

Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik-Department

**Bau eines hochauflösenden Fokalebeneendetektors
für den Münchner Q3D-Magnetspektrographen**

Untersuchungen zur Kernstruktur von ^{129}Te

Hans-Friedrich Wirth

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität
München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. A. J. Buras

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. T. von Egidy, i. R.
2. Univ.-Prof. Dr. E. Nolte

Die Dissertation wurde am 21. Juni 2001 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 19. Juli 2001 angenommen.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit zwei Themen aus der Kernspektroskopie. Im ersten, apparativen Teil wird ein neuer Leichten-Detektor, der im Rahmen dieser Arbeit gebaut wurde, vorgestellt. Der zweite Teil ist der Untersuchung der Kernstruktur von ^{129}Te gewidmet.

Der neue Kathodenstreifendetektor, der in der Fokalebene des Münchner Q3D-Magnetspektrographen plaziert wird, ist das Ergebnis einer Reihe von Weiterentwicklungen eines 1989 gebauten Prototyps. Erst eine Einzelstreifenauslese und die Untersuchung der Ereignisse mit Hilfe eines ASICs haben das Detektorkonzept 1996 konkurrenzfähig gemacht. Der nun gebaute Detektor nutzt zum ersten Mal das Potential dieser Entwicklungen voll aus. Neben einer hohen Genauigkeit der Ortsbestimmung (besser als 0.1 mm), einer aktiven Länge von 890 mm, einer gut funktionierenden $\Delta E/E_{\text{Rest}}$ -Teilchenidentifikation und möglichen Zählraten im kHz-Bereich, ist vor allem die Tatsache von Bedeutung, daß kein systematischer Fehler in der Ortsbestimmung auftritt. Außerdem ermöglicht das Konzept der Einzelstreifenauslese hohe Strahlströme am Target, ohne daß die Ortsbestimmung durch den zunehmenden Strahlungsuntergrund merklich gestört wird.

Die Spektroskopie von ^{129}Te ist Teil einer ganzen Serie von Untersuchungen der Tellur-Isotope mit gerader und ungerader Massenzahl, mit der sich unsere Forschungsgruppe seit mehreren Jahren beschäftigt. Durch $(n,\gamma\gamma)$ -Messungen an einem Forschungsreaktor in Řež bei Prag und (d,p) -, (\vec{d},p) - und (\vec{d},t) -Transfermessungen am Beschleunigerlabor in München (zum Teil mit dem neuen Detektor, s.o.) wurde das bis dahin bekannte Niveau- und Zerfallsschema von ^{129}Te wesentlich verfeinert und erweitert. So konnten z.B. nicht-statistische Effekte wie die ungewöhnlich starke Isomer-Bevölkerung und der direkte Neutroneneinfang erklärt bzw. nachgewiesen werden. Das experimentelle Niveauschema wurde mit Interacting-Boson-Fermion-Modell (IBFM)- und Quasiparticle-Phonon-Modell (QPM)-Rechnungen verglichen. Dabei zeigte sich, daß vor allem das IBFM in der Lage ist, die Energien und die Zerfallseigenschaften der niedrigliegenden Zustände gut zu reproduzieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
I	Bau eines hochauflösenden Fokalebenendetektors	5
2	Meßplatz	7
2.1	Tandem-Beschleuniger	7
2.2	Q3D-Magnetspektrograph	7
2.3	Bisherige Fokalebenendetektoren	9
3	Test eines Mikrostreifendetektors	13
3.1	Aufbau des Detektors	13
3.2	Signalerzeugung im Detektor	13
3.3	Ergebnisse und Diskussion	17
4	Aufbau des neuen Kathodenstreifendetektors	19
4.1	Mechanischer Aufbau	19
4.2	Signalerzeugung im Detektor	22
4.3	Ausleseelektronik am Q3D	24
4.4	Koinzidenzschaltung im Kontrollraum	27
5	Spektren des Kathodenstreifendetektors	33
6	Möglichkeiten und Grenzen des Detektors	41
6.1	Auflösungsvermögen	41
6.2	Untergrundunterdrückung	42
6.3	Zählrate	43
6.4	Ausblick	44
II	Untersuchungen zur Kernstruktur von ^{129}Te	47
7	Einführung	49
7.1	Einfang thermischer Neutronen	49
7.2	Transferreaktionen	50

8	(n,$\gamma\gamma$)-Messungen in Řež bei Prag	51
8.1	Meßplatz	51
8.2	Intensitätseichungen und Einzelspektren	51
8.3	Koinzidenzspektren	53
8.4	Gemessene Gamma-Linien und Koinzidenzen	56
9	(d,p)- und (\bar{d},t)-Messungen in München	63
9.1	Quellen für polarisierte Ionen	63
9.2	Durchgeführte Experimente	67
9.3	Beschreibung der Winkelverteilungen durch DWBA-Rechnungen	71
9.4	Typische Winkelverteilungen der gemessenen Reaktionen	74
9.5	Anregungszustände aus den Transfermessungen	77
10	Aufstellung des Niveauschemas	89
11	Vergleich mit theoretischen Modellen	101
11.1	Interacting-Boson-Fermion-Modell (IBFM)-Rechnungen	101
11.2	Quasiparticle-Phonon-Modell (QPM)-Rechnungen	111
11.3	Direkter Neutroneneinfang bei der $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ -Reaktion	111
11.4	Ungewöhnliche Isomer-Bevölkerung	114
11.5	Intruder-Zustände	115
12	Schlußbetrachtung	117
	Anhang	119
A	Koinzidenzschaltungen des Detektors	121
B	Oszilloskopbilder einiger Timings	125
C	Intensitätseichung der (n,γ)-Spektren	131
D	Winkelverteilungen der Transfermessungen	133
E	Abbildungsverzeichnis	173
F	Tabellenverzeichnis	177
	Danksagung	187

1 Einleitung

Ziel der Kernspektroskopie ist es, durch möglichst präzise Experimente Kenntnisse über den Aufbau und die Eigenschaften von Atomkernen zu erhalten.

Ein Atomkern kann auf verschiedene Arten angeregt werden und besitzt viele Zustände, die sich in ihrer Anregungsenergie und ihren Eigenschaften unterscheiden. Dies wird besonders anschaulich bei Transferexperimenten, wie z.B. der $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion offenbar. Durch die Kernreaktion wird ^{128}Te ein Neutron übertragen, wodurch der Kern zu ^{129}Te wird. Wegen der nötigen Energieerhaltung macht sich jede Anregung des neu entstandenen ^{129}Te -Kernes durch eine niedrigere Energie der auslaufenden Protonen bemerkbar. Die durch die energieabhängige räumliche Trennung in der Fokalebene eines Magnetspektrographen nachweisbaren Linien von Protonen spiegeln folglich direkt Anregungszustände von ^{129}Te wider.

Ein Ziel von theoretischen Modellen und Rechnungen ist es nun, die Energie und Charakteristik dieser Zustände zu beschreiben, wobei natürlich Annahmen über den Aufbau des Atomkernes gemacht werden müssen, die sich dann als mehr oder weniger realistisch erweisen.

Während schon seit den sechziger Jahren Magnetspektrographen für diese Art von Experimenten verwendet werden, ist die bis dahin angewandte Technik des Teilchen-nachweises mit Hilfe der Schwärzung photographischer Platten erst in den späten siebziger Jahren durch Proportionalkammern mit elektronischer Auslese ersetzt worden. Erst mit der fortschreitenden Entwicklung von integrierten Schaltkreisen konnten die großen Datenmengen bewältigt werden.

Die mit modernen Detektoren mögliche Teilchenidentifikation über den Energieverlust im Gas des Detektors (und damit die Höhe des Signals am Anodendraht) und die Restenergie (das heißt die Lichtmenge, die beim Stoppen der Teilchen in einem Szintillator erzeugt und mit Photomultipliern nachgewiesen wird) macht bei nahezu jeder Kernreaktion mit leichten Ionen als Ejektile untergrundfreie Spektren möglich. Dadurch konnte die Ortsauflösung gesteigert werden, denn es ist nicht mehr nötig, die falsche Teilchensorte z.B. mit Folien am Eintritt in den Detektor zu hindern, wie das bei Photoplatten zum Teil gemacht wurde. Außerdem kann man sich schon während der Messung von der Qualität der Daten überzeugen. Bei den Photoplatten offenbarte erst das Entwickeln ein Gelingen oder Mißlingen des Experiments.

Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit gebaute Kathodenstreifendetektor für den Münchner Q3D-Magnetspektrographen ist das Ergebnis einer Reihe von Entwicklungen an unserem Lehrstuhl. Der erste Prototyp wurde 1989 von H. Lindner [Lin89] gebaut. Weitgehende Verbesserungen der Ausleseelektronik wurden 1996 abgeschlossen [Ott96].

In dieser Arbeit geht es nun darum, daß ein alternatives Detektorkonzept mit einer auf Glas aufgetragenen Mikrostruktur aus Kathoden- und Anodenstreifen [Scha97] getestet, und ein Kathodenstreifendetektor mit einer vom Konzept her vorgegebenen maximalen aktiven Länge von 890 mm gebaut wurde. Es werden die Funktionsweise des Detektors und der Ausleseelektronik ausführlich beschrieben, und die Grenzen und Möglichkeiten des neuen Detektors aufgezeigt.

Die Verbesserung der Detektoren schlägt sich natürlich in der Genauigkeit und Vielfalt der zu einem bestimmten Kern bekannten experimentellen Daten nieder. Die im Rahmen dieser Arbeit bei (d,p)-, (\vec{d} ,p)- und (\vec{d} ,t)-Transfermessungen am Beschleunigerlabor in München gewonnenen Daten zu ^{129}Te haben mit einer Energieauflösung von 4-6 keV (FWHM) gegenüber früheren Transfermessungen zu ^{129}Te mit Hilfe von Photoplaten [Jol64, Moo67] eine mehr als siebenfach, und im Vergleich zu Messungen mit frühen elektronischen Zählern [Sha81, Gal82] eine mehr als dreifach höhere Auflösung.

Dadurch kann man bei hoher Anregungsenergie ab 2 MeV, wenn die Zustandsdichte merklich zunimmt, noch komplizierte Strukturen auflösen, aber auch unter zwei 2 MeV Anregungsenergie wurden mit Hilfe der neuen Transfermessungen Zustände von ^{129}Te gefunden, die noch nicht bekannt waren.

Die Analyse der am Q3D gemessenen Winkelverteilungen erlaubt beim Einsatz der neuen Atomstrahlquelle für polarisierte Ionen [Her01b] nicht nur die Zuweisung des übertragenen Drehimpulses l , sondern man kann mit Hilfe der Analysierstärke auch den J -Wert des beobachteten Zustandes in vielen Fällen eindeutig festlegen. Dies geschieht mit Hilfe von DWBA (Distorted Wave Born Approximation)-Rechnungen.

Eine weitere Möglichkeit, die zur Untersuchung der Kernstruktur von ^{129}Te genutzt wurde, war die Messung von Gamma-Spektren und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen nach dem Einfang thermischer Neutronen in ^{128}Te am Forschungsreaktor in Řež bei Prag [Hon96]. Hier kamen moderne HPGe (High Purity Germanium)-Detektoren mit hoher Energieauflösung zum Einsatz.

Die Aufzeichnung der Rohdaten beider einzelnen Detektoren zusammen mit einer Zeitinformation erlaubte im Nachhinein, sich zu weit mehr als hundert Linien Koinzidenzspektren zu erzeugen. Dies bedeutet einen großen Fortschritt im Vergleich zu einer früheren (n, γ)-Messung [Hon81].

Im Zuge der Auswertung der Koinzidenzspektren haben sich viele Niveaus konstruieren lassen (durch Einordnung der Gamma-Linien), die auch in den Transferreaktionen gesehen wurden. Es haben sich auch vorher noch nicht bekannte Niveaus offenbart, von denen einige bei der ungewöhnlichen Isomerbevölkerung in ^{129}Te eine entscheidende Rolle spielen. Ebenso konnte eine starke Korrelation zwischen spektroskopischen Stärken in (d,p) und der Intensität von primären Gamma-Linien beobachtet werden, was auf sog. direkten Neutroneneinfang [Lan60a, Lan60b] schließen läßt, und frühere Messungen bestätigt [Hon81]. Viele Niveaus von ^{129}Te , die aus dem β^- -Zerfall von ^{129}Sb bekannt sind [Fir96], konnten durch die (n, $\gamma\gamma$)-Messung bestätigt werden.

Wie schon zu Beginn dieser Einleitung angesprochen, dienen die Experimente im Rahmen einer möglichst vollständigen Spektroskopie eines Kernes dazu, die Energie und die Zerfallseigenschaften einzelner Niveaus festzustellen. Ein so erhaltenes experimentelles Niveauschema wird dann mit den Vorhersagen theoretischer Modelle verglichen.

Im vorliegenden Fall werden die neuen experimentellen Daten mit Interacting-Boson-Fermion (IBFM)- und Quasiparticle-Phonon-Modell (QPM)-Rechnungen verglichen. IBFM-Rechnungen haben schon bei anderen ungeraden Tellur-Isotopen, die von unserer Gruppe untersucht wurden, auch im Detail gute Ergebnisse erzielt [Buc00b, Buc00c].

Teil I

Bau eines hochauflösenden Fokalebeneendetektors

2 Meßplatz

Das Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität München besitzt mit seinem Linearbeschleuniger vom Typ Tandem-Van-de-Graaff, seiner neuen Atomstrahlquelle für polarisierte Ionen (siehe Abschnitt 9.1) und dem Q3D-Magnetspektrographen ideale Voraussetzungen für die hochauflösende Kernspektroskopie.¹

2.1 Tandem-Beschleuniger

In der Ionenquelle werden die zu beschleunigenden Teilchen einfach negativ geladen, anschließend aus der Quelle extrahiert und nach einer Vorbeschleunigung durch den Injektor in den Tank des Tandem-Beschleunigers geleitet. In diesem werden sie zu dem auf positivem Potential liegenden Terminal hinbeschleunigt und verlieren an einer dort angebrachten Stripper-Folie Elektronen, so daß sie beim Verlassen des Terminals positiv geladen sind. Dadurch wird die Spannung ein zweites Mal zur Beschleunigung genutzt. Wasserstoffionen können damit bei einem maximalen Terminalpotential von 13.5 MV auf Energien von 27 MeV beschleunigt werden. Bei schweren und damit mehrfach ionisierbaren Atomen können vielfach höhere Energien erreicht werden.

Die Strahlenergie wird über Schlitzströme nach einem fest eingestellten (NMR-stabilisierten) 90°-Analysiermagneten geregelt, und zwar entweder über eine Korona-Entladung in der Nähe des Terminals oder über einen sog. Liner [Ass74]. Dadurch wird eine Energiestabilität $\Delta E/E$ von ca. $1 \cdot 10^{-4}$ erreicht, das heißt z.B. bei 20 MeV etwa 2 keV.

Die weitere Strahlführung verläuft über Fokussierelemente zum Schaltmagneten und dann z.B. zur Targetkammer des Q3D-Magnetspektrographen. Dort treffen die Projektile auf das Target. Der nicht reagierende Anteil wird anschließend in einem Faraday-Cup aus Kohlenstoff gestoppt, wobei an diesem in letzter Zeit Teilchenströme von bis zu $3 \mu\text{A}$ erreicht wurden.

2.2 Q3D-Magnetspektrograph

Der Quadrupol- und die drei Dipolmagneten, aus denen der Q3D aufgebaut ist, geben ihm seinen Namen. In Abbildung 2.1 ist der Magnetspektrograph im horizontalen Schnitt zu sehen. Nach einer verstellbaren Eintrittsblende (Abb. 2.2) durchfliegen die Teilchen zunächst den Quadrupol, und werden dann von den drei Dipolen nach ihrem Impuls/Ladungs-Verhältnis separiert und in der Fokalebene fokussiert. Der totale Ablenkwinkel beträgt dabei 180° , die horizontale Vergrößerung des Strahlflecks auf dem Target ist $M_h \approx 2$, die vertikale Vergrößerung $M_v \approx 3$. Durch den großen Ak-

¹Abbildungen und weitere aktuelle Forschungsschwerpunkte sind der Internetseite des Beschleunigerlabors zu entnehmen [Bes]. Auch Jahresberichte sind hier zu finden.

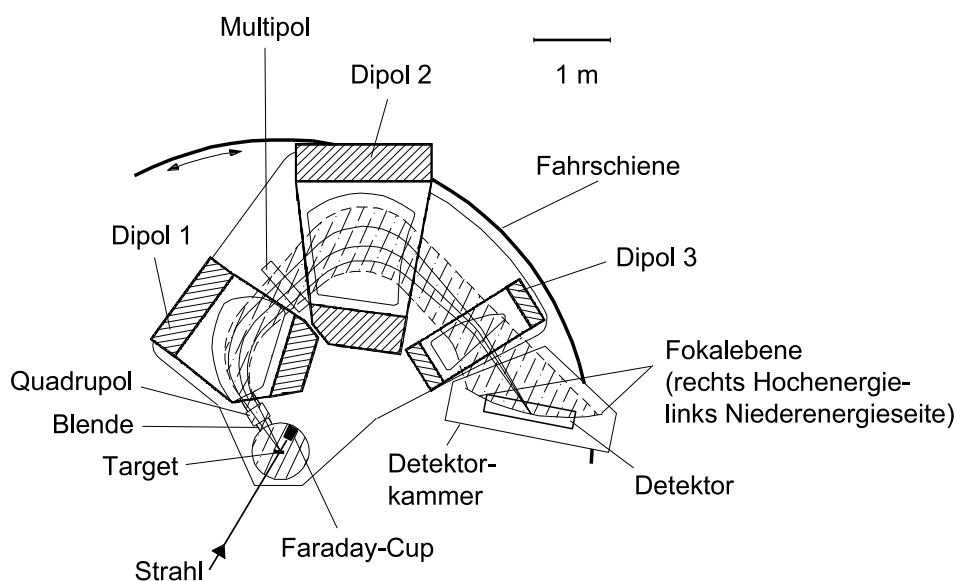


Abbildung 2.1: Q3D-Magnetspektrograph (schematisch).

