He Korrelationsfunktion für 50 A·MeV Strahlenergie ohne Stoßparameterselektion.

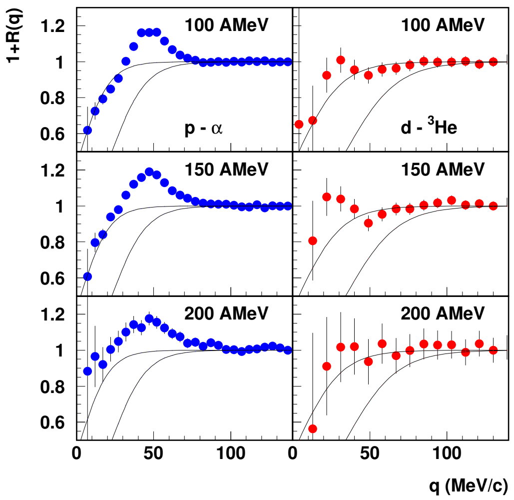

Abbildung 50: p-α und d-^{3}He Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und zentralen Stoßparameterbereich.

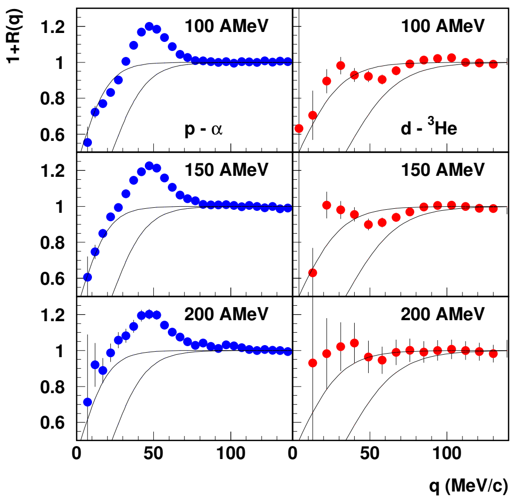

Abbildung 51: p-α und d-^{3}He Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und halbzentralen Stoßparameterbereich.

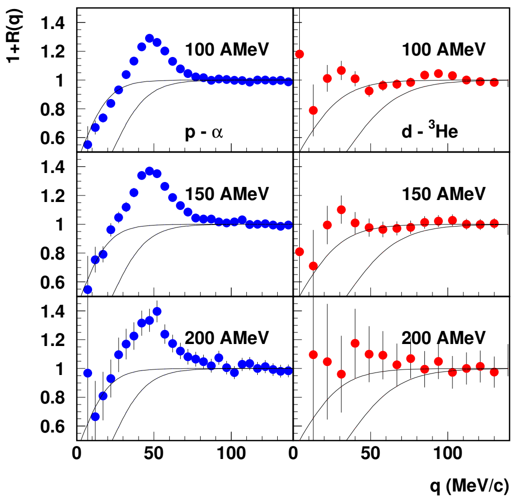

Abbildung 52: p-α und d-^{3}He Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und peripheren Stoßparameterbereich.

E.3 ^{6}Li - Thermometer

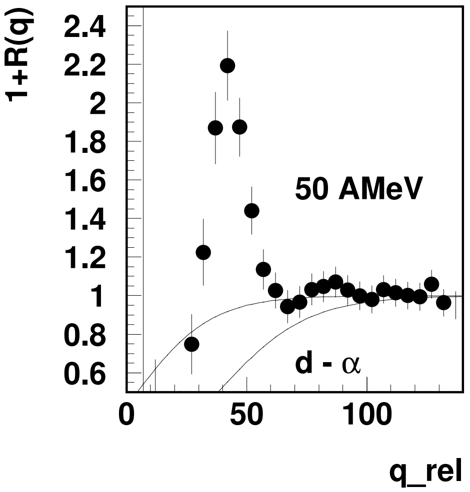

Abbildung 53: $d - \alpha$ Korrelationsfunktion für 50 A·MeV Strahlenergie ohne Stoßparameterselektion.

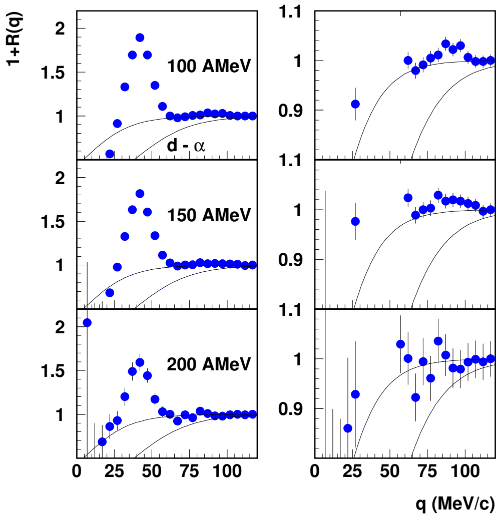

Abbildung 54: $d-\alpha$ Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und zentralen Stoßparameterbereich.

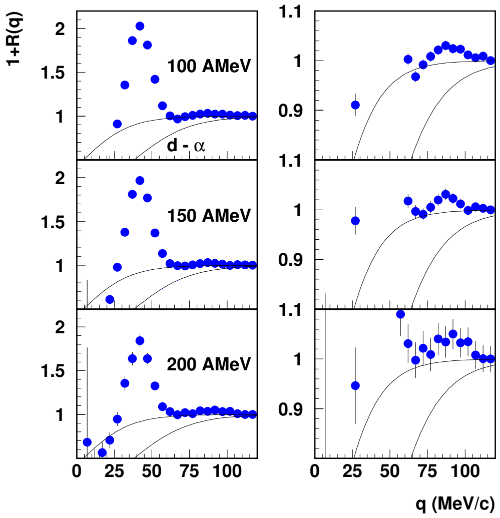

Abbildung 55: $d-\alpha$ Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und halbzentralen Stoßparameterbereich.