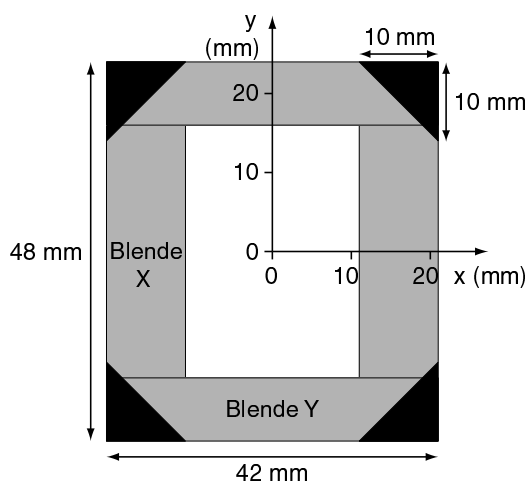


Abbildung 2.2: Eintrittsblende des Q3D. Der Abstand Target-Blende beträgt 36 cm, daher ist $d\Omega_{\max} = 11$ msr bei maximaler Blendenöffnung $X = 20$ mm und $Y = 20$ mm. Die schwarzen Dreiecke sind permanente Blenden.

zeptanzraumwinkel von 11 msr ($\hat{=}$ ca. $\pm 3^\circ$ in x - und in y -Richtung) hervorgerufene kinematische Effekte werden durch ein Multipolelement ausgeglichen [Sche74].

Die Magnetfelder, die für die gewünschten Reaktionsprodukte mit bestimmter Energie erforderlich sind, werden mit Hilfe eines Computers berechnet, eingestellt, und dann durch mehrere NMR-Sonden stabilisiert ($\Delta E/E \approx 1 \cdot 10^{-4}$).

Die verwendeten Targets haben typischerweise eine Dicke (Massenbelegung) von ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, wobei das Material üblicherweise auf eine ca. $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoff-Trägerfolie aufgedampft ist.

Ein Nachteil, der aber in Betracht der großen Dispersion des Q3D in Kauf genommen wurde, ist die Tatsache, daß seine Fokalebene gekrümmt ist. Der mittlere Krümmungsradius der 1.8 m langen Fokalebene des Q3D beträgt etwa 3 m. Der Verlauf der Fokalebene wurde experimentell bestimmt [Löf73, Zan91] und zeigt auf der Hochenergieseite große Abweichungen vom Design. Sie ist hier so stark zum Spektrographen hin gebogen, daß dieser Bereich (ca. 30 cm) praktisch unbrauchbar ist. Der Energiebereich der Fokalebene umfaßt ca. 20% der Energie der zu detektierenden Teilchen, das heißt z.B., daß, wenn auf der Hochenergieseite Protonen mit 25 MeV Energie fokussiert werden, sie auf der Niederenergieseite ca. 5 MeV weniger haben.

2.3 Bisherige Fokalebeneendetektoren

2.3.1 Einführung

Für Leichtenreaktionen am Q3D sind schon eine Reihe von Detektoren gebaut worden. Als Hauptproblem hat sich neben der Teilchenidentifikation immer die gekrümmte Fokalebene des Q3D herausgestellt. Einer der ersten Detektoren war eine Vieldrahtproportionalkammer von P. Glässel [Glä77], bei der 4000 Drähte mit einem Abstand von 0.5 mm in der Fokalebene gespannt waren. Dadurch, daß die Drähte senkrecht zu der Fläche standen, die die einfallenden Teilchen bilden, konnte der Detektor durch eine gekrümmte Bauweise der Fokalebene angepaßt werden. Es stellte sich jedoch heraus, daß zur Untergrundunterdrückung die Teilchenidentifikation mit einem Restenergie-detektor in Form eines Szintillators, in dem die Teilchen gestoppt werden, unumgänglich ist.

Verbesserte Versionen des Glässel'schen Detektors wurden von Chalupka et al. [Cha83] gebaut. Sie verfügten über Energieverlust/Restenergie-Teilchenidentifikation und verlustärmere Elektronik, um thermische Probleme in den Griff zu bekommen. Ein Nachteil dieser Vieldrahtkammern war aber immer die maximale erreichbare Ortsauflösung von 0.5 mm, da der Ort durch die Adresse des höchsten angesprochenen Streifens bestimmt wurde. Daher wird mit diesen Detektoren schon seit einigen Jahren nicht mehr gearbeitet.

Zwei Entwicklungen, die immer noch aktuell und von Relevanz für die vorliegende Arbeit sind, seien hier genauer vorgestellt:

2.3.2 Detektor der Gruppe Prof. von Egidy

Ein Kathodenstreifendetektor mit einer Ortsauflösung von besser als 0.1 mm und einer aktiven Länge von 400 mm ist im Jahre 1988 von H. Lindner in Betrieb genommen worden [Lin88, Lin89]. Der Detektor ist aus zwei Teildetektoren aufgebaut: Einer Art Vieldrahtproportionalkammer mit Einzelauslese von Kathodenstreifen und einem Szintillator. Einen schematischen Querschnitt zeigt die Abbildung 2.3.

Der erste Teil besteht aus zwei parallelen Anodendrähten zwischen zwei auf Erdpotential liegenden Kathodenebenen aus aluminisierter Mylar-Folie,² von denen eine

²Mylar ($C_{10}H_8O_4$)_n und das weiter unten genannte Kapton ($C_{22}H_{10}N_2O_4$)_n sind Produkte der Firma DuPont.

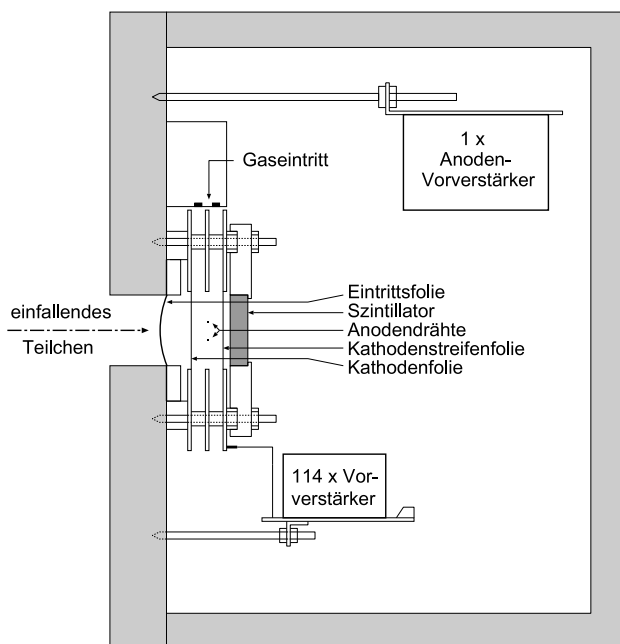


Abbildung 2.3: Querschnitt des Kathodenstreifendetektors (nicht maßstäblich).

in gleich große, parallele Streifen (Wiederholungslänge 3.5 mm) unterteilt ist, welche senkrecht zu den Anodendrähten ausgerichtet sind. Teilchen, die in den mit Isobutan gefüllten Innenraum eintreten, erzeugen durch Ionisationsprozesse freie Elektronen. Dies führt zur Lawinenbildung um die Anodendrähte, wodurch auf diesen ein Signal erzeugt wird, das dem Energieverlust der Teilchen proportional ist. Zusätzlich beeinflusst die Lawine auf benachbarten Streifen der Kathodenstreifenfolie eine positive gaußförmige Ladungsverteilung, deren Zentrum dem Ort des Teilchendurchgangs in der Anodendrahtebene entspricht (Abbildung 2.4).

Die digitalisierten Ladungswerte werden für jedes Ereignis mit den Streifenadressen aufgezeichnet. Der Detektor wird so im Spektrographen plaziert, daß die Fokalebene und die Anodendrahtebene zusammenfallen. Die Abweichung der flachen Anodendrahtebene von der gekrümmten Fokalebene spielt bei einer aktiven Detektorlänge von 400 mm keine Rolle.

Im zweiten Teil des Detektors, einem Plastikszintillator, werden die Teilchen gestoppt. Das dabei erzeugte Licht wird mit zwei Photomultipliern registriert und zu einem Restenergiesignal zusammengefasst.

Weiterentwicklungen sind die Reduzierung des zufällig koinzidenten Untergrundes mit Hilfe eines ASICs (Application Specific Integrated Circuit) [Hil89] sowie die Eliminierung eines systematischen Fehlers in der Ortsberechnung mit der Schwerpunktmethode (vgl. Abschnitt 5) durch ein System aus zwei parallel arbeitenden Transputern [Tri90] gewesen. Bis 1996 wurde der Detektor weiter verbessert. Die Kontaktierung der geätzten Kathodenstreifenfolie mittels Federkontakten statt mit Leitsilber hat zu höherer Betriebssicherheit geführt. Vor allem aber wurde eine neue Ausleseelektronik entwickelt und gebaut, was die Totzeit pro Ereignis weiter redu-

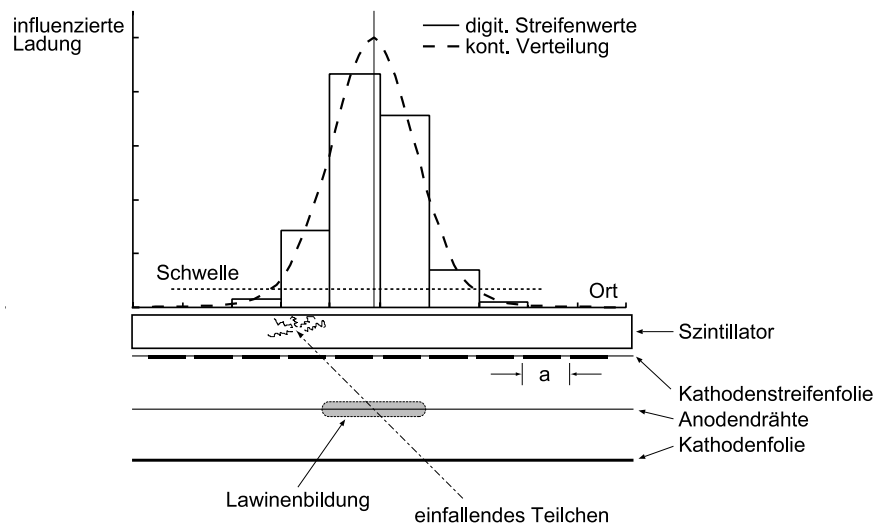


Abbildung 2.4: Arbeitsweise des Kathodenstreifendetektors: Die gestrichelte Kurve zeigt die durch die Lawinenbildung auf der Kathodenstreifenebene beeinflusste Ladungsverteilung; das Histogramm die digitalisierten Anteile, die auf einzelne Streifen entfallen. a : Wiederholungslänge.

ziert, und zusammen mit neuer Software eine hervorragende Teilchenidentifizierung ermöglicht hat [Scha93a, Ott95, Ott96]. Die Arbeitsweise der Elektronik wird in Abschnitt 4.3 eingehend beschrieben, da diese auch beim neuen Detektor zum Einsatz kommt.

Der wesentliche Nachteil des Detektors war seine geringe Länge, was die Aufnahme mehrerer überlappender Spektren erforderlich machte, um den für die Kernspektroskopie meist interessanten Bereich bis ca. 3 MeV Anregungsenergie abzudecken.

2.3.3 Detektor der Gruppe Prof. Graw

Der Detektor der Gruppe Prof. Graw besteht aus drei hintereinander liegenden Proportionalkammern und einem Szintillator. Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau. Die in der Mitte angeordnete Kammer mit fünf Drähten dient der exakten Ausrichtung des Detektors in y -Richtung. Die beiden Eindrahtkammern dienen der Ortsmessung der einfallenden Teilchen, wobei durch die zweifache Positionsbestimmung eine Winkelinformation gewonnen wird, mit deren Hilfe sich die Fokalebene rekonstruieren läßt. So kann über die gesamte aktive Detektorlänge von 1.7 m ein scharfes Bild gewonnen werden. (In der Praxis lassen sich allerdings nur ca. 1.3 m des Detektors nutzen, da die Fokalebene des Q3D auf der Hochenergieseite zu stark gekrümmt ist [Zan91].)

Die Eindrahtkammern funktionieren, wie folgt: In die aluminisierten Kathodenfolien ist ein periodisches mäanderförmiges Muster (Periodenlänge bei der einen Kammer 40 mm, bei der anderen 36 mm) geätzt, so daß jede Folie in zwei gegeneinander isolierte obere und untere Bereiche unterteilt ist, die kammartig ineinandergreifen. Wird durch ein einfallendes Teilchen eine Ladungswave am Draht erzeugt, beeinflusst diese auf den Kathodenfolien Ladung. Durch das Verhältnis der auf der beiden Be-

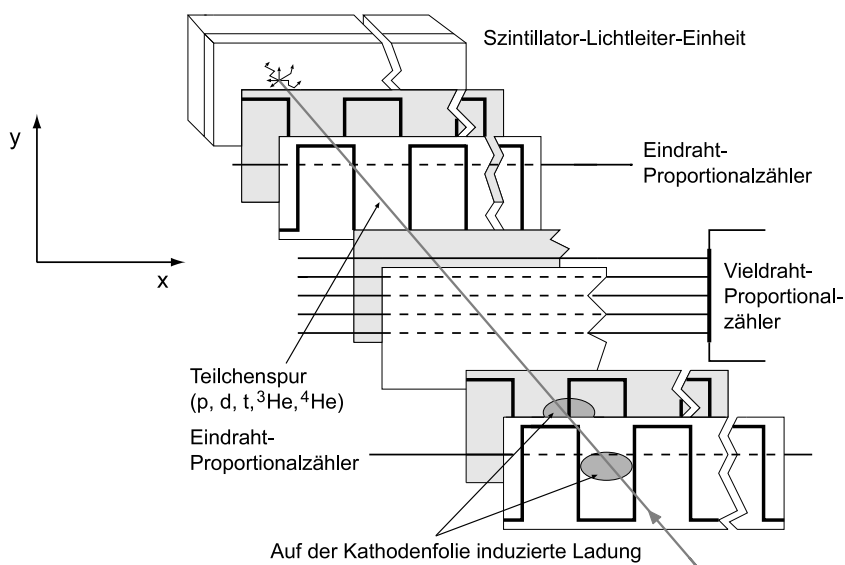


Abbildung 2.5: Aufbau des Graw'schen Detektors (schematisch).

reichen einer Folie induzierten Ladungen ist ein Ort bestimmt, allerdings noch nicht eindeutig, denn dasselbe Signal würde erzeugt, wenn das Ereignis eine Periodenlänge weiter stattfinden würde. Zur exakten Positionsbestimmung wird noch das Signal einer Widerstandsteilung am Anodendraht ausgenutzt.

Als Zählgas dient wie beim Detektor der Gruppe von Egidy Isobutan.

Zum genauen Verständnis des Aufbaus und der zur Rekonstruktion der Fokalebene erforderlichen Software sei auf Ref. [Zan91, Val92] und die darin enthaltenen Referenzen verwiesen.

Vorteile des Detektors sind seine große aktive Länge von 1.7 m und die Möglichkeit der Messung des Einfallswinkels. Nachteile sind bei hoher Belastung der Anoden-Widerstandsdrähte auftretende falsche Periodenzuweisungen (die zwar identifiziert und abgeschnitten werden können, aber einer Totzeit des Detektors gleichkommen), und ein systematischer periodischer Fehler in der Ortsbestimmung, der je nach Reaktion bis zu ca. 0.5 keV entsprechen kann.

3 Test eines Mikrostreifendetektors

3.1 Aufbau des Detektors

Die gebogene Fokalebene des Q3D macht es schwierig, einen geraden Vieldrahtzähler als Detektor zu benutzen. Entweder ist man in der Länge des Detektors begrenzt, weil die Abweichungen von der Fokalebene zu groß werden, oder aber man muß mit mehreren Proportionalkammern arbeiten und die Fokalebene durch Computerprogramme rekonstruieren.

Im Jahr 1993 wurde daher vorgeschlagen [Scha93b], einen MSGC (Micro-Strip Gas Chamber)-Detektor zu bauen. Bei diesem sollten die Drähte bzw. Anodenstreifen ähnlich wie beim Detektor von Chalupka et al. [Cha83] senkrecht zu der Fläche verlaufen, die die einfallenden Teilchen bilden. Damit ist es möglich, der Fokalebene des Q3D zu folgen. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau im horizontalen Schnitt.

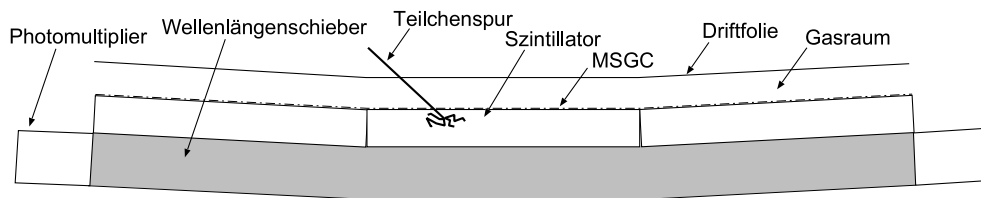


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des MSGC-Detektors (Schnitt).

Die einfallenden Teilchen erzeugen entlang ihrer Spur im Gasraum (Zählgas Argon-Methan) Ion-Elektron-Paare. Die Elektronen driften auf die Mikrostruktur zu und erzeugen Ladungslawinen, wenn sie nahe genug an die Anodenstreifen gelangt sind. Dadurch erhält man gleichzeitig eine Orts- und eine Energieverlust-Information. Ein prinzipielles Problem bei der Verwendung eines Mikrostreifendetektors ist das Restenergiesignal. Damit einfallende Teilchen (besonders He-Kerne) nicht im Substrat, auf das die Struktur aufgebracht ist (meist Glas) zu sehr abgebremst werden, bevor sie den Szintillator erreichen, müßte dieses mit ca. $40\ \mu\text{m}$ sehr dünn sein. Das würde aber große Probleme bei der Handhabung und beim Kontaktieren bereiten. Daher blieb nur die Lösung, ein szintillierendes Glas als Substrat zu verwenden. Im Rahmen der Doktorarbeit von W. Schauer [Scha97] wurde ein 10 cm langer Prototyp des Detektors gebaut und ersten Tests unterzogen.