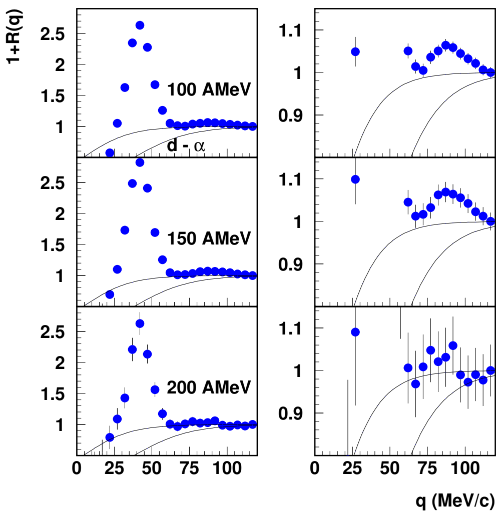

Abbildung 56: $d - \alpha$ Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und peripheren Stoßparameterbereich.

E.4 ^{8}Be - Thermometer

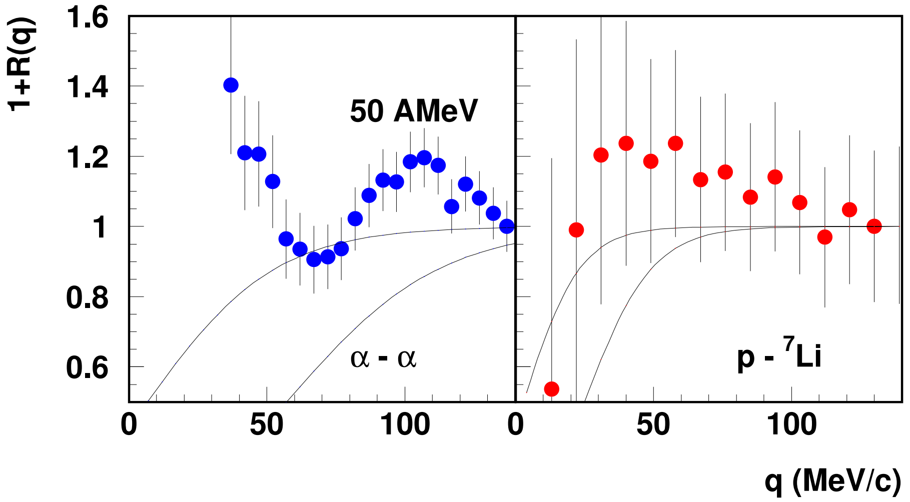

Abbildung 57: α-α und p-^{7}Li Korrelationsfunktion für 50 A·MeV Strahlenergie ohne Stoßparameterselektion.

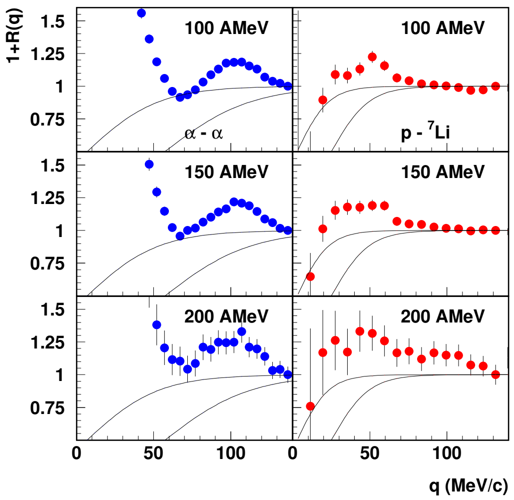

Abbildung 58: α-α und p-^{7}Li Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und zentralen Stoßparameterbereich.

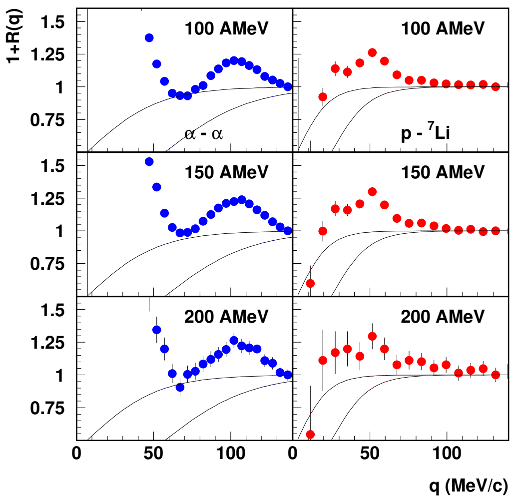

Abbildung 59: α-α und p-^{7}Li Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und halbzentralen Stoßparameterbereich.

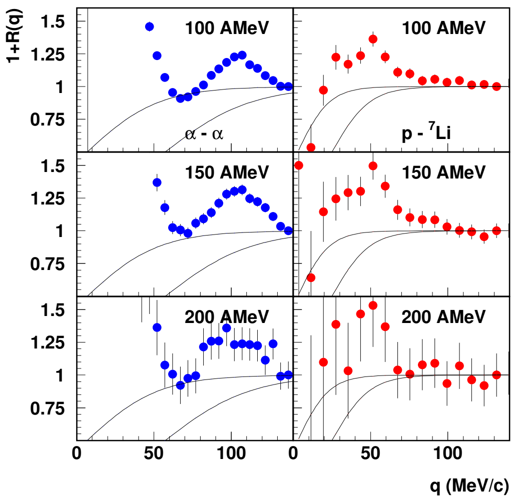

Abbildung 60: α-α und p-^{7}Li Korrelationsfunktionen für verschiedene Strahlenergien und peripheren Stoßparameterbereich.

F Temperatureichkurven

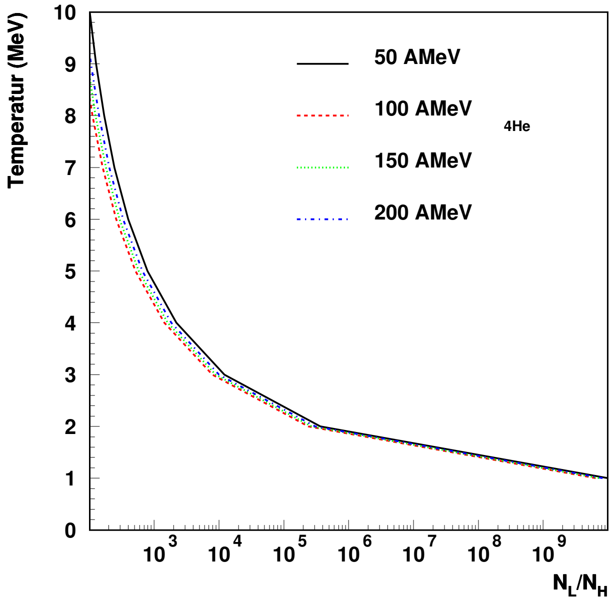

Abbildung 61: Die Temperatureichkurve für das ^{4}He-Thermometer

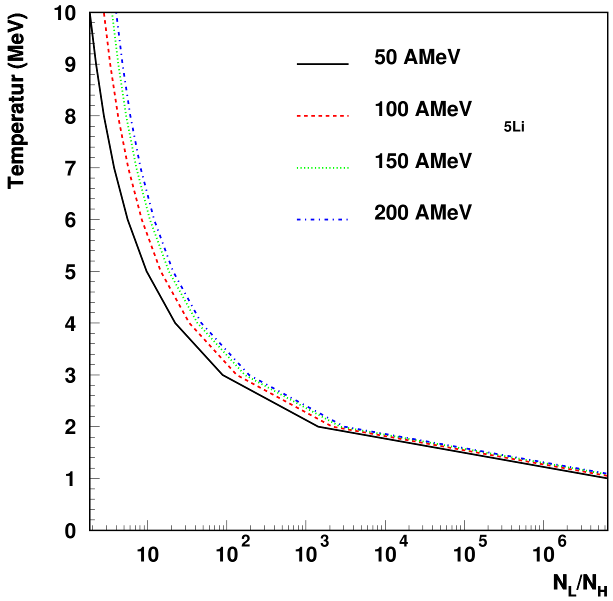

Abbildung 62: Die Temperatureichkurve für das ^{5}Li-Thermometer

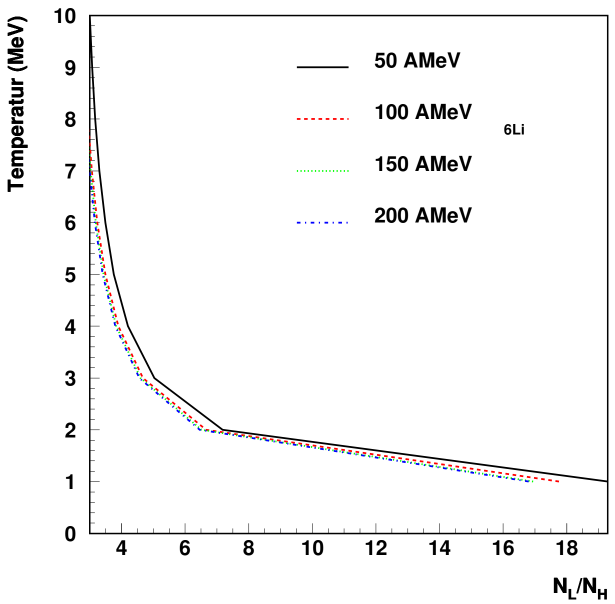

Abbildung 63: Die Temperatureichkurve für das ^{6}Li-Thermometer

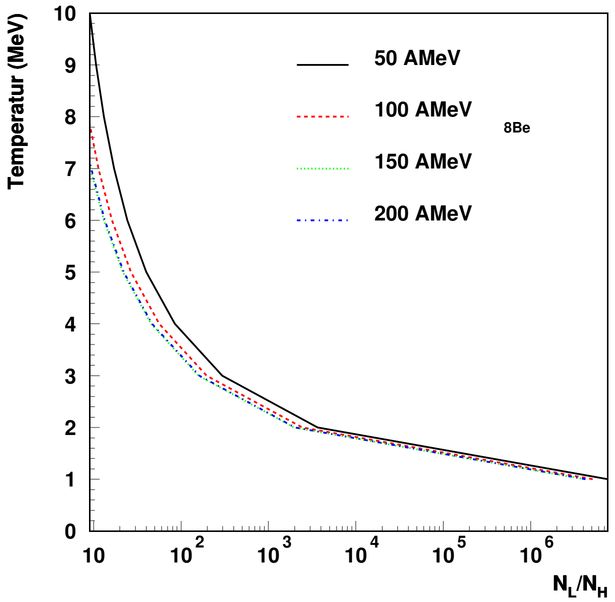

Abbildung 64: Die Temperatureichkurve für das ^{8}Be-Thermometer

Literatur

[Aic84] J. Aichelin, J. Hüfner, and R. Ibara
Cold breakup of spectator residues in nucleus-nucleus collisions at high energy
Phys Rev C **30**, 107 (1984)

[Aic91] J. Aichelin
'Quantum' Molecular Dynamics - a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions
Phys Rep **202**, 233 (1991)

[Ajz84] F. Ajzenberg-Selove
Energy levels of light nuclei A=5-10
Nucl. Phys. **A413**, 28 (1984)

[Ala88] The ALADIN Collaboration
Proposal for a Forward Spectrometer at the 4π *Detector*
GSI-Report 88-08 (März 1988) ISSN 0171-4546, GSI-Nachrichten 02-89 (1988)

[Alb85] S. Albergo, S. Costa, E. Costanzo and A. Rubbino
Temperature and free-nucleon densities of nuclear matter exploding into light clusters in heavy-ion collisions
Il Nuovo Cimento **89A**, 1 (1985)

[Bar96] H.W. Barz, J.P. Bondorf, D. Idier, I.N. Mishustin
Cluster production and correlation in nuclear molecular dynamics
Phys. Lett. **B382**, 343 (1996)

[Bau75] H.G. Baumgardt, J.U. Schott, Y. Sakamoto, E. Schopper, H. Stöcker, J Hofmann, W. Scheid, W. Greiner
Shock waves and Mach Cones in Fast Nucleus-Nucleus Collisions
Z. Phys. A **273**, 359 (1975)

[Bel94] M. Belkacem, V. Latora, and A. Bonasera
Dynamics of unstable matter
Phys. Lett. B **326**, 21 (1994).