3.2 Signalerzeugung im Detektor

3.2.1 Orts- und Energieverlustsignal

Das Prinzip der MSGC wurde von A. Oed [Oed88] vorgestellt. Eine Struktur aus Anoden- und Kathodenstreifen aus Aluminium wird auf ein Glassubstrat aufgedampft. Dadurch entfällt das bei großen Detektoren schwierige Drahtspannen und

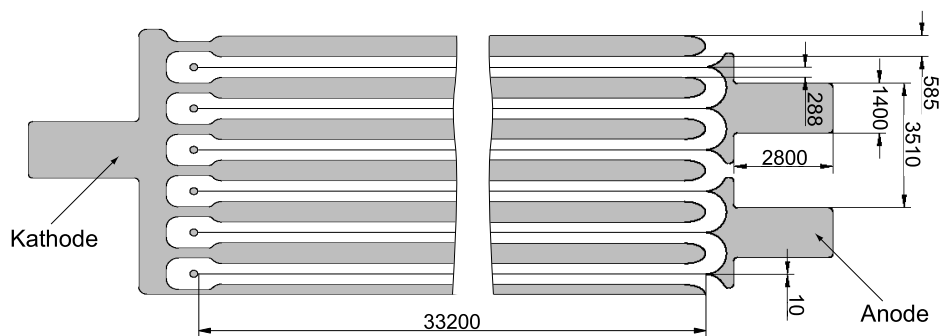


Abbildung 3.2: Design der auf das Szintillatortglas aufbrachten MSGC-Struktur. Maße in μm .

die Kräfte zwischen den Drähten müssen beim Design nicht berücksichtigt werden. Abbildung 3.2 zeigt das von W. Schauer entworfene Design. Als Ausleseelektronik wird die Elektronik des Kathodenstreifendetektors der Gruppe von Egidy verwendet, daher beträgt die Wiederholungslänge für die Auslese an den Anodenstreifen 3.5 mm. (Der Abstand der Anodenstreifen voneinander beträgt 1.2 mm. Je drei Anodenstreifen sind miteinander verbunden, im weiteren sei dies eine Anode.) Die Polarität der beim MSGC ausgelesenen Anodensignale ist zwar negativ im Gegensatz zu den positiven Signalen auf den Streifen im Kathodenstreifendetektor, aber die Elektronik muß dafür nur umgesteckt werden.

Eine grundsätzliche Frage stellt die mögliche Ortsauflösung eines solchen Detektors dar, denn die Ladung auf den Anodenstreifen ist ja kein influenziertes Signal mehr wie bei einer Kathodenstreifenauslese, vielmehr wird das Signal für die Ortsinformation direkt an den Anoden abgegriffen. Beträgt der Abstand der positiv geladenen Driftfolie vom MSGC 10 mm, wie bei ersten Tests von W. Schauer, dann erwartet man bei einem Teilcheneinfallswinkel von 45° Signale auf drei bis vier benachbarten Anoden. Die Ladungsverteilung ist nun aber nicht mehr gaußförmig, sondern wird rechteckig, da die auf die Anoden zudriftenden Elektronen über die gesamte Länge die gleichen Signale an den einzelnen Anodenstreifen erzeugen. Dieser Effekt wird dadurch abgeschwächt, daß bei den Anoden am Rand vielleicht nicht alle drei Streifen ansprechen, was aber zu einem unerwünschten systematischen Fehler bei der Ortsberechnung führen kann.

Die Summe der bei einem Ereignis auf den Anodendrähten erzeugten Ladung stellt das Energieverlustsignal dar. Eine Verwendung der Kathodensignale ist nicht möglich, da die die Kathoden zum Schutz vor Überschlägen mit RC-Tiefpaßfiltern versehen sind.

Die typischen Spannungen, wie sie z.B. für die Detektion von Protonen mit 28 MeV Energie benutzt wurden, waren $U_{\text{Driftfolie}} = -2000 \text{ V}$ und $U_{\text{Kathode}} = -700 \text{ V}$ bei einem Gasdruck von 700 mbar. An die ausgelesenen Anodendrähte wurde keine Spannung angelegt. Der Abstand Glasoberfläche-Driftfolie betrug dabei 18 mm, um ein Ansprechen von im Mittel fünf Anoden zu erreichen.

3.2.2 Restenergiesignal

Das szintillierende Glassubstrat (Glas HED-1 der Firma Schott) wurde 16 mm dick gewählt, um die einfallenden Teilchen sicher zu stoppen. Die einzelnen Glasblöcke, auf die die Struktur lithografisch aufgebracht ist, haben die Maße $120 \times 50 \times 16 \text{ mm}^3$ (Länge \times Breite \times Dicke). Die Mikrostruktur eines Blockes ist aber nur 105 mm lang (30 Anoden), da es technisch nicht möglich war, die Blöcke bis zum Rand zu abdampfen. Daher muß jeder Block auf beiden Seiten um ca. 7.5 mm abgeschliffen werden, und zwar exakt bis zum Rand der letzten Kathode. Eine solche Randkathode ist in Abbildung 3.2 dargestellt. An diese kann nahtlos die Randkathode der nächsten Platte anschließen. Um ein homogenes Restenergiesignal zu erhalten, werden die Glasblöcke idealerweise im passenden Winkel zueinander geschliffen. Dies ist auch nötig, da die Blöcke sich sonst nur an der oberen Kante, auf die die Struktur aufgedampft ist, berühren. Damit ist die Gefahr von Abplatzern vor allem bei thermischer Ausdehnung viel zu hoch.

Das erzeugte Licht wird durch einen Wellenlängenschieber (NE 174 der Firma Nuclear Enterprises) zu den Photomultipliern geleitet (vgl. Abb. 3.1). Dieser ist nötig, da die Glasblöcke nicht miteinander verklebt werden sollen und sie damit keinen optimalen optischen Kontakt haben. In einem optisch an das Glas angekoppelten Plexiglaslichtleiter wird das Licht nicht totalreflektiert, da die Brechzahl des Glases höher als die des Plexiglas ist. Daher wird das Licht im Wellenlängenschieber zu einer größeren Wellenlänge hin verschoben (vom Blauen ins Grüne) und von speziell grünsensitiven Photomultipliern (XP2201B der Firma Philips) nachgewiesen [Leo87]. Dabei ist der Wellenlängenschieber nicht optisch an das Glas angekoppelt.

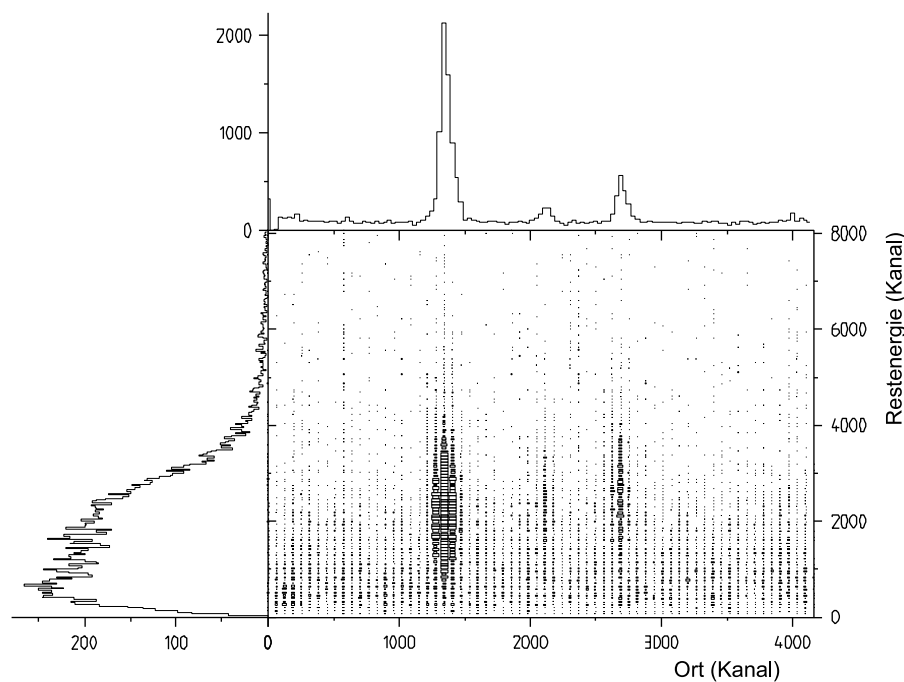


Abbildung 3.3: Spektrum „Restenergie über Ort“ (mit Projektionen) einer Testmessung (28 MeV Protonen) mit zwei MSGC-Platten und der Lichtauslese mit Wellenlängenschieber.

Der Nachteil bei der Verwendung des Wellenlängenschiebers ist aber der beträchtliche Verlust von Licht. Erste Messungen von W. Schauer, nach denen die Lichtausbeute für eine Teilchenidentifikation ausreichend schien, konnten nicht bestätigt werden.

Bei einer Testmessung am Q3D [Wir97],³ bei der zwei unter einem Winkel von 2° aneinandergefügte Platten mit einer Auslese über den Wellenlängenschieber zum Einsatz kamen, zeigte sich, daß es nicht möglich ist, das Restenergiesignal der 28 MeV Protonen vom Rauschen des Multipliers zu trennen (siehe Abb. 3.3). Damit ist eine Teilchenidentifikation nicht gewährleistet. Eine aufwendigere Art der Auslese des Szintillationslichtes wurde in der darauffolgenden Strahlzeit getestet. Abbildung 3.4 veranschaulicht das alte und das neue Design der Lichtsammlung.

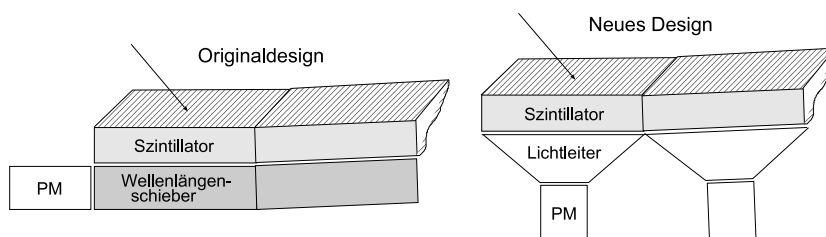


Abbildung 3.4: Neues Design der Lichtsammlung (schematisch).

Beim neuen Design wird auf den Wellenlängenschieber verzichtet. Dafür wird jede Detektorplatte über einen konischen Plexiglaslichtleiter optisch mit einem eigenen Photomultiplier (3 inch \varnothing) verbunden. Damit wäre theoretisch auch die Verarbeitung von gleichzeitig auf verschiedenen Platten stattfindenden Ereignissen möglich. Zunächst wurde nur ein Multiplier (Typ XP6302B der Firma Philips) eingesetzt.

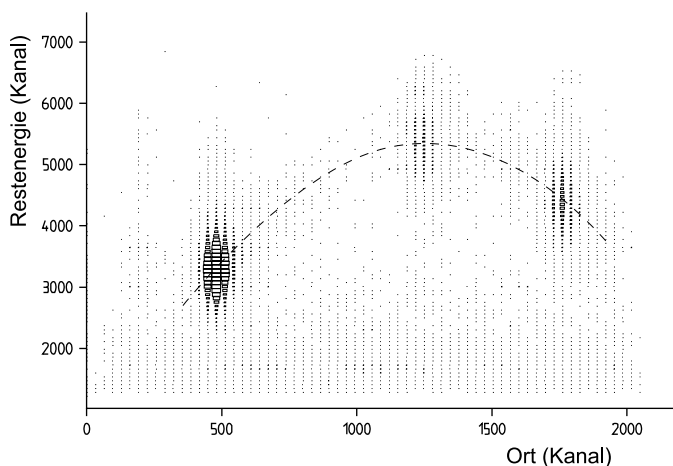


Abbildung 3.5: Restenergie von 28 MeV Protonen, aufgetragen über den Ort. Die gestrichelte Linie ist im Text erklärt.

³Es wurde bei allen hier erwähnten Testmessungen mit dem MSGC-Prototypen die Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ bei 20° mit 24 MeV Deuteronenenergie betrachtet. Die Protonenenergie beträgt dann (für den Grundzustand) 28 MeV.

Abbildung 3.5 zeigt das Spektrum Restenergie über Ort, das so gemessen wurde [Wir98]. Das erhaltene Restenergiesignal ist nun deutlich vom Rauschen getrennt. Durch eine bessere Lichtsammlung in der Mitte der Glasplatte als am Rand entsteht nun eine Ortsabhängigkeit der Signalhöhe, die man aber durch eine mit der gestrichelten Linie dargestellten Eichung beseitigen könnte.

Die Teilchenidentifizierung über die Restenergie ist damit möglich. Für eine ausreichende Untergrundunterdrückung ist aber auch das Energieverlustsignal nötig. In der früheren Messung zeigte sich neben den Problemen mit der Lichtsammlung auch, daß das Energieverlustsignal bei vernünftigen Werten der Anodenspannung nicht ausreichend groß war. Daher wurde bei der letzten Messung [Wir98] nicht Argon-Methan (90 % Ar, 10 % CH₄), sondern ein Gemisch aus Argon und Isobutan (ca. 15 % C₄H₁₀) eingesetzt, um eine höhere Gasverstärkung zu erreichen.

Abbildung 3.6 zeigt, daß die wichtige Energieverlust/Restenergie-Teilchenidentifizierung funktioniert. Der Bereich der Protonen (gestrichelt markiert) ist sehr gut vom Untergrund getrennt. Die in der Projektion des Restenergiesignals sichtbaren drei Peaks kommen durch die in Abbildung 3.5 dargestellte Ortsabhängigkeit des Signals zustande.

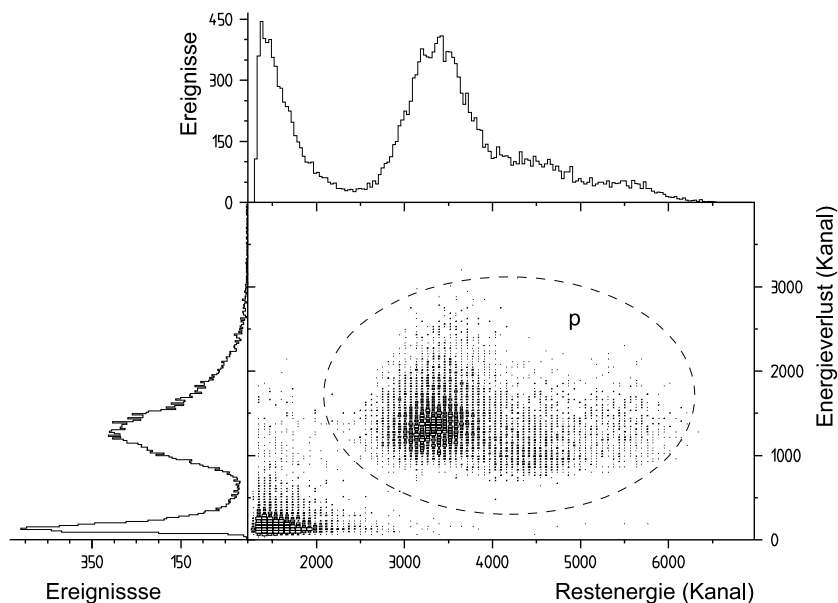


Abbildung 3.6: Energieverlust über Restenergie-Spektrum (28 MeV Protonen).

3.3 Ergebnisse und Diskussion

Die Teilchenidentifikation funktioniert zufriedenstellend, wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde. Während den Vorbereitungen zu den Testmessungen zeigte sich aber, daß das Kürzen und Auf-Winkel-Schleifen der Glasblöcke ein großes mechanisches Problem darstellt. Außerdem ergab eine Untersuchung aller schon zu W. Schauer's Zeiten bedampften Glasplatten, daß über die Hälfte defekt sind, d.h. mindestens ein

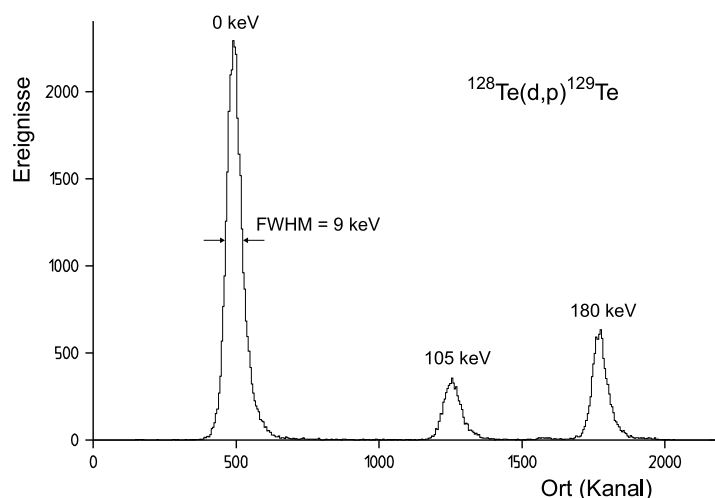


Abbildung 3.7: Ortsspektrum der Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ bei 20° mit 24 MeV Deuteronenenergie. Die Protonenenergie beträgt 28 MeV.

Anodenstreifen durchtrennt ist. Auch wurde bei einer Testmessung ein Anodenstreifen durch Überschlüge bei einer für ein ausreichendes Anodensignal erforderlichen Spannung von $U_{\text{Kathode}} = -700\text{ V}$ zerstört, obwohl ein eigens gebautes Reinstgas-mischsystem [Wir96] zum Einsatz kam. Die Ausbildung von Verunreinigungen und eine Zerstörung der Anoden wurde auch in Großexperimenten, bei denen MSGCs zum Einsatz kommen, beobachtet; so wurden bei einigen die MSGCs wieder ausgebaut.

Abbildung 3.7 zeigt ein Ortsspektrum der Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$, wie es in der letzten Teststrahlzeit gemessen wurde. Die erreichte Energieauflösung ist mit 9 keV einen Faktor zwei schlechter, als mit z.B. dem Detektor der Gruppe Graw zu erwarten (vgl. Abb. 9.5).

Dies ergab zusammen mit der notwendigen teuren Lösung der Lichtauslese mit vielen Photomultipliern den Ausschlag, dieses Detektorkonzept bei E18 fallenzulassen. Statt dessen wurde das bewährte Prinzip des Kathodenstreifendetektors wieder aufgegriffen.

4 Aufbau des neuen Kathodenstreifendetektors

4.1 Mechanischer Aufbau

Das Prinzip des Detektors ist an den Detektor von H. Lindner angelehnt. So wurden als Kathodenebenenabstand 8 mm, als Wiederholungslänge der Kathodenstreifen 3.5 mm und als Drahtabstand 6 mm gewählt. Damit entspricht der Detektor in seiner Funktionsweise dem in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen.

Neu am Detektor ist seine 2.5-fache nutzbare aktive Länge von 890 mm (255 statt 114 Streifen, von denen aber zehn durch ein zu kleines Eintrittsfenster abgeschattet waren), und damit sein gesamter mechanischer Aufbau. Dabei konnten verschiedene Punkte optimiert werden.

Die Außenabmessungen des Gehäuses betragen $1600 \times 190 \times 250 \text{ mm}^3$ ($L \times B \times H$), die Innenabmessungen $1520 \times 170 \times 170 \text{ mm}^3$. Sämtliche Anschlüsse sind über einen Wellblechschlauch von 50 mm Innendurchmesser und Durchführungen in der Wand der Detektorkammer des Spektrographen aus dieser herausgeführt. Um dem Druckunterschied zwischen dem gasgefüllten Detektorinneren (500 mbar) und dem Vakuum in der Detektorkammer standzuhalten, besteht das Eintrittsfenster aus einer $25 \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie. Einen maßstäblichen Querschnitt zeigt die Abbildung 4.1.

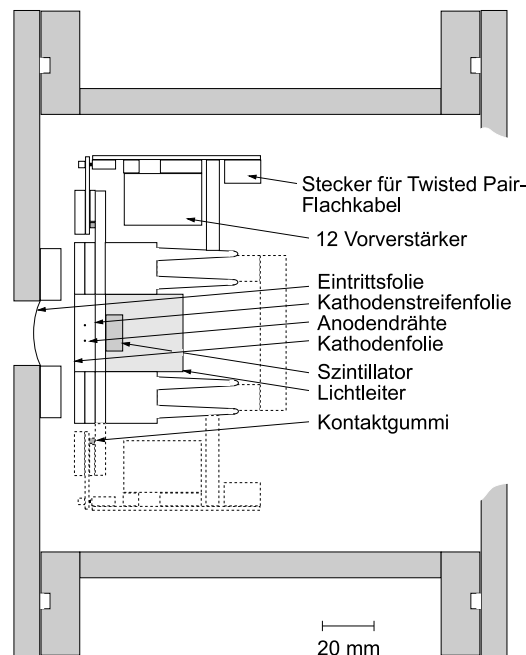


Abbildung 4.1: Schnitt durch den Kathodenstreifendetektor (maßstäblich).

Die Kathodenstreifenfolie besteht aus einer $10 \mu\text{m}$ dicken aluminisierten Kaptonfolie. Das Streifenmuster wurde mit einem Verfahren, das bei der Platinenherstellung üblich ist, in die Aluminiumschicht geätzt. Die aluminisierte Folie wurde auf eine große Pertinax-Platte aufgespannt und dann mit Photolack eingesprüht. Das Streifenmuster wurde als Positiv-Film auf die Folie gelegt, dann wurde der Lack belichtet

und mit verdünnter Natronlauge entwickelt. Das heißt, die Streifen selbst blieben mit Photolack bedeckt, der sie vor dem anschließenden Ätzen mit einem verdünnten Säuregemisch (30 cm^3 Salzsäure, 20 cm^3 Flußsäure, 180 cm^3 dest. Wasser) schützte. Abbildung 4.2 zeigt einen Teil der Streifenfolie nach dem Ätzzvorgang.

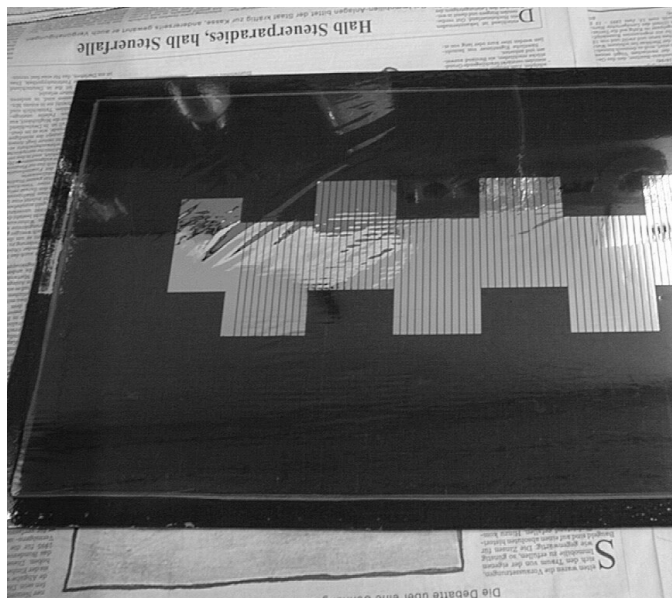


Abbildung 4.2: Kathodenstreifenfolie, am Rand auf die Pertinax-Platte geklebt. Ein Streifen mißt $63 \times 3\text{ mm}^2$ und ist 0.5 mm vom nächsten entfernt.

Danach wurde die Folie am Rand abgeschnitten, auf einen Tisch gespannt, und der eigentliche Rahmen aufgeklebt. Durch diese Technik wurde eine sehr hohe Genauigkeit des Streifenmusters erzielt.

Für die Auslese sind Gruppen zu je 12 Streifen gegeneinander versetzt angeordnet. Die gesamte Folie hat 23 solcher Gruppen. Um Randeffekte zu vermeiden, wurden mehr als die 255 Streifen gewählt, die ausgelesen werden.

Abbildung 4.3 zeigt die Anordnung der je 4 mm dicken Kathodenstreifen-, Draht-, und Kathodenfolienplatinen (vgl. Abb. 4.1). Die $12\text{ }\mu\text{m}$ dicken vergoldeten Wolframdrähte werden mit 0.4 Newton gespannt und auf beiden Seiten verlötet. Die Kontaktierung erfolgt über Stecker. Durch Macor (Keramik)-Einsätze in der Anodendrahtplatine, in die in 6 mm Abstand feine Rillen geritzt sind, werden die Drähte in genauer Position gehalten. Die $3\text{ }\mu\text{m}$ dicke aluminisierte Kathodenfolie (Mylar) ist auf die letzte der drei Platinen aufgeklebt. Durch die Dicke der Platinen ist bereits der Abstand der Kathodenebenen voneinander gegeben, so daß das Zählgasvolumen komplett abgeschlossen ist, wenn diese aufeinandergeschraubt werden. Die Zuführung des Isobutans erfolgt über einen Filter von dem einen Ende des Volumens und es tritt auf dem anderen Ende durch Löcher wieder aus. Dadurch, daß der Detektor zusätzlich im Durchfluss betrieben wird, ist immer für frisches Zählgas gesorgt.

Die Kontaktierung der Kathodenstreifen stellte bei den Detektoren von H. Lindner und J. Ott ein großes Problem dar. Hier wird nun eine Methode verwendet, die für den MSGC-Detektor entworfen wurde [Scha97]. Ein Gummi mit dem Querschnitt

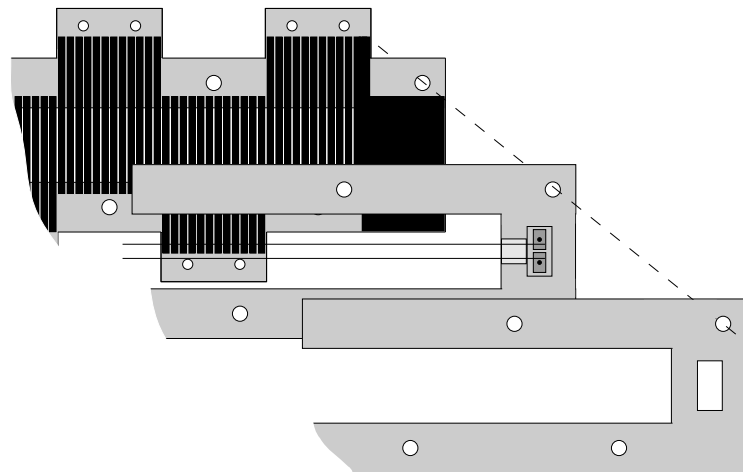


Abbildung 4.3: Kathodenstreifen-, Draht-, und Kathodenfolienplatinen.

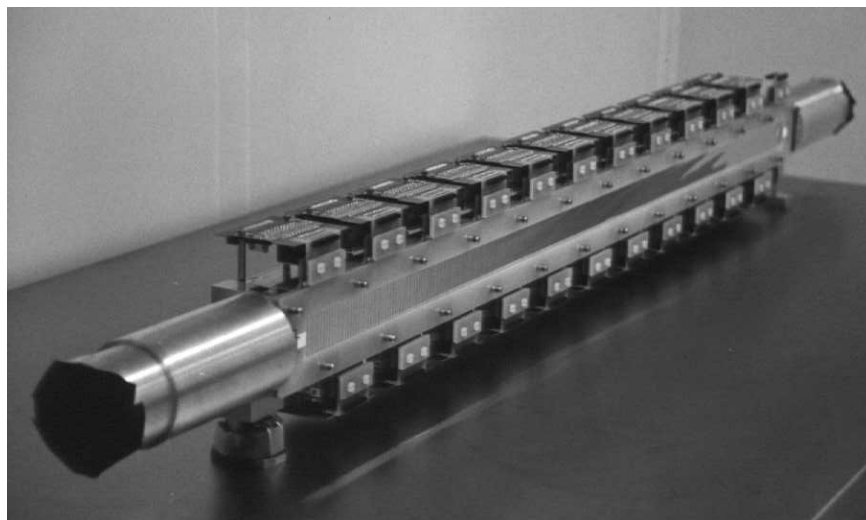


Abbildung 4.4: Detektoreinheit mit Vorverstärkern, Szintillator und Halterungen für die Photomultiplier (noch ohne Kathodenfolienplatte).

$2 \times 2 \text{ mm}^2$, bei dem sich leitfähige und nicht-leitfähige Bereiche von 0.1 mm Breite ablösen, wird zwischen der Kathodenstreifenfolie und einer vergoldeten Kontaktplatte eingespannt. Dadurch ergibt sich ein Übergangswiderstand von ca. $2 \text{ k}\Omega$ pro Streifen, was aber bei der kapazitiven Ankopplung der Vorverstärker mit einem vielfach größeren Eingangswiderstand keine Rolle spielt.

Um mechanische Spannungen des Gehäuses vom eigentlichen Detektor fernzuhalten, wurde dieser so konstruiert, daß er nur auf einer Seite fest mit dem Gehäuse verschraubt ist. Die andere Seite wird von einem Linearlager gehalten, das in Abbildung 4.4 vorne zu sehen ist.

Um die Wärme, die die Elektronik erzeugt (ca. 30 W), wegzukühlen, wird eine Wasserkühlung verwendet. Dabei kühlt das Wasser einen speziellen zylinderförmigen

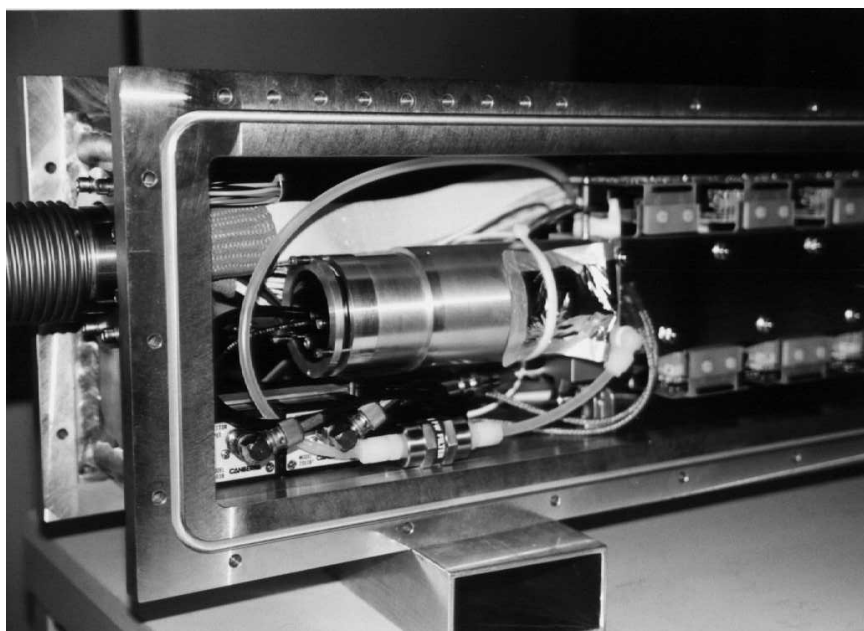


Abbildung 4.5: Ansicht auf die Hochenergieseite des Detektors.

Kühlkörper, der von einem Ventilator angeblasen wird. Das gekühlte Isobutan wird mit einem Rohr an die andere Seite des Gehäuses geleitet. Dadurch entsteht eine Gasströmung im Innern des Detektors. So wird erreicht, daß die Innentemperatur im Dauerbetrieb 30°C nicht übersteigt.

Abbildung 4.5 zeigt ein Photo der Hochenergieseite des fertigen Detektors. Man erkennt die Gaszuführung über einen Filter, die Kontaktierung der Kathodenfolie und der Anodendrähte, die zwei CANBERRA-Vorverstärker für das Energieverlustsignal und den Versorgungs-Wellschlauch.

4.2 Signalerzeugung im Detektor

4.2.1 Anodendraht-Signal

Die Anodendrähte bestehen aus goldbeschichtetem Wolfram mit einem Durchmesser von $12\ \mu\text{m}$ und sind mit einem gegenseitigen Abstand von $6\ \text{mm}$ auf den Epoxid-Rahmen aufgespannt.

Damit die Drähte trotz der elektrostatischen Abstoßung stabil in ihrer Lage bleiben, sind sie mit einer mechanischen Vorspannung von $T = 0.4\ \text{N}$ versehen. Bei einer Drahtlänge von $l = 970\ \text{mm}$, einem Abstand von beiderseits $a = 4\ \text{mm}$ zu den Kathoden und der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ ist damit nach der Formel [Kle84]

$$V_{\max} = \frac{2\pi a}{l} \sqrt{\frac{T}{4\pi\epsilon_0}}$$

Stabilität bis zu einem Potential von $V_{\max} = 1.6\ \text{kV}$ gewährleistet. Bei einem Gasdruck von $500\ \text{mbar}$ im Detektor werden keine höheren Potentiale benötigt. Nume-

rische Berechnungen der Feldverläufe in der Proportionalkammer sind Ref. [Ott96] zu entnehmen. Die Feldverläufe bewirken, daß nahezu jedes Elektron, das durch primäre Ionisation in dem Bereich der Proportionalkammer entsteht, zunächst zu einem der Anodendrähte driftet. Hat es sich diesem bis auf einen Abstand in der Größenordnung des Drahtdurchmessers genähert, gewinnt es zwischen zwei Stößen mit Zählgasmolekülen mehr Energie als zur Ionisierung dieser notwendig ist [Kle84]. Dies führt über Sekundärionisationsprozesse zur Lawinenbildung um den Draht.

Das auf den Anoden erzeugte Signal ist negativ. Es setzt sich aus den Signalen der im Lawinenbereich erzeugten, auf die Drähte zudriftenden Elektronen und der von ihnen wegdriftenden positiven Ionen zusammen. Die Vorzeichen beider Signale sind gleich, da sowohl Ladung als auch Driftrichtung der beiden Komponenten entgegengesetzte Vorzeichen haben.

Da die Ionenspur die Drahtebene unter einem Winkel von etwa 40° bis 50° zwischen den beiden Drähten kreuzt und der Kathodenabstand 8 mm beträgt, überlagern sich auf jedem Draht die Lawinen der einzelnen Primärelektronen zu einer gemeinsamen Lawine von etwa 10 mm Länge.

Das Potential der Anodendrähte ist bei einem konstanten Gasdruck von 500 mbar mit typischen 1400 - 1500 V so eingestellt, daß das auf den Drähten erzeugte Signal dem Energieverlust proportional ist, den das zu detektierende geladene Teilchen durch Primärionisationsprozesse auf seinem Weg zwischen den Kathoden erleidet. Diese Signale werden als Energieverlust-Signale bezeichnet. Sie werden für beide Drähte einzeln in CANBERRA 2003-Vorverstärkern verstärkt und über BNC-Kabel aus der Detektorkammer herausgeführt. Durch die getrennte Auslese beider Drähte gewinnt man eine Information über die Höhe des Detektors, und man kann seine Höhe in der Detektorkammer des Q3D optimal einstellen (siehe Abschnitt 5).

4.2.2 Kathodenstreifen-Signale

Jeder einzelne der 255 ausgelesenen Kathodenstreifen ist über den Kontaktgummi und eine etwa 4 cm lange Leiterbahn mit einem eigenen ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden (die nicht ausgelesenen Streifen sind geerdet). Bei diesen Vorverstärkern handelt es sich um eine Entwicklung (TPC-ALEPH) des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik in München aus dem Jahre 1985. Deren differentielle Ausgangssignale werden über ca. 4 m lange abgeschirmte „Twisted Pair“-Flachkabel zur Ausleseelektronik außerhalb der Detektorkammer geleitet. Zunächst besteht die Ortsinformation also aus 510 Teilsignalen, von denen aber nur wenige die zu einem einzelnen Ereignis gehörende Information enthalten.

Die Lawinenlänge von etwa 10 mm führt bei einem gültigen Ereignis auf drei bis sieben benachbarten Kathodenstreifen zu Signalen, die größer als ein einstellbarer Schwellenwert sind (vgl. Abb. 2.4). Sie werden durch die Lawinenbildung um die Anodendrähte auf den Kathoden influenziert und haben positives Vorzeichen. Die Anzahl der benachbarten Streifen, die bei einem Ereignis ein Signal über der Schwelle gesehen haben, wird im weiteren als Multiplizität des Ereignisses bezeichnet.

Ordnet man die digitalisierten Amplituden dieser Signale jeweils den Streifenmitten zu, läßt sich die influenzierte Ladungsverteilung durch eine Gaußkurve beschreiben.

Das Zentrum der Verteilung entspricht dabei dem Ort des zu detektierenden Teilchens in der Fokalebene des Spektrographen.