[Ber83] G. Bertsch and P.J. Siemens
Nuclear fragmentation
Phys. Lett. **126B**, 9 (1983)

[Bet37] H.A. Bethe
Nuclear Physics Rev. Mod. Phys **9**, 69 (1937)

[Boa86] D.H. Boal and A.L. Goodman
Fragmentation in the mechanical instability region
Phys. Rev. C **33**, 1690 (1986)

[Boa90] D.H. Boal and J.N. Glosli
Fluctuation growth and spinodal decomposition in heavy ion reactions
Phys. Rev. C **42**, R502 (1990)

[Bon85] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei
Nucl. Phys. **A444**, 460 (1985)

[Bon85a] P. Bonche, S. Levit and D. Vautherin
Statistical properties and stability of hot nuclei
Nucl. Phys. **A436**, 265 (1985)

[Bon94] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, I.N. Mishustin, S.R. Souza
Formation and Breakup of Extra-Large Composite System in Central Au + Au Collisions
Phys. Rev. Lett. **73**, 628 (1994)

[Bon95] J. Bondorf, D. Idier, I.N. Mishustin
Self organization in expanding nuclear matter
Phys. Lett. **B359**, 261 (1995)

[Bot94] R. Botet and M. Ploszajczak
New trends in kinetic fragmentation theory
Int. Journ. of Mod. Phys. E 3 (1994) 1033
GANIL pre-print P94-14 (1994)

[Cav90] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D.L'Hôte, J. Poitou and O. Valette
Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions
Phys. Rev. C **42**, 1760 (1990)

[Cha88] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.G. Sarantities, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand
Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions
Nucl. Phys. **A483**, 371 (1988).

[Che88] Z. Chen and C.K. Gelbke
Sequential feeding and temperature determination from the relative populations of widely separated states in ^4He, ^5Li, and ^8Be nuclei
Phys. Rev. C **38**, 2630 (1988)

[Chi83] C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, D.R. Klesch, W.G. Lynch, M.B. Tsang, T.C. Awes, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, R.L. Robinson, and G.R. Young
Light particle emission in ^{16}O-induced reactions on ^{12}C, ^{27}Al, and ^{197}Au at $E/A = 25\ MeV$
Phys. Rev. C **34**, 858 (1986)

[Chi83a] C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, A.D. Panagiotou, M.B. Tsang, H. Utsunomiya, W.A. Friedman
Emission of complex nuclei in ^{12}C induced reactions at $E/A = 15$ and $30\ MeV$
Phys. Lett. **131B**, 289 (1983)

[Dan92] P. Danielewicz and Q. Pan
Blast of light fragments from central heavy-ion collisions
Phys. Rev. C **46**, 2002 (1992)

[Dos86] K.G.R. Doss, H.-A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, K.-H. Kampert, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, H. Wiemann
Nuclear collective flow as a function of projectile energy and mass
Phys. Rev. Lett. **57**, 302 (1986)

[Dos87] K.G.R. Doss, H.-A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, J.W. Harris, B.V. Jacak, K.-H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, L. Teitelbaum, M. Tincknell, S. Weiss, H. Wiemann
Fragment flow in nuclear collisions
Phys. Rev. Lett. **59**, 2270 (1987)

[Ell94] J.B. Elliot, M.L. Gilkes, J.A. Hauger, A.S. Hirsch, E. Hjort, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.K. Srivastava, M.L. Tincknell, P.G. Warren
Extraction of critical exponents from very small percolation lattices
Phys. Rev. C **49** (1994) 3185

[Ess96] H.G. Essel, J. Hoffmann, N. Kurz, R.S. Mayer, W. Ott and D.Schall
The new data acquisition system at GSI
IEEE Transactions on Nuclear Science **43**, 132 (1996)

[Fin82] J.E. Finn, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, R.W. Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow
Nuclear fragment mass yield from high-energy proton-nucleus interactions
Phys. Rev. Lett. **49**, 1321 (1982).

[Fis67] M.E. Fisher
The theory of condensation and the critical point
Physics **Vol.3 No.5**, 255 (1967)

[Fri83] W.A. Friedman
Yields of medium mass nuclear fragments: Statistical emission
Phys. Rev. C **28**, 950 (1983)

[Fri90] W.A. Friedman
Rapid massive cluster formation
Phys. Rev. C **42**, 667 (1990)

[Fri97] S. Fritz
Doktorarbeit
Universität Frankfurt, in Vorbereitung

[Fuc90] H. Fuchs and H.Homeyer
Proceedings on the International Workshop on Particle Correlations and Interferometry in Nuclear Collisions, 305 (1990)

[Gil94] M.L. Gilkes, S. Albergo, F. Bieser, F.P. Brady, Z. Caccia, D.A. Cebra, A.D. Chacon, J.L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J.B. Elliott, J.A. Hauger, A.S. Hirsch, E.L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J.C. Kintner, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, U. Lynen, H.S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W.F.J. Müller, D.L. Olson, M.D. Partlan, N.T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H.G. Ritter, J. Romanski, J.L. Romero, G.V. Russo, H. Sann, R. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B.K. Srivastava,

T.J.M. Symons, M. Tincknell, C. Tuve, S. Wang, P. Warren, H.H. Wieman, K. Wolf
The determination of critical exponenets from the multifragmentation of gold nuclei
Phys. Rev. Lett. **73**, 1590 (1994)

[Gon88] W.G. Gong, Y.D. Kim, G. Poggi, Z. Chen, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M.R. Maier, T. Murakami, M.B. Tsang, and H.M. Xu
Resolution tests of CsJ(Tl) scintillators read out by pin diodes
Nucl. Instrum. Methods A **268**, 190 (1988)

[Gon90] W.G. Gong, N. Carlin, and C.K. Gelbke
Quality tests of CsJ(Tl) scintillators
Nucl. Instrum. Methods A **287**, 639 (1990)

[Gro85] D.H.E. Gross, Xiao-ze Zhang
Fragmentation of big nuclei by protons at high energies - Monte Carlo sampling of the open phase space
Phys. Lett. B **161**, 47 (1985)

[Gro90] D.H.E. Gross
Statistical decay of very hot nuclei - the production of large clusters
Rep. Prog. Phys. **53**, 605 (1990)

[Gro93] D.H.E. Gross
Multifragmentation link between fission and the liquid-gas phase-transition
Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 155 (1993)

[Gro94] C. Groß
Entwicklung und Test eines 0^o-Detektors für die ALADIN-Flugzeitwand
Diplomarbeit, Universität Frankfurt(1994)

[Gro97] C. Groß
Doktorarbeit
Universität Frankfurt, in Vorbereitung

[Had94] S. Haddad and M.K. Weigel
Thermostatic properties and Coulomb instability of highly excited nuclei
Phys. Rev. C **49**, 3228 (1994)