4.2.3 Szintillator-Signale

Nach dem Passieren des Proportionalbereichs treffen die Teilchen auf einen Plastikszintillator vom Typ Pilot B (NE 104) mit dem Querschnitt $7 \times 14 \text{ mm}^2$. Die Dicke des Szintillators reicht bei einem Teilcheneinfallswinkel von 45° aus, um alle Teilchen, die am Beschleunigerlabor in Kernreaktionen mit leichten Ionen erzeugt werden, zu stoppen. Um den Transport des Lichtes zu den an beiden Enden angebrachten Photomultipliern zu optimieren, wurde der Szintillator in Plexiglas eingebettet, wie in Abbildung 4.1 zu erkennen. Dazu wurde der Szintillator zunächst flächig auf Plexiglas geklebt, mit Diamantwerkzeug auf eine Breite von 14 mm abgefräst, dann wurden die beiden Seitenteile aus Plexiglas aufgeklebt. Zum Schluß wurde die ganze Einheit noch rundherum mit Diamantwerkzeug auf Maß gefräst. Alle Klebungen sind blasenfrei. Die Maße der Lichtleiter-Szintillator-Einheit sind so $30 \times 30 \times 1030 \text{ mm}^3$. Die Einheit ist auf drei Seiten mit geknitterter Alufolie umgeben und auf der Seite, auf der sich der Szintillator befindet, mit einer $3 \mu\text{m}$ dicken aluminisierten Mylarfolie bespannt. Dadurch wird nahezu alles Licht gesammelt [Leo87]. Das Licht wird mit Hilfe von zwei an den Enden angebrachten Photomultipliern (Philips XP2201B) ausgelesen.

4.3 Ausleseelektronik am Q3D

Das Ziel der Ausleseelektronik ist es, daß schon direkt am Q3D die Daten des Detektors so weit reduziert werden, daß möglichst nur gute Ereignisse zum Datenaufnahmesystem im Kontrollraum weitergeleitet werden.⁴

Dies wird dadurch verwirklicht, daß jeder Streifen mit einem eigenen Vorverstärker (im Detektorgehäuse) und mit eigenen Shapern (Pulsformern) und eigenen PHD (Peak-Hold/Diskriminator)-Modulen am Q3D ausgerüstet ist. Wenn ein PHD-Modul ein Shaper-Signal über der für alle Streifen gleichen, aber stufenlos einstellbaren, Schwelle registriert hat, wird diese Signalhöhe analog in einem Kondensator gespeichert. Gleichzeitig wird ein digitales Signal zu einem ASIC (Application Specific Integrated Circuit) [Hil89] geschickt, der im folgenden Abschnitt näher beschrieben wird.

Die verwendeten Shaper vom Typ SH-TPC-ALEPH, die wie die verwendeten Vorverstärker eine Eigenentwicklung des MPI für Physik und Astrophysik in München sind, und zur Verwendung mit diesen entworfen wurden, wandeln und verstärken das differentielle Ausgangssignal der Vorverstärker in ein negatives Signal mit einer Anstiegszeit von etwa $2 \mu\text{s}$ (siehe Abb. 4.8). Die Funktion der bei E18 entwickelten PHDs wird später genauer erläutert (Abschnitt 4.4.1).

⁴Das Prinzip der Ausleseelektronik soll hier allgemeinverständlich erläutert werden, ohne wichtige Punkte außer acht zu lassen. Eine detailliertere Beschreibung ist in [Ott95, Ott96] zu finden; allerdings sind dort leider die sehr verschiedenen Signale „ASIC Run“ („Wired Or“) und „ASIC Start“ (s.u.) nicht klar getrennt.

Um die vorhandene Ausleseelektronik auf die volle Streifenzahl 255 aufzustocken, wurden 144 neue PHD-Platinen und 104 neue Shaper-Platinen in Auftrag gegeben. Die PHDs sind in 16 NIM-Einschüben zu je 16 Platinen zusammengefasst, die Shaper in 11 NIM-Einschüben zu je 24 Platinen. Die Elektronik füllt einen 19-Zoll-Schrank mit sechs NIM-Überrahmen, der am Magnetspektrographen eingehängt wird.

4.3.1 Arbeitsprinzip des ASICs und der PHDs

Der ASIC ist dafür gebaut, ein binäres Wort der Länge 255 Bit auf Ereignisse der Multiplizität drei bis sieben zu untersuchen. Im Falle von Mehrfachereignissen mit jeweils gültiger Multiplizität und dem Fall, daß kein Ereignis gültiger Multiplizität gefunden wird, muß die Auswertelektronik global zurückgesetzt werden (im weiteren als „Interner Reset“ bezeichnet). Der ASIC liefert die Anfangsposition, die Endposition (im jetzigen Aufbau nicht verwendet) und die Multiplizität eines guten Ereignisses und startet die festverdrahtete Auswertelogik.

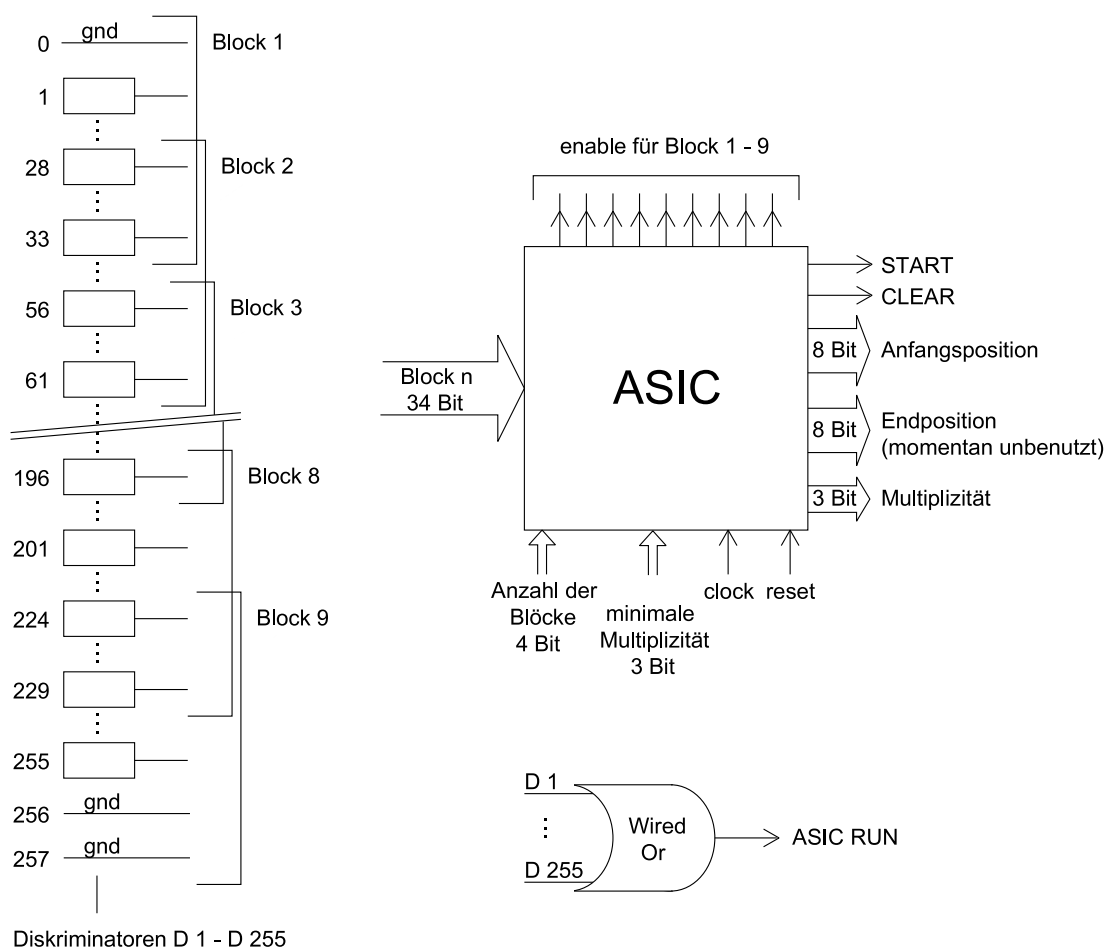


Abbildung 4.6: Arbeitsprinzip des ASICs.

Abbildung 4.6 verdeutlicht das Arbeitsprinzip des ASICs. Wenn die Diskriminatoren eines oder mehrerer Streifen ein Signal über der Schwelle festgestellt haben, wird das Signal „Wired Or“ aktiv und der ASIC wird gestartet („ASIC RUN“). Dann beginnt nach einer einstellbaren Zeit („ASIC-Gate“, im Moment $1 \mu\text{s}$), in der alle zu einem guten Ereignis gehörenden benachbarten Streifen Signale über der Schwelle erzeugt haben sollten, der ASIC, alle 255 Streifen abzufragen. Dafür werden überlappende Blöcke von 34 Bit eingelesen und untersucht. Der Überlapp von sechs Streifen sorgt dafür, daß sich auch ein Ereignis mit maximal gültiger Multiplizität sieben ganz auf einem Block befindet. Im Moment wird der ASIC mit einer Taktfrequenz von 10 MHz betrieben, so daß alle 100 ns ein neuer Block geladen wird. Daher liegen die gewünschten Informationen nach etwa $1 \mu\text{s}$ vor. Sollte der ASIC Mehrfachereignisse guter Mutiplizität oder aber nur Ereignisse mit ungültiger Multiplizität registriert haben, setzt er die gesamte Elektronik zurück, und es kann ein neues Ereignis registriert werden. Dieser „Interne Reset“ dauert ca. $4 \mu\text{s}$.

Der Prototyp des Kathodenstreifendetektors wurde nur mit 114 Streifen betrieben, weshalb auch in der ASIC-Box (NIM-Einschub) nur die Blöcke eins bis vier verdrahtet waren. Für den jetzigen Betrieb mit allen neun Blöcken wurde die ASIC-Box vergrößert und die Eingänge für die hinzugekommenen Diskriminatorsignale wurden in „Wire-Wrap“-Technik neu verdrahtet. Damit wurde der ASIC auch zum ersten Mal auf die Funktion aller neun Blöcke getestet. Außer dem im Moment benutzten ASIC gibt es noch drei weitere, die bis zum Streifen 114 fehlerfrei arbeiten [Hil89], die aber noch nie mit allen neun Blöcken betrieben wurden. Der momentan benutzte ASIC lief seit der Herstellung im Jahr 1989 auch schon im alten Detektor zuverlässig, so daß nicht mit Problemen zu rechnen ist.

4.3.2 ADCs und Übergabe an die Datenaufnahme

Wenn der ASIC ein gutes Ereignis registriert hat, bestimmt er Startstreifen und Multiplizität. Zur genauen Ortsinformation des Kathodenstreifendetektors ist aber auch das Histogramm der auf der Kathodenstreifenfolie influenzierten Ladung erforderlich. Dazu wird eine sog. Multiplex- und Kontrolleinheit durch das Signal „ASIC Start“ aktiviert. Diese schließt über einen Digitalbus mehrere Analogschalter, die in den einzelnen PHDs gespeicherten Ladungen auf acht ADCs (10 Bit bei 5 V, Konvertierungszeit $0.65 \mu\text{s}$) durchschalten. Durch eine Adressierung der PHDs werden bei bekanntem Startstreifen nur die zum Ereignis gehörenden Analogschalter geschlossen, daher wären sieben ADCs ausreichend. Die Anzahl acht ermöglicht aber ein leichteres Multiplexen in den Ausgabepuffer, von dem aus die Daten in den Kontrollraum geschickt werden. Die analogen Ausgänge der PHDs sind (nach den Analogschaltern) über einen abgeschirmten Analogbus mit den ADCs verbunden, das heißt, PHD 1 mit ADC 1, PHD 2 mit ADC 2..., bis PHD 8 mit ADC 8, dann PHD 9 wieder mit ADC 1, PHD 10 wieder mit ADC 2, und zyklisch so weiter. Damit sind mehrere PHDs (jeder neunte) mit dem gleichen ADC verbunden, was aber nichts ausmacht, da die Analogschalter nicht zum Ereignis gehörender PHDs immer offen bleiben.

Die Rohdaten des Ereignisses werden von der Multiplex- und Kontrolleinheit sortiert, so daß sie in fünf Blöcken an ein von der Datenaufnahme „MARaBOU“⁵ im Kontrollraum ausgelesenes Dual-Input-Register der Firma Nuclear Enterprises (daher der Spitzname DIRNE) übergeben werden. Der erste Block enthält Startstreifen und Multiplizität, der zweite q 1 und q 2, der dritte q 3 und q 4, der vierte q 5 bis q 6, und der fünfte q 7 und q 8. Die q's sind die sortierten digitalisierten Ladungswerte der einzelnen Streifen. Bei geradem Startstreifen gehört schon der Wert q 1 zum Startstreifen, bei ungeradem Startstreifen erst der Wert q 2. Typische Rohdaten sehen wie folgt aus: (66, 5, 135, 446, 641, 636, 318, 32, 26, 16) oder (55, 5, 10, 176, 426, 596, 408, 122, 12, 11). Die PHD-Schwelle ist typischerweise auf ca. 53 von 1024 ADC-Kanälen eingestellt, das heißt es wird an die Komparatoren der PHDs eine Vergleichsspannung von 260 mV angelegt. Die Auswertesoftware berücksichtigt, ob der Startstreifen gerade oder ungerade ist, und kann dann mit Hilfe der Multiplizität das zum Ereignis gehörende Histogramm erstellen. Dieses wird dann mit einer Gaußfunktion gefittet und der genaue Ort berechnet. Momentan wird jeder Streifen in zehn Kanäle unterteilt, daher haben Ortsspektren des Detektors 2600 Kanäle (gerundet).

4.4 Koinzidenzschaltung im Kontrollraum

Die Untergrundreduzierung des Detektors beruht auf der Koinzidenz von Energieverlust (Draht)- und Restenergie (Photomultiplier)-Signalen. Da der ASIC an sich schon Totzeit hat, wenn er mit Ereignissen schlechter Multiplizität oder Doppelereignissen je ca. $4 \mu\text{s}$ („Interner Reset“) beschäftigt ist, wird das Signal „ASIC Start“ nicht in die sog. „Detektor-Koinzidenz“ aus Energieverlust und Restenergie mit hineingenommen. Das bewirkt, daß die Datenaufnahme MARaBOU möglicherweise gestartet wird, ohne daß der ASIC in der Lage ist, den zum Ereignis gehörenden Rohdatensatz zu liefern. In diesem Fall stehen aber Nullen im Ausgabepuffer, die zwar von MARaBOU aus dem Dual-Input Register (DIRNE) ausgelesen werden, aber in die Spektren in Kanal Null geschrieben werden. So kann man später leicht auf die Totzeit des ASICs korrigieren.⁶

Es ist aber auch möglich, daß der ASIC ein Ereignis gültiger Multiplizität registriert, das aber von der „Detektor-Koinzidenz“ zurückgewiesen wird, weil zu diesem Ereignis zum Beispiel Restenergie-Signale jenseits der Schwellen gehören. In diesem Fall wird die Auslese durch MARaBOU nicht gestartet, und es erfolgt dadurch kein Zurücksetzen der ASIC-Elektronik am Q3D. Für diesen Fall wird ein Signal „Fast Reset“ aus einer Koinzidenz des Signals „Asic Start“ mit einer negierten „Detektor-

⁵Die Rechnergruppe des Beschleunigerlabors stellt regelmäßig verbesserte Versionen der aktuellen Datenaufnahme „MARaBOU“ zur Verfügung. MARaBOU basiert auf dem an der GSI entwickelten sog. Multi Branch System (MBS) und der am CERN entwickelten ROOT-Software. Einzelheiten sind in Ref. [Bes] zu finden.

⁶Bei der früheren Koinzidenzschaltung, wie sie von Jürgen Ott verwendet wurde, wurde das Signal „ASIC Start“ in die Detektorkoinzidenz hineingenommen, da keine absoluten Wirkungsquerschnitte gemessen wurden und so die Totzeit keine Rolle spielte. Die Dreifachkoinzidenz bringt im Hinblick auf Untergrundreduzierung keine Vorteile, da ja die Kathodenstreifensignale mit den Drahtsignalen ursächlich zusammenhängen.

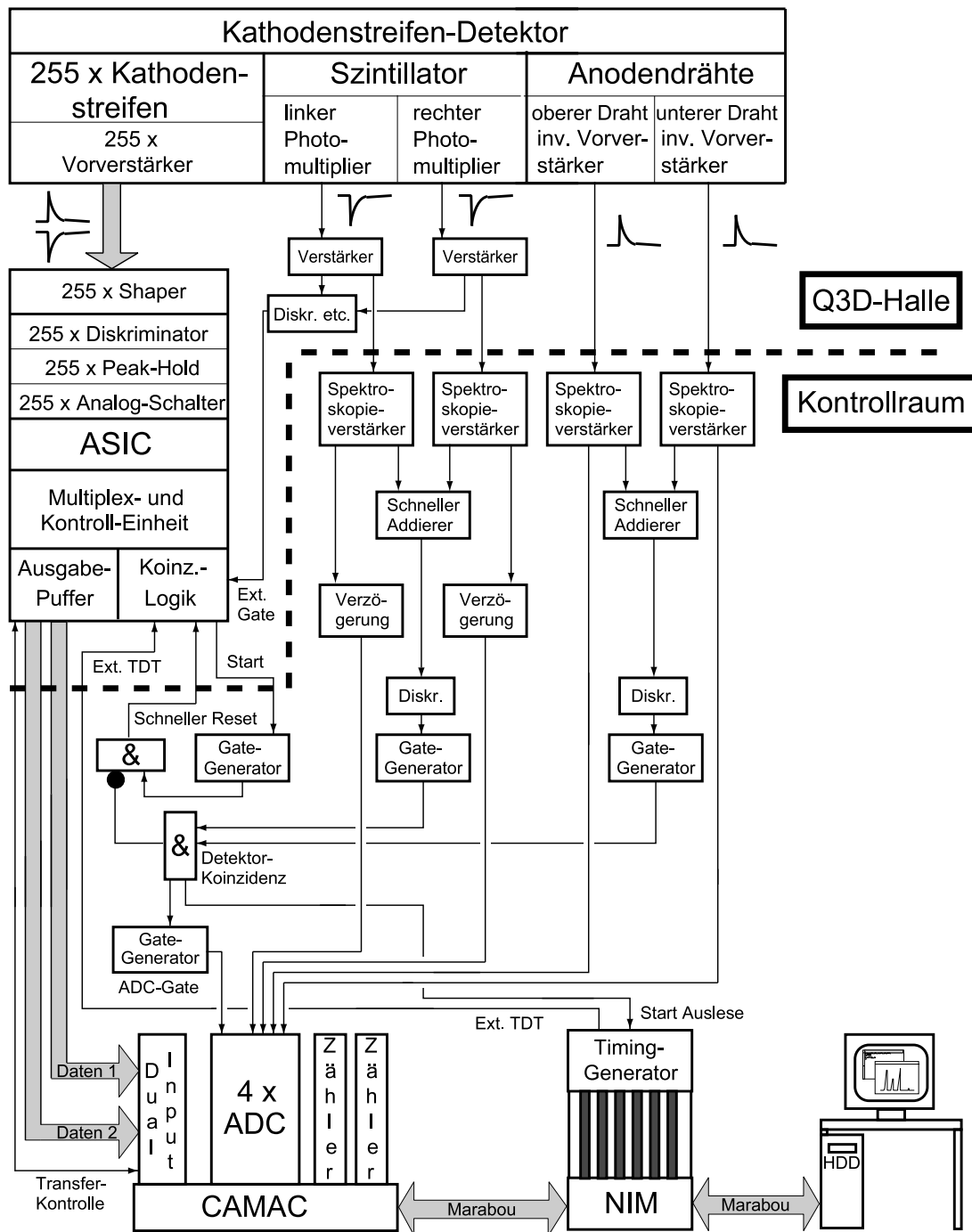


Abbildung 4.7: Prinzipschaltbild der Datenaufnahme. Die Signale von Drähten und Photo-multipliern werden verstärkt und jeweils addiert. Über Diskriminatoren und Gate-Generatoren wird aus ihnen in einer Koinzidenzeinheit das Signal „Detektor-Koinzidenz“ erzeugt. Dieses triggert zum einen die Datenauslese („Start Auslese“) und generiert das Gate für den ADC. Zum anderen wird aus der negierten „Detektor-Koinzidenz“ und dem Signal „ASIC Start“ der „Fast Reset“ erzeugt. Durch das Signal „Ext. TDT“ bleiben die Eingänge aller PHDs geschlossen, solange MARaBOU mit dem Einlesen beschäftigt ist. Die Erzeugung des „Ext. Gate“ ist vereinfacht dargestellt (vgl. Anhang A).

Koinzidenz“ erzeugt (vgl. Abb. 4.7). Mit diesem „Fast Reset“ werden der ASIC und die Ausleseelektronik am Q3D zurückgesetzt. So ist der ASIC nach ca. $5 \mu\text{s}$ wieder bereit. Auch diese Ereignisse erhöhen die Totzeit des ASICs. Es hat sich bei verschiedenen typischen Messungen eine Totzeit von bis zu 5% ergeben, die aber stark von der betrachteten Reaktion, der Strahlenergie, und der Stromstärke am Target abhängt.

Um den ASIC zu entlasten, wurde gegenüber der früheren Logik ein neues Signal eingeführt, nämlich das sog. „Externe Gate“. Der Grundgedanke ist dabei, daß es nicht sinnvoll ist, den ASIC bei jedem für ihn gültigen Ereignis zu starten. Das „Externe Gate“ öffnet die Eingänge aller PHDs nur, wenn das Summensignal der Photomultiplier in dem zur gewollten Teilchensorte gehörenden Fenster liegt. Die Photomultiplier-Signale sind so schnell, daß das „Externe Gate“ aus ihnen generiert werden kann; die influenzierten Ladungssignale der Streifen durchlaufen ja noch die Vorverstärker und Shaper, ehe sie zu den PHDs gelangen. Allerdings muß das Signal noch in der Q3D-Halle erzeugt werden, da die Laufzeiten zum Kontrollraum und zurück zu lang sind. Daß das „Externe Gate“ korrekt arbeitet, wurde in einer Teststrahlzeit bewiesen: Die Zählrate an guten Detektor-Ereignissen, zu denen der ASIC seine Informationen liefern kann, wird nicht kleiner, wenn das „Externe Gate“ aktiviert wird, das heißt, es erreicht die PHDs rechtzeitig. Gleichzeitig nimmt die im Kontrollraum beobachtbare Rate der „Fast Resets“ drastisch ab. Auch die Rate der „Internen Resets“ sollte stark zurückgehen.

Eine systematische Studie der Abnahme der Totzeit des ASICs bei Betrieb mit „Externem Gate“ in Abhängigkeit von Reaktion, Strahlstrom usw. steht aber noch aus. Dennoch ist es auf jeden Fall sinnvoll, den ASIC mit aktiviertem „Externem Gate“ zu betreiben, auch wenn man noch eine bequeme Einstellmöglichkeit für die Schwellen vom Kontrollraum aus finden muß.

In Abb. 4.7 sind die Koinzidenzschaltung und die Datenauslese schematisch dargestellt. Im Anhang A sind zwei Schaltpläne mit detaillierten Angaben zu den einzelnen NIM-Modulen abgebildet.

Die Signale der beiden Drähte und der beiden Photomultiplier werden natürlich nicht nur zum Erzeugen des Triggers verwendet, sie werden auch einzeln digitalisiert und zum Rohdatensatz eines Ereignisses hinzugefügt. Der Rohdatensatz eines guten Ereignisses enthält also insgesamt 14 Informationen: start, mult, q1, q2, q3, q4, q5, q6, q7, q8, mpl, mph, deo, deu. Hier sind mpl und mph die Signale des Multipliers auf der Niedrigenergie- bzw. Hochenergieseite des Detektors, und deo und deu die Signale des oberen bzw. des unteren Anodendrahts (4000 Kanäle bei 10 V). Einige Spektren, die daraus erzeugt werden können, sind im Abschnitt 5 zu sehen.

4.4.1 Peak-Hold/Diskriminator-Einheiten und „Externes Gate“

In Abbildung 4.8 ist ein Oszilloskopbild zu sehen, das die Funktion des „Externen Gates“ im Labor veranschaulicht und einige Zeitkonstanten wie z.B. die Anstiegszeit des Shapers zeigt. Das Signal „Externes Gate“, mit dem das Oszilloskop getriggert wurde, öffnet den Eingang des untersuchten PHDs („Gate PHD-Eingang“). Das „Externe Gate“ kommt, bevor das Shaper-Signal die eingestellte PHD-Schwelle von

–65 mV zu negativen Spannungen hin überschritten hat. (Oben war schon von einer PHD-Schwelle von 260 mV die Rede. Das kommt daher, daß das Shaper-Signal am Eingang der PHDs invertiert und vierfach verstärkt wird. Der Komparator vergleicht das verstärkte Signal mit einer einstellbaren Referenzspannung, die folglich 260 mV ist.)

Ein Signal „ASIC Run“ („Wired Or“) wird nur erzeugt, wenn die Shaper-Signale die Schwelle überschreiten. Das Analogsignal ist die Spannung am PHD-Ausgang, die von einem Analogschalter zu den ADCs geführt werden kann. Man sieht, daß der PHD das Shaper-Signal (–1 V) vierfach verstärkt und den höchsten Spannungswert (etwa 4 V) beibehält. Jeder PHD schließt seinen Eingang selbstständig, sobald das Shaper-Signal von unten her die Schwelle durchläuft. Dadurch kann der Kondensator auch bei kurz aufeinanderfolgenden Ereignissen nicht mehr aufgeladen werden. Der abrupte Abfall des Analogsignals wird durch ein (nicht gezeigtes) Reset-Signal erzeugt, wie es bei der Rücksetzung der Elektronik erfolgt, das heißt der Kondensator wird entladen.

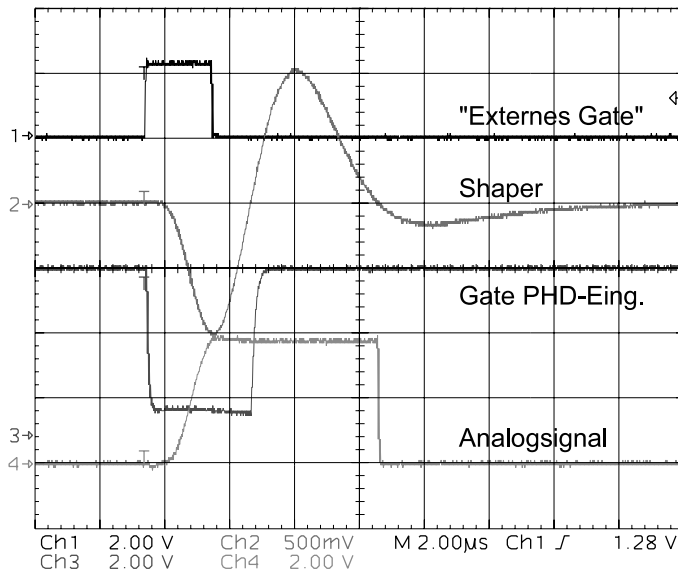


Abbildung 4.8: Signale am PHD (Oszilloskopbild).

Beim Betrieb ohne „Externes Gate“ sind die Gates der PHD-Eingänge immer offen, bis sie ein Shaper-Signal über der Schwelle registrieren und dann nach etwa $3 \mu\text{s}$ selbstständig schließen. Dadurch ist es Prinzip möglich, daß sich der Kondensator eines PHDs durch Untergrund schon auf eine Spannung, die später (nach dem Digitalisieren) bis zu 50 Kanälen entspricht, aufgeladen hat, und der Wert des guten Ereignisses addiert wird. Die dadurch verursachten zufälligen Fehler sollten aber gering sein. Dieser Effekt wird durch das „Externe Gate“ gemildert, da jetzt weniger als $1 \mu\text{s}$ mit offenem Gate auf das gute Ereignis gewartet wird.

Besonderes Augenmerk verdienen auch die negativen Überschwinger der Shaper-Signale. Ein „Interner Reset“ kommt nämlich so schnell, daß die PHDs auf die Überspeicher der Signale, denen der Reset galt, ansprechen. Ist dieser über -65 mV

hoch (was ab einer Signalhöhe von etwa -0.4 V der Fall ist), dann führen auch diese Signale wieder dazu, daß der ASIC einen „Internen Reset“ machen muß. Allerdings ist es wahrscheinlich, daß, wenn ein Streifen eine Signalhöhe von -0.4 V sieht, auch die benachbarten zumindest über der Schwelle von -65 mV liegen, und damit bei einer guten Multiplizität das Ereignis durch den „Fast Reset“ zurückgesetzt wird, oder aber das Ereignis sogar ausgelesen wird. Aber auch bei einem Ereignis, daß zu einem „Fast Reset“ führt, muß der Überschwinger zurückgesetzt werden, da der „Fast Reset“ mit $5\text{ }\mu\text{s}$ ebenfalls die PHDs erreicht, ehe der Überschwinger die Schwelle durchlaufen hat (vgl. Anh. B).

Alle Probleme mit Überschwingern, die die Totzeit des ASICs erhöhen, werden durch das „Externe Gate“ beseitigt, da das „Externe Gate“ ja nur einmal öffnet. Nach einem einmaligen Reset werden die Kondensatoren der PHDs entladen, und die PHD-Eingänge bleiben geschlossen; der Überschwinger wird nicht gesehen. Daß ein gutes Ereignis dadurch verfälscht wird, daß sein Shaper-Signal auf Überschwinger aufreitet, ist unwahrscheinlich, da es ja nicht nur kurz auf den Reset folgen, sondern auch noch am selben Ort stattfinden müßte.

Die Zahl der Resets geht bei Detektorbetrieb mit „Externem Gate“ natürlich drastisch zurück, da der ASIC fast nur noch Ereignisse sieht, die auch eine Detektor-Koinzidenz erzeugen und damit ausgelesen werden. Von ausgelesenen Ereignissen wird bei einer momentan dafür erforderlichen Zeit von $150\text{ }\mu\text{s}$ freilich kein Überschwinger mehr gesehen.

Die in Abschnitt 4.3.1 angesprochene einstellbare Gate-Zeit des ASICs („ASIC-Gate“, momentan $1\text{ }\mu\text{s}$), die der ASIC nach dem Signal „ASIC Run“ („Wired Or“) wartet, ehe er alle PHD-Signale einliest, hat keinen Einfluß auf die Eingänge der PHDs; sie bleiben offen, bis sie das Maximum der Shaper-Signale gespeichert haben und dann selbstständig schließen. Das digitale Signal von PHDs, die dieses erst nach der „ASIC-Gate“ Zeit erzeugen, wird vom ASIC aber nicht mehr berücksichtigt.

4.4.2 Timings der Resets und der Auslese

Wie oben schon erwähnt, dauert der „Interne Reset“ $4\text{ }\mu\text{s}$, der „Fast Reset“ $5\text{ }\mu\text{s}$, und die Auslese guter Ereignisse durch MARaBOU im Moment $150\text{ }\mu\text{s}$. Oszilloskopbilder, die diese Zeiten anhand der Signallänge des „Wired Or“ belegen, finden sich mit Erläuterungen im Anhang B. Anhand dieser Bilder können auch die Zeiten des „ASIC-Gate“, die Zeit, die der ASIC danach zum Einlesen der neun Blöcke benötigt (ca. $1\text{ }\mu\text{s}$) und die Zeitpunkte, zu denen die fünf Rohdatenblöcke an die Datenaufnahme übergeben werden, studiert werden.

Im Abschnitt 6.3 wird auf mögliche Zählraten eingegangen, die sich im wesentlichen aus den verschiedenen Zeiten ergeben.

5 Spektren des Kathodenstreifendetektors

Nachdem in den vorigen Abschnitten der mechanische Aufbau des Detektors und die Arbeitsweise der Elektronik erklärt wurden, sollen jetzt einige Spektren gezeigt werden, die bei der Messung der elastischen Streuung $^{27}\text{Al}(d,d')$ bei $E_d = 22\text{ MeV}$ gewonnen wurden.

Dabei wurde die Höhe der Targetleiter auf eine Position zwischen zwei eigentlichen Targetpositionen eingestellt, so daß die Deuteronen am Aluminium der Leiter in den Spektrographen gestreut wurden (Q3D-Winkel 40° , Leiterwinkel -70°). Das Magnetfeld war auf Al(d,d') bei einer Anregungsenergie von 2 MeV in der Detektormitte eingestellt. So erhält man ein sog. weißes Spektrum, dessen Ereignisrate zur Hochenergieseite des Detektors hin leicht abfällt.

Anhand dieser Messung kann man sehr gut die Funktion der Detektorkomponenten überprüfen. Sie sollte daher am Beginn jeder Strahlzeit kurz gemessen werden.

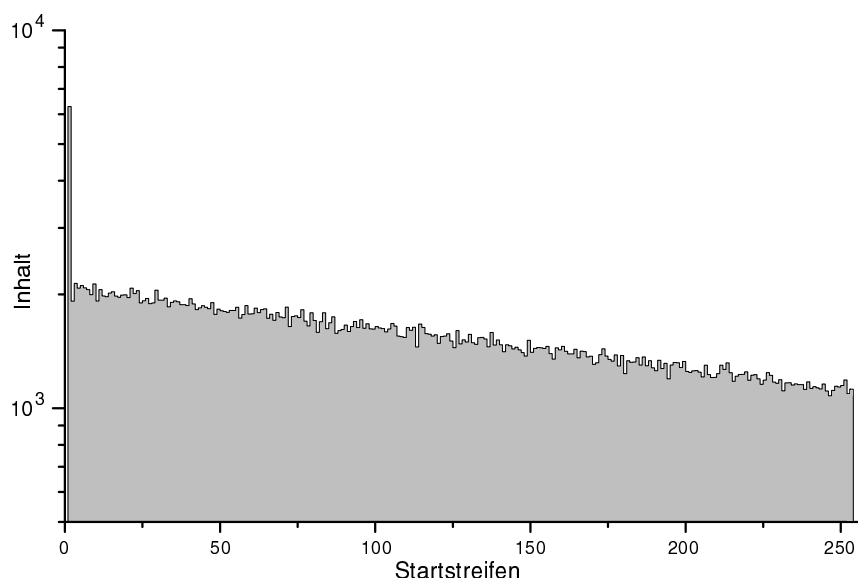


Abbildung 5.1: Verteilung der Startstreifen bei einem weißen Spektrum.

Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Startstreifen bei einem weißen Spektrum. Zunächst fällt auf, daß der erste Streifen wesentlich öfter Startstreifen ist, als die anderen. Dies kommt daher, daß Ereignisse, deren Schwerpunkt eigentlich vor dem ersten Streifen liegt, Startstreifen eins mit kleinen Multiplizitäten zugeschlagen werden, wie in Abb. 5.2 zu erkennen. Einen Effekt der Forderung nach Multiplizitäten zwischen drei und sieben am Hochenergieende des Detektors erkennt man sehr gut in Abb. 5.2. Der letzte mögliche Startstreifen ist der Streifen 253 mit der Multiplizität drei, d.h. er kann nur Multiplizität drei haben, während Streifen 252 auch die Multiplizität vier haben kann. Erst Streifen 249 kann Multiplizitäten bis sieben erreichen. Die kommen aber selten vor, da man idealerweise das Maximum der Multiplizitätsverteilung auf fünf legt.

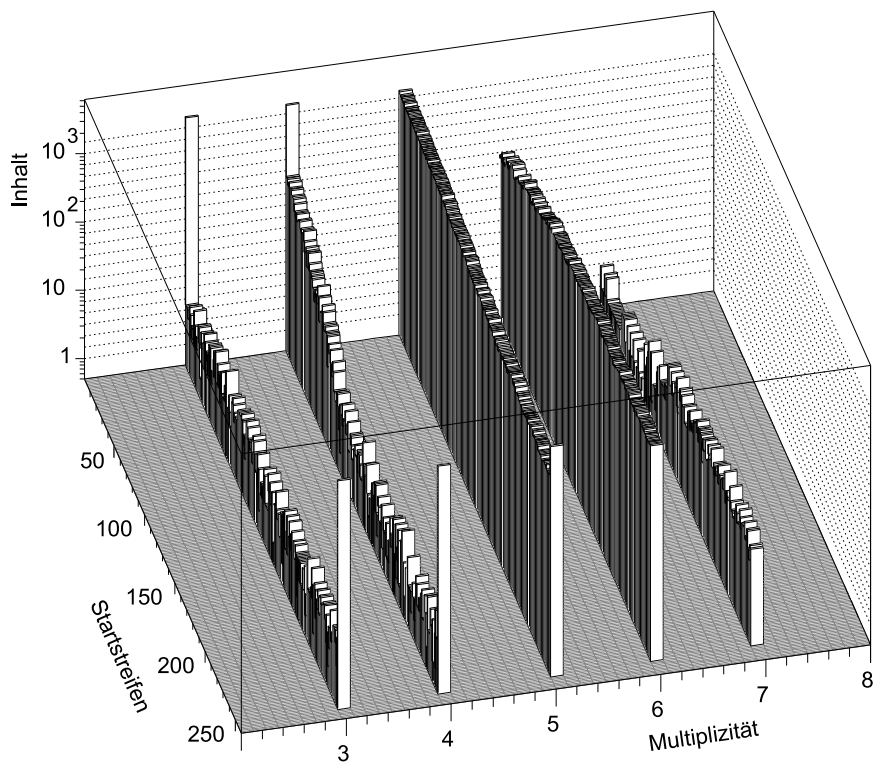


Abbildung 5.2: Verteilung der Multiplizitäten der einzelnen Startstreifen bei einem weißen Spektrum.