[Hah88] D. Hahn and H. Stöcker
The quantum statistical model of fragment formation
Nucl. Phys. **A476**, 718 (1988)

[Hah88a] D. Hahn and H. Stöcker
Multifragmentation and dissociation in heavy ion collisions
Phys. Rev. C **37**, 1048 (1988)

[Han56] R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss
Nature **177**, 27 (1956)

[Han56a] R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss
Nature **178**, 1046 (1956)

[Hof76] J. Hofmann, W. Scheid, W. Greiner
Thermal Excitation of Nucleons in Relativistic High-Density Nuclear Shock Waves
Il Nuovo Cimento **33**, 343 (1976)

[Hsi94] W.C. Hsi, G.J. Kunde, J. Pochodzalla, W.G. Lynch, M.B. Tsang, M. Begemann-Blaich, D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, T. Glasmacher, T. Hofmann, G. Imme, I. Iori, J. Hubele, J. Kempter, P. Kreutz, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, U. Lynen, M. Mang, A. Moroni, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, G.F. Peaslee, G. Raciti, F. Rosenberger, H. Sann, R. Scardoni, A. Schüttauf, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, A. Tucholski, C. Williams, A. Wörner, B. Zwieglinski
Collective Expansion in Central Au + Au Collisions
Phys. Rev. Lett. **73**, 3367 (1994)

[Hub91] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Fragmentation of gold projectiles: From evaporation to total disassembly
Z. Phys. **340**, 263 (1991)

[Hub92] J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman, R.J. Charity
Statistical fragmentation of Au projectiles at E/A=600MeV
Phys. Rev. C **46**, R1577 (1992)

[Hub92a] J.C. Hubele
Untersuchung der Multi-Fragment-Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei E/A=600MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1992)

[Hüf86] J. Hüfner and D. Mukhopadhyay
Fragmentation of Nuclei, Stones and Asteroids
Phys. Lett. B **173**, 373 (1986)

[Imr80] Y. Imry
Finite-size rounding of a first-order phase transition
Phys. Rev. B **21**, 2042 (1980).

[Jaq83] H. Jaqaman, A.Z. Mekjian and L. Zamick
Nuclear condensation
Phys. Rev. C **27**, 2782 (1983)

[Jen86] B.K. Jennings, D.H. Boal, and J.C. Shillcock
Two particle correlation functions in the thermal model and nuclear interferometry

descriptions
Phys. Rev. C **33**, 1303 (1986)

[Jeo94] S.C. Jeong for the FOPI Collaboration
Collective Motion in Selected Central Collisions of Au on Au at 150 A MeV
Phys. Rev. Lett. **72** 3468 (1994)

[Kam89] K.H. Kampert
Shock compressions of hadronic matter in high-energy heavy-ion collisions
J. Phys. G **15**, 691 (1989)

[Kap84] J. Kapusta
Deuteron and entropy production and the liquid-gas phase transition
Phys. Rev. C **29**, 1735 (1984)

[Kim91] Y.D. Kim, R.T. de Souza, D.R. Bowman, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, and F. Zhu
Time scale for emission of intermediate-mass fragments in $^{36}Ar +^{197} Au$ *collisions at* $E/A = 35$ *MeV*
Phys. Rev. Lett. **67**, 14 (1991)

[Kim92] Y.D. Kim, R.T. de Souza, D.R. Bowman, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, and F. Zhu
Intermediate mass fragment emission in $^{36}Ar +^{197} Au$ *collisions at* $E/A = 35$ *MeV*
Phys. Rev. C **45**, 338 (1992)

[Kle96] U.Kleinevoß
Bau eines Startdetektors für hohe Strahlraten und schwere Projektile
Diplomarbeit, Universität Münster (1996)

[Kon94] J. Konopka, H. Graf, H. Stöcker and W. Greiner
Observable consequences of chemical equilibration in energetic heavy ion collisions
Phys. Rev. C **50**, 2085 (1994)

[Kon95] J. Konopka *Fragmentproduktion und Teilchenfluß in Schwerionenstößen und ihre Bedeutung für die thermodynamischen Eigenschaften von Kernmaterie*
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Kop74] G.I. Kopylov
Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism
Phys. Lett. B **50**, 472 (1974)

[Kre92] P. Kreutz
Ladungskorrelationen beim Aufbruch von Goldprojektilen in Reaktionen bei E/A = 600 MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1992)

[Kre93] P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Charge correlations as a probe of nuclear disassembly
Nucl. Phys. **A556**, 672 (1993)

[Kun90] G.J. Kunde
Diplomarbeit
Korrelationen leichter Teilchen in der Reaktion 40Ar auf 197Au bei E/A = 200MeV
Universität Heidelberg
GSI-Report August 1990, ISSN 0171-4546

[Kun91] G.J. Kunde, J. Pochodzalla, J. Aichelin, E. Berdermann, B. Berthier, C. Cerruti, C.K. Gelbke, J. Hubele, P. Kreutz, S. Leray, R. Lucas, U. Lynen, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.H. Pinkenburg, R. Raciti, H. Sann, W. Trautmann
Emission temperatures in ^{40}Ar + ^{197}Au reactions in the limiting fragmentation regime
Phys. Lett. B **272**, 202 (1991)

[Kun94] G.J. Kunde
Multifragmentation in der Reaktion ^{197}Au $+^{197}$ Au in zentralen Kollisionen bei E/A=100MeV und peripheren Kollisionen bei E/A=400MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1994)

[Kun95] G.J. Kunde, W.C. Hsi, W.D. Kunze, A. Schüttauf, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, W.G. Lynch, U. Lynen, M. Mang, T. Möhlenkamp, A. Moroni, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, G.F. Peaslee, J. Pochodzalla, G. Raciti, T. Rubehn, H. Sann, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Fragment flow and the multifragmentation phase space
Phys. Rev. Lett. **74**, 38 (1995)

[Kun96] W.D. Kunze
Energie- und Targetabhängigkeit der Projektilfragmentation in asymmetrischen Schwerionenstößen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1996)

[Lab90] P. Labastie and R.L. Whetten
Statistical thermodynamics of the cluster solid-liquid transition
Phys. Rev. Lett. **65**, 1567 (1990)