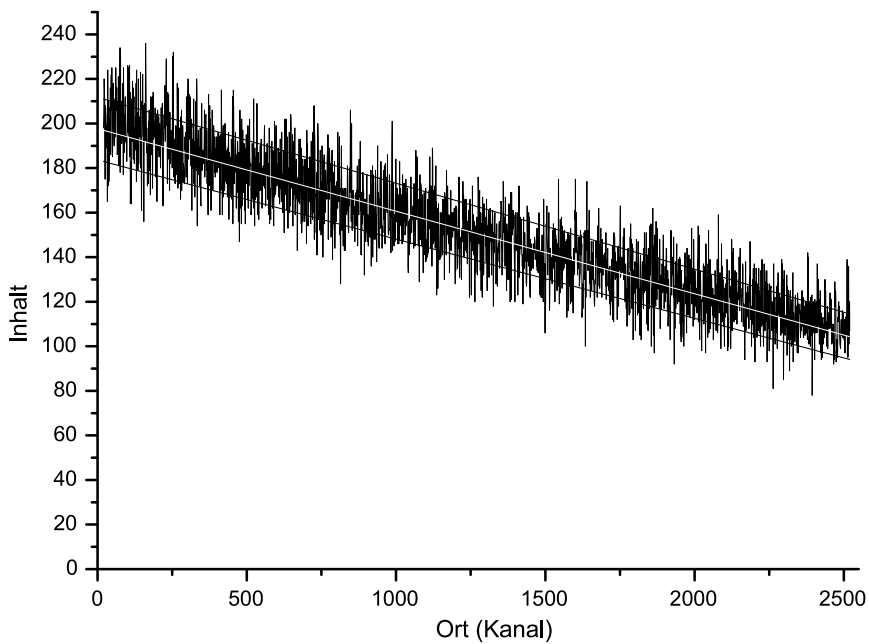


Abbildung 5.3: Ortsspektrum nach Gaußfit der Ladungsverteilung bei einem weißen Spektrum. Auf einen Streifen kommen je zehn Kanäle.

Das bedeutet, daß der Detektor von Startstreifen zwei bis 250 unverfälschte Spektren liefert. Ausgefallene Streifen machen sich im Startstreifenspektrum sofort bemerkbar, weil die vor ihm liegenden zwei Streifen auch nie Startstreifen sein können. Es fehlen also gleich drei Streifen, während die Multiplizitätsverteilung der vorherigen abnimmt, wie am Hochenergierand des Detektors. Eine Lücke von nur einem Startstreifen gäbe es nur, wenn zwei Streifen kurzgeschlossen wären, denn der mit der größeren Adresse wäre nie Startstreifen.

Eine leichte Verschiebung zu kleineren Multiplizitäten auf der Niederenergieseite lässt sich in Abb. 5.2 vor allem an der Multiplizität vier erkennen. Dies ist ein Effekt des sich verkleinernden mittleren Einfallswinkels der Deuteronen in den Detektor. Abbildung 5.3 zeigt das endgültige weiße Ortspektrum nach dem Fitten der Ladungsverteilungen mit einer Gaußfunktion. Die weiße Linie ist ein linearer Fit an das Ortspektrum ($\chi^2 = 1.2$), die schwarzen Linien geben den statistischen 1σ -Fehlerbereich an. Es sind nur statistische Schwankungen zu beobachten. Um sicher zu gehen, daß die Streifenstruktur der Kathodenfolie keine systematischen Fehler in der Ortsbestimmung hervorruft, wurde eine Fourier-Analyse des Spektrums gemacht, die jede Periodizität aufdeckt. Dazu wurde zunächst das mit der Schwerpunktmethode berechnete Online-Ortsspektrum der Messung analysiert.⁷

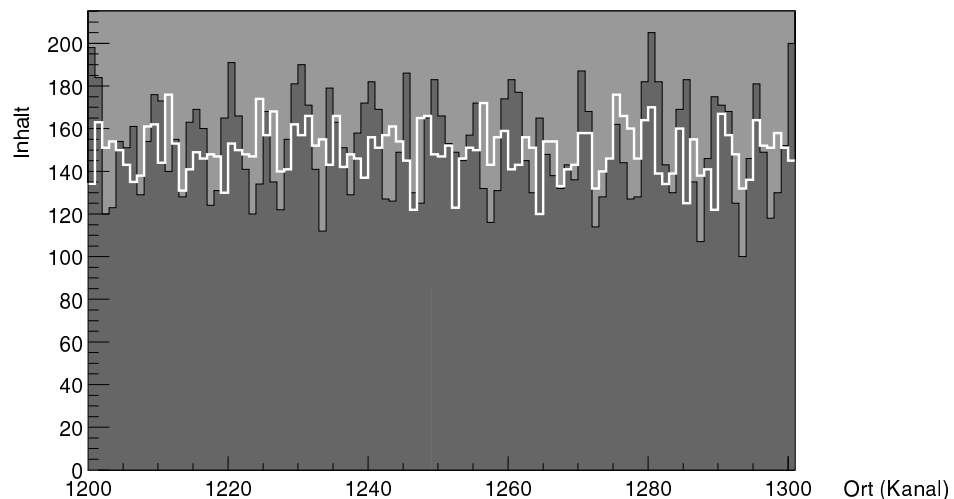


Abbildung 5.4: Ausschnitt des weissen Ortsspektrums, erzeugt mit der Schwerpunktmethode (dunkel) und mit der Gaußfunktion (weiß).

⁷An dieser Stelle sei erwähnt, daß die Ortsspektren, die online erzeugt werden, die Mitte der Ladungsverteilung mit der wesentlich schnelleren Schwerpunktmethode berechnen. Die Spektren, bei denen die Ladungsverteilungen der einzelnen Ereignisse gefittet werden, müssen in einem Replay erzeugt werden. Online-Spektren weisen eine periodische Struktur auf, die von den PHD-Schwellen herrührt. Zur Veranschaulichung stelle man sich eine Linie vor, die über die Streifen verschoben wird. Zu einem bestimmten Zeitpunkt ist der Wert des nächsten Streifens über der Schwelle, wodurch der Schwerpunkt plötzlich stark in dessen Richtung verschoben wird. Beim Fitten mit der Gaußfunktion ist es nicht von Bedeutung, ob ein Streifen am Rand des Ereignisses noch einen zusätzlichen Punkt liefert, oder nicht. Das Zentrum der Verteilung wird dadurch nicht verschoben. Ortsspektren die mit der Schwerpunktmethode berechnet wurden, bei denen aber der Schwellenwert abgezogen wurde, weisen keine deutliche Struktur mehr auf. Allerdings würden sich hier leicht unterschiedliche Schwellen der PHDs (durch Bauteile-Toleranzen) immer noch bemerkbar machen.

Abbildung 5.4 zeigt einen Ausschnitt des weißen Ortsspektrums, einmal erzeugt mit der Schwerpunktmethode (dunkel), und einmal mit Hilfe der Gaußfunktion. Schon mit bloßem Auge kann man sie periodische Struktur im mit der Schwerpunktmethode berechneten Spektrum erkennen. Besonders deutlich wird die Struktur in der Fourieranalyse, die in Abb. 5.5 gezeigt ist. Das Online-Spektrum weist große Amplituden bei der ganzen Streifenbreite, wie auch bei Bruchteilen davon auf. Die Analyse des mit dem Gaußfit erzeugten Ortsspektrums weist dagegen keinen dominanten Beitrag der Streifenstruktur mehr auf. So kann man sicher sein, daß die mit dem Kathodenstreifendetektor gemessenen Spektren nicht durch systematische Fehler in der Ortsbestimmung beeinflusst werden.

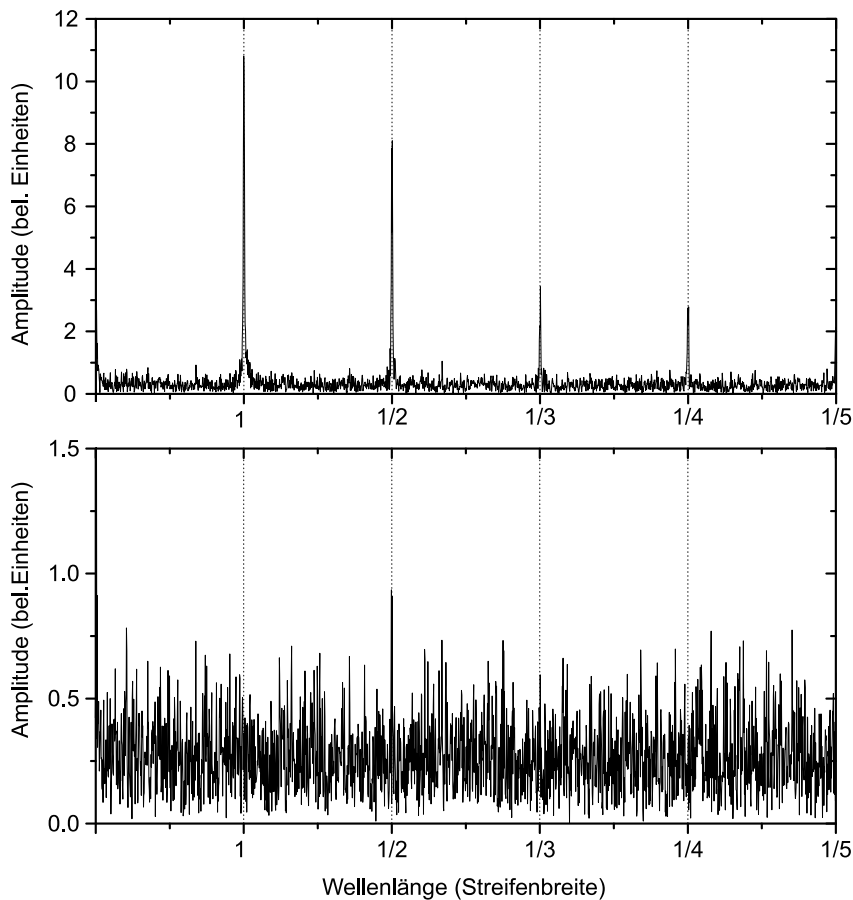


Abbildung 5.5: Fourier-Analyse der weißen Ortsspektren. Oben: Analyse des Online-Spektrums, unten: Analyse des im Replay mit Gaußfit erzeugten Spektrums, das in Abb. 5.3 zu sehen ist.

Abbildung 5.6 zeigt die Ortsabhängigkeit der Anodendraht- und Szintillatorsignale. Das Energieverlustsignal der Drähte (Summe beider Drähte) zur Hochenergieseite leicht an, was seine Ursache in der schon bei der Verteilung der Multiplizitäten sichtbaren Winkeländerung der Teilchen hat. Die Ortsabhängigkeit des Szintillatorsignals ist sehr gering. Hier hat sich die aufwendige Herstellung der Szintillator-Lichtleiter-Einheit (Abschnitt 4.2.3) bezahlt gemacht. Eine angenehme Folge der geringen Ortsabhängigkeiten ist, daß man auf eine Eichung der Spektren verzichten kann: In der

Darstellung Energieverlust über Restenergie (Abb. 5.7) ist die Anhäufung der Teilchen sehr scharf. Dies ist nötig, da in diesem Spektrum der Cut auf die Teilchen gesetzt wird, aus denen das Ortsspektrum erzeugt werden soll (Teilchenidentifizierung). Bei Messungen von Reaktionen, bei denen in dieses Spektrum mehrere Teilchensorten gelangen, hat man so keine Probleme, die verschiedenen Teilchensorten klar zu trennen; dies zeigen Abb. 6.2 und der geringe Untergrund im Spektrum der Abb. 9.7.

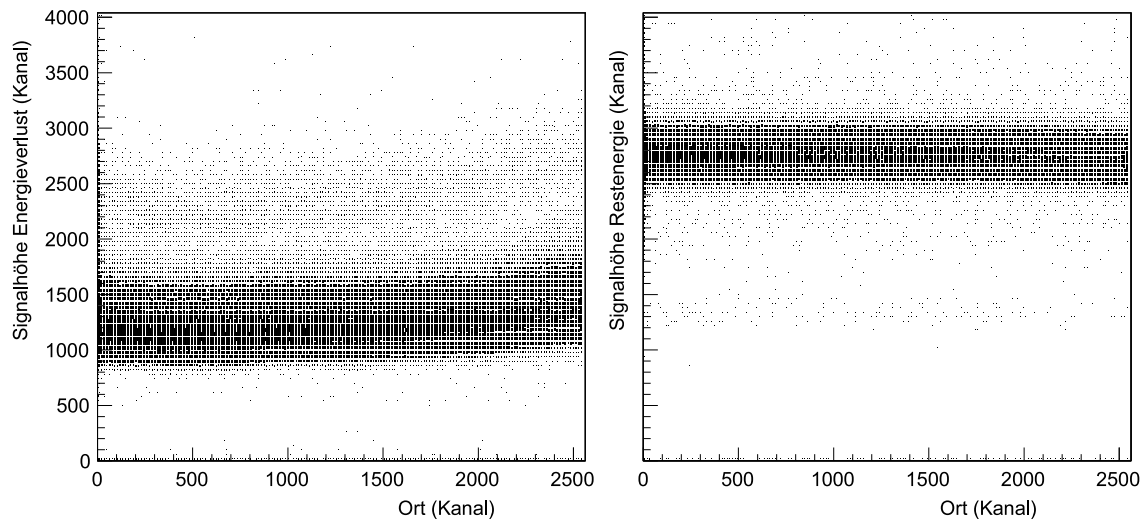


Abbildung 5.6: Ortsabhängigkeiten des Energieverlust- und des Restenergiesignals.

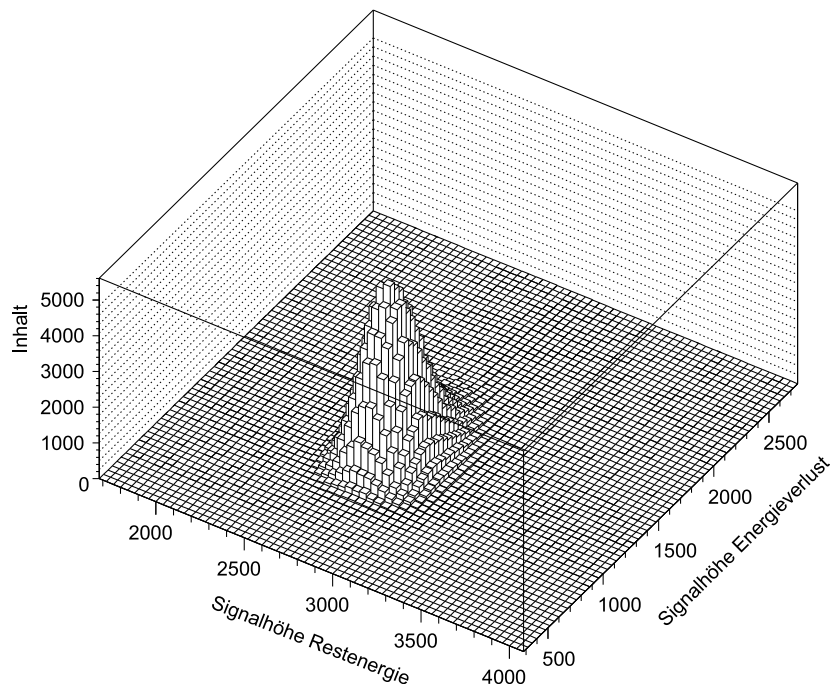


Abbildung 5.7: Spektrum „Energieverlust über Restenergie“ für die Teilchenidentifikation.

Anhand von den in Abb. 5.8 gezeigten Spektren läßt sich die korrekte Höhe des Detektors in der Fokalebene überprüfen. Wie schon in Abschnitt 4.2.1 erwähnt, sind die Feldverläufe in der Proportionalammer so, daß die Elektronen einer Teilchenspur meist nur zu einem der Drähte driften, wie auch in dem linken Spektrum in Abb. 5.8 zu sehen. Aus einem Vergleich der Zählrate des oberen und des unteren Drahtes läßt sich so die Höhe des Detektors ablesen. Wie das rechte Spektrum in Abb. 5.8 zeigt, hat der untere Draht mehr Ereignisse registriert als der obere. Der Detektor war folglich etwas zu hoch eingestellt. Die neu eingeführte getrennte Auslese der Drähte bewährt sich also.⁸

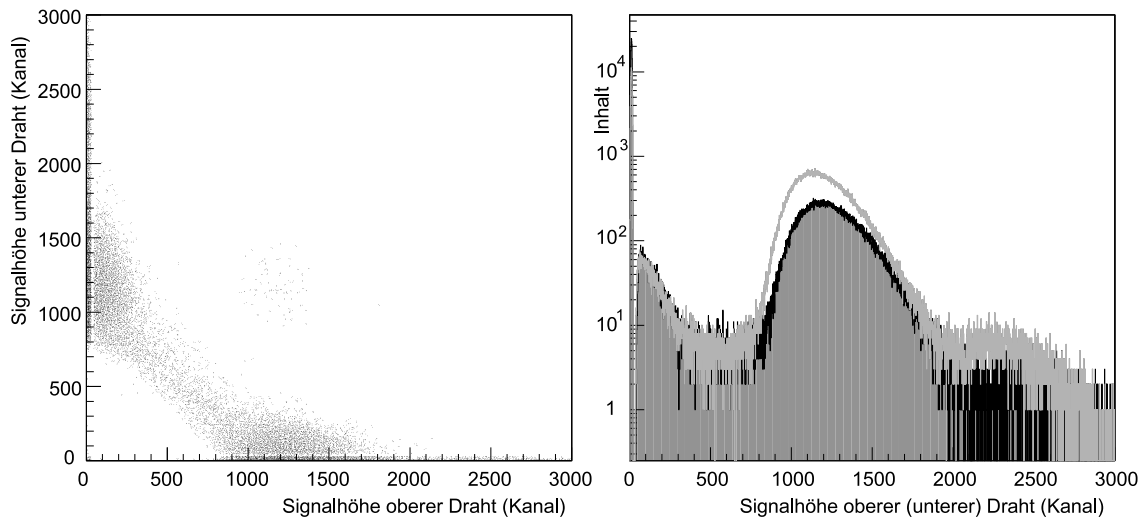


Abbildung 5.8: Verhältnisse bei den Energieverlustsignalen des oberen und des unteren Drahtes. Im rechten Spektrum ist der obere Draht schwarz eingezeichnet, der untere in hellgrau. Die Lücke bei sehr kleinen Kanalzahlen wird durch die ADC-Schwelle verursacht.