[Lam78] D.Q. Lamb, J.M. Lattimer, C.J. Pethick and D.G. Ravenhall
Hot Dense Matter and Stellar Collapse
Phys. Rev. Lett. P**41**, 1623 (1978)

[Lev85] S. Levit and P. Bonche
Coulomb instability in hot compound nuclei approaching liquid-gas transition
Nucl. Phys. **A437**, 426 (1985)

[Lop84] J.A. Lopez and P.J. Siemens
Nuclear fragmentation
Nucl. Phys. **A431**, 728 (1984)

[Mek78] A.Z. Mekjian
Explosive nuleosynthesis, equilibrium thermodynamics, and relativistic heavy-ion collisions
Phys. Rev. C **17**, 1051 (1978)

[Möh96] T. Möhlenkamp
Bestimmung der Aufbruchtemperatur hochangeregter Kerne aus Isotopenverhältnissen leichter Fragmente
Doktorarbeit, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden (1996)

[Möh95] T. Möhlenkamp for the ALADIN/LAND-Collaboration
Isotope ratios of light fragments as thermometers in heavy ion reactions
Proceedings of the XXXIII international winter meeting on nuclear physics, Bormio (Italy) January 23-27, (1995)

[Mor84] D.J. Morrissey, W. Benenson, E. Kashy, B. Sherrill, A.D. Panagiotou, R.A. Blue, R.M. Ronningen, J. van der Plicht, H. Utsunomiya
Excited state production and temperature measurement in a heavy ion reaction
Phys. Lett. **B148**, 423 (1984)

[Mor85] D.J. Morrissey, W. Benenson, E. Kashy, C. Bloch, M. Lowe, R.A. Blue, R.M. Ronningen, B. Sherrill, H. Utsunomiya, I. Kelson
Nuclear temperatures in the reaction of $^{1}4N$ with Ag at 35 MeV/nucleon
Phys. Rev. **C32**, 877 (1985)

[Mor86] D.J. Morrissey, C. Bloch, W. Benenson, E. Kashy, R.A. Blue, R.M. Ronningen, R. Aryaeinejad
Thermal population of nuclear excited states
Phys. Rev. **C34**, 761 (1986)

[Mur89] T. Murakami, T.K. Nayak, W.G. Lynch, K. Swartz, Z. Chen, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, M.R. Maier, J.Pochodzalla, M.B. Tsang, H.M. Xu and F. Zhu
A position sensitiv high resolution hodoscope for particle unstable intermediate mass fragments
Nucl. Instr. and Methods A**275**, 112 (1989)

[Nat95] J.B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, Z. Majka, P. Gonthier, L. Li, N. Mdeiwayeh, B. Xiao, Y. Zhao
Limiting Temperatures of Neutron Rich Nuclei; a possible interpretation of the ALADIN data
Comment on Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995)

[Nay89] T.K. Nayak, T. Murakami, W.G. Lynch, K. Swartz, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, J. Pochodzalla, M.B. Tsang, F. Zhu, and K. Kwiatkowski

Phys. Rev. Lett. **62**, 1021 (1989)

[Nay92] T.K. Nayak, T. Murakami, W.G. Lynch, K. Swartz, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, J. Pochodzalla, M.B. Tsang, H.M. Xu, and F. Zhu
Emission temperatures from the decay of particle unstable complex nuclei
Phys. Rev. C **45**, 132 (1992)

[Ock93] Burkhard Ocker
Diplomarbeit
Kalibrierung der ALADiN Flugzeitwand
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1993

[Ock97] Burkhard Ocker
Doktorarbeit
Universität Frankfurt, in Vorbereitung

[Ode98] Tariq Odeh
Doktorarbeit
Universität Frankfurt, in Vorbereitung

[Pan84] A.D. Panagiotou, M.W. Curtin, H. Toki, D.K. Scott, P.J. Siemens
Experimental evidence for a liquid gas phase transition in nuclear systems
Phys. Rev. Lett. **52**, 496 (1984).

[Pap94] G. Papp and W. Nörenberg
The path of hot nuclei towards multifragmentation
Proceedings of the International Workshop XXII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg 1994, p. 87, GSI-Preprint 95-30, subm. to Heavy Ion Physics

[Pei89] G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, A. Rosenhauer, A. Bohnet, and J. Aichelin
Multifragmentation, fragment flow, and the nuclear equation of state
Phys. Rev. C **39**, 1402 (1989)

[Pei91] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker, and W. Greiner
Clustering in nuclear matter at subsaturation densities
Phys. Lett. B **260**, 271 (1991)

[Pei94] G. Peilert, H. Stöcker and W. Greiner
Physics of high-energy heavy-ion collisions
Rep. Prog. Phys. **57**, 533 (1994)

[Pin89] C.H. Pinkenburg
Entwicklung eines Hodoskops zur Messung von Kleinwinkelkorrelationen leichter Teilchen aus Schwerionenreaktionen
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1989)

[Poc85] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregóire, A. Kyanowski, W. Mittig, A. Péghaire, J. Pèter, F. Saint - Laurent, Y.P. Viyogi, B. Zwieglinski, G. Bizard, F. Lefèbvres, B. Tamain, and J. Quebert
Nuclear Temperatures and the Population of Particle-Unstable States of ^{6}Li *in* ^{40}Ar*-Induced Reactions on* ^{197}Au *at* $E/A = 60$ *MeV*
Phys. Rev. Lett. **55**, 177 (1985)

[Poc85a] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregóire, A. Kyanowski, W. Mittig, A. Péghaire, J. Pèter, F. Saint-Laurent, Y.P. Viyogi, B. Zwieglinski, G. Bizard, F. Lefèbvres, B.