Eine weitere Frage, die sich mit Hilfe des weißen Spektrums klären läßt, ist, wie genau der Abstand zwischen Kathodenstreifenfolie und Drähten eingehalten wird, das heißt auch, ob der Detektor vielleicht durchgebogen ist und damit der Abstand zu den Drähten an beiden Enden ein anderer wäre als in der Mitte des Detektors. Dazu kann man sich das Spektrum der Summe der pro Ereignis influenzierten Kathodenstreifenladungen (Kathodenladung) über den Ort ansehen, wie es in Abb. 5.9 links dargestellt ist. Man sieht sehr geringe Fluktuationen der Kathodenladung, die nicht mit der starken Variation im Spektrum des alten Kathodenstreifendetektors [Ott96] vergleichbar sind.

Ein Ansteigen des Signals zur Hochenergieseite hat dieselben Ursachen wie das Ansteigen des Anodendrahtsignals (vgl. Abb. 5.6). Eine Veränderung zur Detektormitte hin ist nicht auszumachen. Ein etwaiges Nachlassen der mechanischen Drahtspannung nach gewisser Zeit könnte aber so festgestellt werden. In Abb. 5.9 rechts ist die Kathodenladung über die Anodenladung dargestellt. Da die beiden Anodendrahte

⁸Untersuchungen des Timings der Detektorkoinzidenz ergaben, daß aus der Tatsache, daß entweder der obere oder der untere Draht ansprechen, keine Probleme entstehen, auch wenn man die Detektorhöhe variiert.

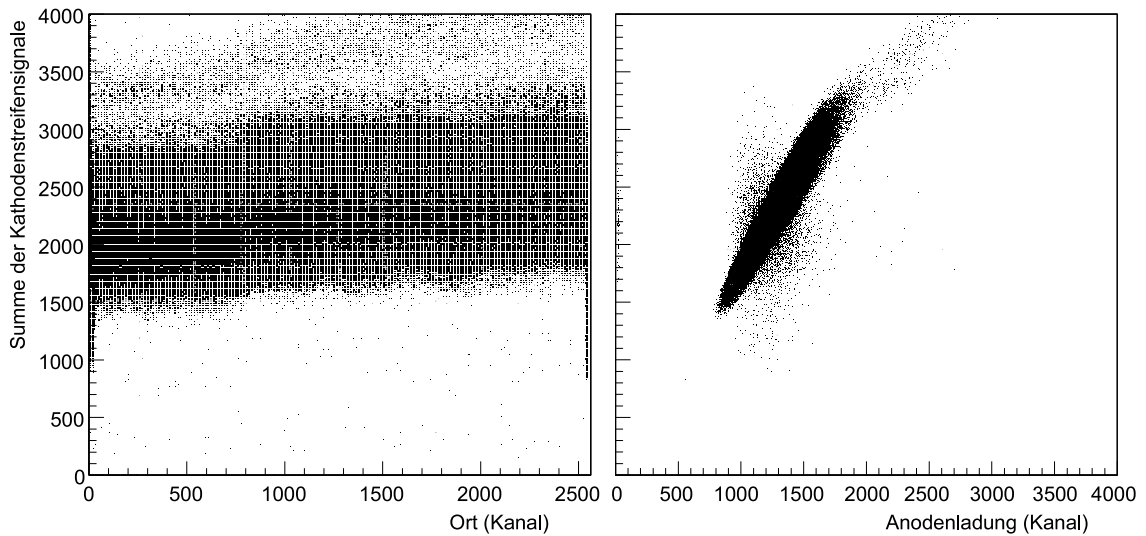


Abbildung 5.9: Spektren der Summe der Kathodenstreifenladungen. Links ist die Ortsabhängigkeit gezeigt, rechts die Abhängigkeit von der Höhe der Anodenladung.

bei zu hoher (elektrischer) Spannung beginnen, sich gegenseitig auszuweichen, liegen die Teilchen im Extremfall auf zwei Geraden mit unterschiedlicher Steigung, weil nämlich dann ein Draht mehr Kathodenladung produziert als der andere. Wenn dann weiterhin mit beiden Drähten gemessen würde, hätte das aufgrund des Einfallswinkels von 45° eine Verschlechterung der Ortsauflösung zur Folge.

Last, not least soll in diesem Abschnitt gezeigt werden, wie man die Anodendrahtspannung (bei gleichbleibendem Gasdruck von 500 mbar) optimal auf die zu detektierenden Teilchen einstellt.

Es geht bei der Einstellung der Drahtspannung vor allem darum, daß die 1024 Kanäle der ADCs der ASIC-Elektronik optimal ausgenutzt werden. Dazu wird das Spektrum der Maximalwerte der Kathodenstreifenladungen (nur für die zu detektierenden Teilchen) betrachtet (Abb. 5.10 links). Das Maximum der Verteilung liegt am besten zwischen Kanal 600 und 800, allerdings sollte man darauf achten, daß nicht die höchsten Kathodenstreifenladungen zu vieler Ereignisse die ADCs übersteuern. Den Streifenwerten in Kanal 1024 wird von der Software absichtlich ein großer Fehler zugeordnet, damit sie den Gaußfit der Ladungsverteilung nicht negativ beeinflussen. Dennoch ist die Drahtspannung bei dieser Messung vielleicht etwas hoch gewählt worden, da sich in Kanal 1024 immerhin 5% aller Ereignisse befinden. Auch in Betracht der Multiplizitätsverteilung (vgl. Abb. 5.10 rechts), die kaum Multiplizitäten vier enthält, wäre eine etwas niedrigere Drahtspannung möglich gewesen. Die Multiplizitätsverteilung wird natürlich neben ihrer primären Abhängigkeit von der Schwelle der PHDs stark von der Drahtspannung beeinflusst. Auch eine Verkürzung der Gate-Zeit des ASICs macht sich in der Multiplizitätsverteilung bemerkbar. Sie wird deutlich zu kleineren Multiplizitäten hin verschoben.

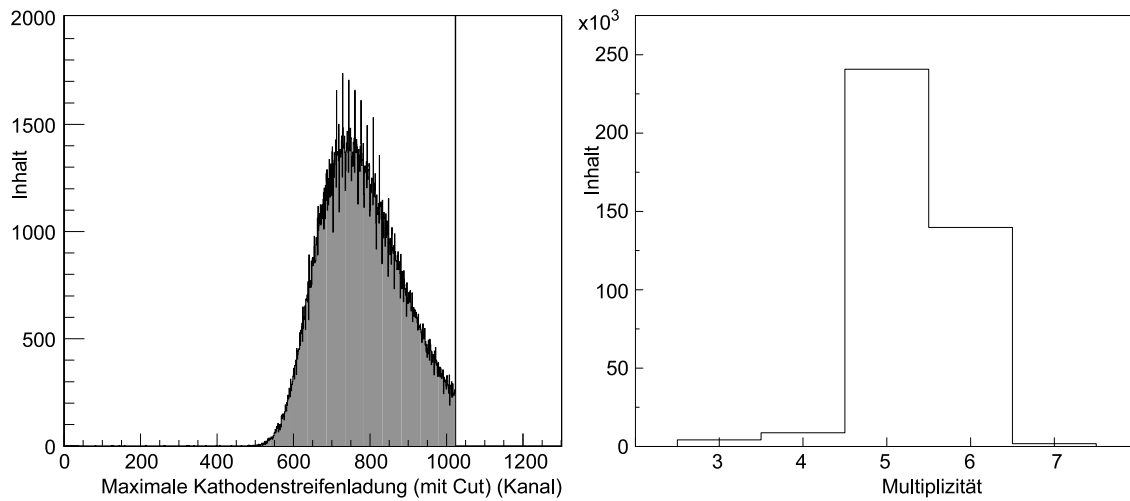


Abbildung 5.10: Maximalwerte der Kathodenstreifenladung und Multiplizitätsverteilung.

Bei allen bisher durchgeführten Messungen hat sich gezeigt, daß für viele verschiedene Teilchenreaktionen nur eine Veränderung der Drahtspannung erforderlich ist, um die Kathodenstreifensignale zu optimieren. Da diese Spannung vom Kontrollraum aus veränderbar ist, kann man den Detektor schnell und bequem einstellen.

Neben diversen Testmessungen wurden mit dem neuen Detektor auch schon drei „wirkliche“ Experimente bestritten. Eine Messung war die (d,pf)-Reaktion mit der Gruppe von A. Krasznahorkay, bei der der Detektor zehn Tage lang ununterbrochen problemlos lief. Ein Diplomand von Prof. Graw wertet gerade die Spektren aus, die bei der Reaktion $^{158}\text{Gd}(\vec{d},p)^{159}\text{Gd}$ mit ihm und für ihn gemessen wurden. Für den zweiten Teil der vorliegenden Arbeit wurden Spektren der Reaktion $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ gemessen, und zwar mit einer hervorragenden Energieauflösung von 4 keV.

Die Möglichkeiten und Beschränkungen des Detektors hinsichtlich Auflösungsvermögen und Zählrate werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

6 Möglichkeiten und Grenzen des Detektors

6.1 Auflösungsvermögen

Wie schon eingehend von J. Ott [Ott95, Ott96] untersucht, ist die Genauigkeit der Ortsbestimmung im Kathodenstreifendetektor so gut (besser als 0.1 mm), daß die Auflösung des Magnetspektrographen nicht merklich verschlechtert wird. Der Brennfleck des Teilchenstrahles, der auf manchen Targets deutlich sichtbar ist (als guter Monitor hat sich z.B. Kapton-Folie erwiesen), hat in der Regel eine Breite von ca. 0.5-1 mm und eine Höhe von ca. 2 mm. Durch die horizontale Vergrößerung $M_h \approx 2$ des Q3D haben Linien, die im Detektor nachgewiesen werden, eine Halbwertsbreite zwischen einem und zwei Millimetern. So war die beste von H. Lindner [Lin89] mit dem alten Kathodenstreifendetektor gemessene Halbwertsbreite 1.2 mm für Deuteronen der Energie von 22 MeV, was einer Energieauflösung von 2.2 keV entspricht. Die damit erreichte relative Energieauflösung von $(\Delta E/E) = 1 \cdot 10^{-4}$ spiegelt die Spezifikationen des Beschleunigers und des Q3D wider.

J. Ott konnte diese relative Energieauflösung reproduzieren [Ott95, Ott96].

Da die Ortsbestimmung im neuen Detektor identisch mit der im Vorgänger ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit keine Strahlzeit mehr darauf verwendet, die mögliche relative Energieauflösung von $1 \cdot 10^{-4}$ zu reproduzieren. Die erreichte Auflösung hängt ja stark von der Fädelung und dem momentanen Zustand des Beschleunigers ab.

Die Halbwertsbreite von 3.8 keV bei der Messung der Reaktion $^{128}\text{Te}(\vec{d}, p)^{129}\text{Te}$ bei $E_d = 18 \text{ MeV}$ und $E_p \approx 20 \text{ MeV}$, die einer relativen Energieauflösung von $2 \cdot 10^{-4}$ entspricht, zählt zu den besten, die jemals (auch mit dem alten Kathodenstreifen-Detektor) im normalen Experimentierbetrieb erreicht wurden (vgl. Abschnitt 9.2.3).⁹

Dem aufmerksamen Leser wird nicht entgangen sein, daß ein wichtiger Punkt bis jetzt noch nicht diskutiert wurde, nämlich die Frage, ob sich die größere Länge des neuen Kathodenstreifendetektors und damit mögliche Abweichungen von der gebogenen Fokalebene des Q3D negativ auf die Auflösung in den Ortsspektren auswirken.

Durch Ändern der sog. Quadrupolkonstante, die das Verhältnis zwischen Dipol- und Quadrupolstrom des Q3D bestimmt, kann man die Fokalebene in Strahlrichtung verschieben, und sie so möglichst genau mit der Drahtebene zur Deckung bringen. Es hat sich gezeigt, daß man bei der gegenwärtigen Soll-Einbaulage des Detektors bei der Quadrupolkonstante 5.33 über die ganze Länge des Detektors scharfe Linien erhält. (Dazu wurde für Linien in verschiedenen Bereichen des Detektors die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Quadrupolkonstante bestimmt. Die Messungen ergaben einzelne optimale Quadrupolkonstanten zwischen 5.30 und 5.35, vgl. Abb.6.1.)

Im Ortsspektrum macht sich die geringe Abweichung von der Fokalebene nicht in einer sich sich drastisch verändernden Auflösung bemerkbar. So wurde z.B. bei

⁹Hier sei noch angemerkt, daß Messungen mit dem alten Kathodenstreifendetektor grundsätzlich mit 1 mm breiten Strichtargets durchgeführt wurden, um die Auflösung zu verbessern. Dadurch konnten aber keine absoluten Wirkungsquerschnitte angegeben werden, weshalb jetzt normalerweise mit Flächentargets gemessen wird. Das macht vor allem eine gute Fädelung erforderlich.

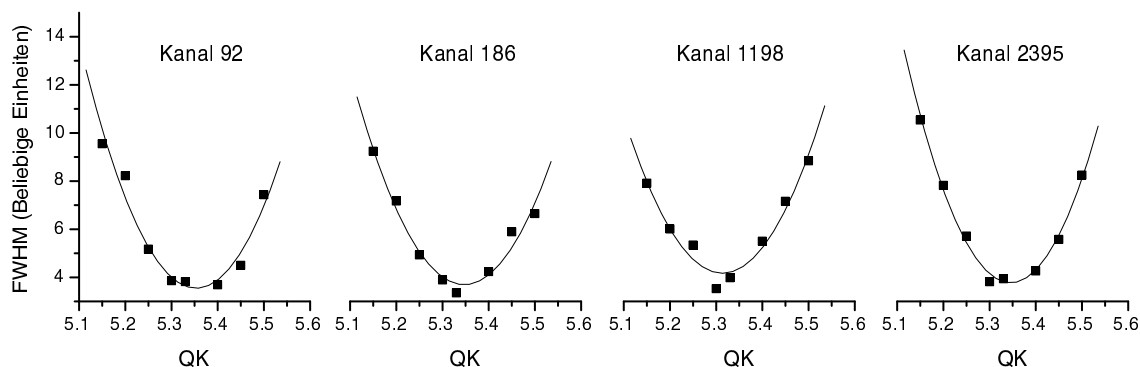


Abbildung 6.1: Die Halbwertsbreite von Linien in verschiedenen Bereichen des Detektors als Funktion der Quadrupolkonstante (QK). Kanalangaben: Lage der Linien im Ortsspektrum. Die gemessene Reaktion war $^{208}\text{Pb}(d,p)$ ($E_d = 12.5$ MeV, $E_x = 1900$ keV in Detektormitte).

der oben angesprochenen Messung über das ganze Spektrum eine Energieauflösung (FWHM) von 3.8-4 keV erreicht. Damit kann wirklich die ganze aktive Detektorlänge von 890 mm bei optimaler Auflösung genutzt werden.

Ein Punkt, der bisher unerwähnt blieb, ist, daß die auf der Kathodenstreifenfolie influenzierte Ladungsverteilung für den alten Kathodenstreifendetektor im Rahmen einer Diplomarbeit experimentell bestimmt wurde [Tri90]. Es ergab sich eine Gaußkurve mit einem 25 % igen Anteil eines Sekans hyperbolicus, das heißt die experimentell bestimmte Ladungsverteilung ist an ihren Ausläufern minimal breiter als eine Gaußfunktion. Auf einen Fit der Ladungsverteilung mit der komplizierteren Funktion wird aber beim neuen Detektor verzichtet, da ein Effekt nur in der viel längeren Laufzeit des Replays auszumachen ist. Die Ortsspektren werden dadurch nicht beeinflusst.

6.2 Untergrundunterdrückung

Zur Zeit wird zur Untergrundunterdrückung die Koinzidenz zwischen Anodendraht- und Photomultiplier signalen innerhalb einer Mikrosekunde gefordert. Zusätzlich wird ein Cut (eine sog. Banane) in das Spektrum Energieverlust über Restenergie gelegt. Dann werden die Ortsspektren nur für die Ereignisse innerhalb dieser Banane erzeugt. In Abb. 6.2 ist diese Banane für die $^{128}\text{Te}(\vec{d}, p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion gezeigt. Die praktisch untergrundfreien Ortsspektren, die sich so ergeben, sind in Abb. 9.7 zu sehen.

Eine weitere Möglichkeit, die dieser Detektor bietet, um gute Ereignisse von unerwünschtem Untergrund zu trennen, ist die Halbwertsbreite der gefitteten Ladungsverteilungen. So hat J. Ott [Ott95, Ott96] gezeigt, daß dieser Parameter besonders bei He-Kernen, die aufgrund ihres hohen Energieverlustes eine vergleichsweise breite Ladungsverteilung auf den Kathodenstreifen erzeugen, von Interesse ist. Definiert man ein Spektrum Halbwertsbreite über Ort, dann kann man auch noch Untergrund, der die bisherigen Filterbedingungen erfüllt hat, effektiv abtrennen.

In der neuen Auswertesoftware, die für MARaBOU geschrieben werden mußte, wird