Tamain, and J. Quebert
Emission temperatures in intermediate energie nuclear collisions from the relative populations of widely separated states in ^5Li and ^8Be
Phys. Lett. **161B**, 275 (1985)

[Poc95] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, T. Rubehn, A. Schüttauf, A. Wörner, E. Zude, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, C. Gross, H. Emling, A. Ferrero, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, B. Ocker, G. Raciti, H. Sann, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, A. Trzcinski, W. Trautmann, A. Tucholski, G. Verde, B. Zwieglinski
Probing the nuclear liquid-gas phase transition
Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995), GSI-Preprint GSI-95-13, Feb. 1995

[Poc95a] J. Pochodzalla, S. Aiello, M. Begemann-Blaich, Th. Blaich, D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, W.C. Hsi, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, J. Kempter, P. Kreutz, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, Lisa, W.G. Lynch, U. Lynen, M. Mang, L.G. Moretto, A. Moroni, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, V. Pappalardo, G.F. Peaslee, G. Raciti, F. Rosenberger, T. Rubehn, H. Sann, R. Scardaoni, A. Schüttauf, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, W. Trautmann, M.B. Tsang, A. Tucholski, C.W. Williams, A. Wörner, E. Zude, B. Zwieglinski
Multifragmentation and Flow: peripheral vs. central collisions
Nucl. Phys. **A583**, 553 (1995)

[Pog95] G. Poggi for the FOPI Collaboration
Evidence for collective expansion in light-particle emission following Au+Au collisions at 100, 150 and 250 A·MeV
Nucl. Phys. **A586**, 755 (1995)

[Rab86] H.J. Rabe
Untersuchung peripherer Schwerionenreaktionen bei 84MeV/Nukleon
Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1986)
GSI-Report 86/08

[Rei97] W.Reisdorf, D.Best, A.Gobbi, N.Herrmann, K.D.Hildenbrandt, B.Hong, S.C.Jeong, Y.Leifels, C.Pinkenburg, J.L.Ritman, D.Schüll, U.Sodan, K.Teh, G.S.Wang, J.P.Wessels, T.Wienold, J.P.Alard, V.Amouroux, Z.Basrak, N.Bastid, I.Belyaev, L.Berger, J.Bieganský, M.Bini, S.Boussange, A.Buta, R.Caplar, N.Cindro, J.P.Coffin, P.Chrochet, R.Dona, P.Dupieux, M.Dzelalija, J.Erö, M.Eskef, P.Fintz, Z.Fodor, L.Fraysse, A.Genoux-Lubain, G.Goebels, G.Guillaume, Y.Grigorian, E.Häfele, S.Hölbing, A.Houari, M.Ibnouzahir, M.Joriot, F.Jundt, J.Kecskemeti, M.Kirejczyk, P.Koncz, Y.Korchagin, M.Korolija, R.Kotte, C.Kuhn, D.Lambrecht, A.Lebedev, I.Legrand, C.Maazouzi, V.Manko, T.Matulewicz, P.R.Maurenzig, H.Merlitz, G.Mgebrishvili, J.Mösner, S.Mohren, D.Moisa, G.Montarou, I.Montbel, P.Morel, W.Neubert, A.Olmi, G.Pasquali, D.Pelte, M.Petrovici, G.Poggi, P.Pras, F.Rami, V.Ramillien, C.Roy, A.Sadchikov, Z.Seres, B.Sikora, V.Simion, K.Siwek-Wilczynska, V.Smolyankin, N.Taccetti, R.Tezkratt, L.Tizniti, M.Trazaska, M.A.Vasiliev, P.Wagner, K.Wisniewski, D.Wohlfarth and A.Zhilin

Central collisions of Au on Au at 150,250 and 400 AMeV
Nucl. Phys A 612, 493 (1997)

[San83] A. Sandoval, R. Bock, R. Brockmann, A. Dacal, J.W. Harris, M. Maier, M.E. Ortitz, H.G. Pugh, W. Rauch, R.E. Renfordt, F. Riess, L.S. Schroeder, R. Stock, H. Stroebele, L. Wolf
Streamer chamber experiments
Nucl. Phys. **A400**, 365c (1983)

[Sat89] L. Satpathy, M. Mishra, and R. Nayak
Nuclear liquid-gas phase transition with finite range force
Phys. Rev. C **39**, 162 (1989)

[Sch69] W. Scheid, W. Greiner
Quasimolecular Nuclear Optical Potentials
Z. Phys. A **226**, 364 (1969)

[Sch74] W. Scheid, H. Müller, W. Greiner
Nuclear Shock Waves in Heavy Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **32**, 741 (1974)

[Schü91] A. Schüttauf
Diplomarbeit
Entwicklung eines Lasersystems für die Flugzeitwand des ALADIN-Spektometers
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1991

[Sch96] A. Schüttauf
Doktorarbeit
Universität Frankfurt (1996)

[Sch78] W.U. Schröder, J.R, Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf, V.E. Viola Jr.
Mechanisms of very heavy-ion collisions: The $^{209}Bi +^{136} Xe$ *reaction at* $E_Lab = 1130 MeV$
Phys. Rep. **45**, 301 (1978)

[Sch97] M. Schnittker
Doktorarbeit
Universität Frankfurt, in Vorbereitung

[Sch93] C. Schwarz, W.G. Gong, N. Carlin, C.K. Gelbke, J.D. Kim, W.G. Lynch, T. Murakami, G. Poggi, R.T. de Souza, M.B. Tsang, H.M. Xu, D.E. Fields, K. Kwiatkowski, V.E. Viola,Jr., S.J. Yennello
Emission temperatures from widely separated states in ^{14}N*- and* ^{129}Xe*-induced reactions*
Phys. Rev. C **48**, 676 (1993)

[Sch94] C. Schwarz, W.G. Gong, N. Carlin, C.K. Gelbke, J.D. Kim, W.G. Lynch, T. Murakami, G. Poggi, R.T. de Souza, M.B. Tsang, H.M. Xu, K. Kwiatkowski, V.E. Viola,Jr., S.J. Yennello
Nonstatistical populations of particle-unbound states in ^{10}B
MSUCL **919**, Preprint (1994)

[Ser93] Volker Serfling
Diplomarbeit
Mehrfachtreffer in der Flugzeitwand des ALADIN-spektrometers
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1993

[Sie79] P.J. Siemens, J.O. Rasmussen
Evidence for a blast wave from compressed nuclear matter
Phys. Rev. Lett. **42**, 880 (1979)

[Sie83] P.J. Siemens
Liquid-gas phase transition in nuclear matter
Nature **305**, 410 (1983).

[Sto86] R. Stock
Particle production in high energy nucleus–nucleus collisions
Phys. Reports 135 (1986) 259

[Tro88] R. Trockel, K.D. Hildenbrand, U. Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, H. Sann, H. Stelzer, W. Trautmann, R. Wada, E. Eckert, J. Pochodzalla, N. Brummund
Entropy in $^{12}C + 197Au$ *at intermediate energies*
Phys. Rev. C **38**, 576 (1988)

[Tro89] R. Trockel, K.D. Hildenbrand, U. Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, H. Sann, H. Stelzer, W. Trautmann, R. Wada, E. Eckert, P. Kreutz, A. Kühmichel, J. Pochodzalla, D. Pelte
Onset of multifragment emission in heavy-ion collisions
Phys. Rev. C **39**, 729 (1989)

[TUNL] Triangle Universities Nuclear Laboratory
Nuclear data evaluation project
http://www.tunl.duke.edu/

[Wan94] Wang Neng-ping, Yang Shan-de, and Xu Gong-ou
The liquid-gas phase transition in finite nuclear matter with the Skyrme force
J. Phys. G **20**, 101 (1994)

[Wei37] V.F. Weißkopf
Phys. Rev. **52**, 295 (1937)

[Wei35] C.F. von Weizsäcker
Z. Phys. **96**,431 (1935)

[Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock
Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relatistic Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **37**, 1202 (1976)

[Wör95] A. Wörner
Kritisches Verhalten in der Kernfragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Xi93] Xi Hongfei, Zhan Wenlong, Zhu Yongtai, Guo Zhongyan, Hu Xiaoqing, Liu Guanhua, Zhou Jianqun, Yin Shuzi, Zhao Youxiong, Wei Zhiyong, and Fan Enjiie
Light-charged-particle correlation measurement in 46.7 MeV/u 12C-induced reactions
Nucl. Phys. A **552**, 281 (1993)

[Yun74] Yung-Su Tsai
Pair production and bremsstrahlung of charged leptons
Rev. of mod. Phys. **46**, 815 (1974)

[Zaj84] W.A. Zajc, J.A. Bistirlich, R.R. Bossingham, H.R. Bowman, C.W. Clawson, K.M. Crowe, K.A. Frankel, J.G. Ingersoll, J.M. Kurck, C.J. Martoff, D.L. Murphy, J.O. Rasmussen, J.P. Sullivan, E. Yoo, O. Hashimoto, M. Koike, W.J. McDonald, J.P. Miller, and P. Truöl
Two Pion Correlations in heavy ion collisions
Phys. Rev C **29**, 2173 (1984)

[Zie85] J.F. Ziegler
The stopping and range of ions in solids Pergamon Press, 1985

[Zhe94] G.T. Zheng
Liquid-gas phase diagrams and Gibbs free energy per nucleon
Phys. Rev C **50**, 771 (1994)

[Zhu94] F. Zhu, M.J. Huang, W.G. Lynch, T. Murakami, Y.D. Kim, T.K. Nayak, R. Pelak, M.B. Tsang, H.M. Xu, W.G. Gong, K. Kwiatkowski, R. Planeta, S. Rose, V.E. Viola Jr., L.W. Woo, S.Yennello and J. Zhang
Excited state populations for equilibrium and preequilibrium emission Phys. Letters B**322**, 43 (1994)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. U. Lynen für die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsbedingungen an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt.
- Herrn Dr. C. Schwarz für die zahlreichen Diskussionen und die vielfältige Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.
- Meinen Kollegen in der Abteilung Kernphysik III an der GSI für die gute Zusammenarbeit.

  Dr. M. Begemann-Blaich, S. Fritz, C. Groß, U. Kleinevoß, Dr. W.D. Kunze, Dr. M. Mahi, Dr. T. Möhlenkamp[1], Dr. W.F.J. Müller, B. Ocker, T. Odeh, Dr. habil. J. Pochodzalla[2], M. Schnittker, Dr. A. Schüttauf, Dr. habil. W. Trautmann, Dr. A. Wörner, Dr. H. Xi[3],

  [1] jetzt: Forschungszentrum Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany
  [2] jetzt: Max-Planck Institut für Kernphysik,Saupfercheckweg 1, 69177 Heidelberg, Germany
  [3] jetzt: Department of Physics and Astronomy and National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University, East Lansing, MI 48824, USA

- Allen externen Mitarbeitern am S117-Experiment:

  R. Bassini[4], S. Gaff[5], G. Imme'[6], I. Iori[4], G.J. Kunde[5], V. Maddalena[6], A. Moroni[4], C. Nociforo[6], F. Petruzzelli[4], G. Raciti[6], G. Riccobene[6], F.P. Romano[6], A. Saija[6], W. Seidel[7], C. Sfienti[6], A. Trzcinski[8], G. Verde[6], B. Zwieglinski[8]

  [4] I.N.F.N. Sezione di Milano and Department of Physics - University of Milano, I-20133 Milano, Italy
  [5] Department of Physics and Astronomy and National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University, East Lansing, MI 48824, USA
  [6] Dipartimento di Fisica - Universitá di Catania and I.N.F.N.- Laboratorio Nazionale del Sud and Sezione di Catania I-95123 Catania, Italy
  [7] Forschungszentrum Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany
  [8] Soltan Institute for Nuclear Studies, 00-681 Warsaw, Hoza 69, Poland

- Herrn Dr. N. Kurz, sowie allen Mitarbeitern der Abteilung DV/EE an der GSI, für die tatkräftige Unterstützung beim Aufbau des Datenaufnahmesystems.
- Herrn Dr. J. Konopka (Universität Frankfurt) für die Unterstützung bei den QSM-Rechnungen.

Lebenslauf

Geburtsdatum:	2.September 1967
Geburtsort:	Frankfurt am Main
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	Deutsch

- 1974-1978 Pfingstbergschule Mannheim (Grundschule)
- 1978-1987 Otto-Hahn-Schule Hanau (Gymnasium)
- Mai 1987 Abitur
- 1.7.1987 bis 30.9.1988 Wehrdienst
- Oktober 1988 Beginn des Physikstudiums an der Johann-Wolfgang-Goethe Universität in Frankfurt am Main
- Juni 1990 Vordiplom-Prüfung
- 1992 Anfertigung der Diplomarbeit an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Titel: Mehrfachtreffer in der Flugzeitwand des ALADIN-Spektrometers
- Juli 1993 Diplom-Prüfung
- Auszeichnung mit dem Studienpreis der Heraeus-Stiftung
- seit 1.August 1993 Wissenschaftliche Hilfskraft an der GSI und Promotionsstudent an der Johann-Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt.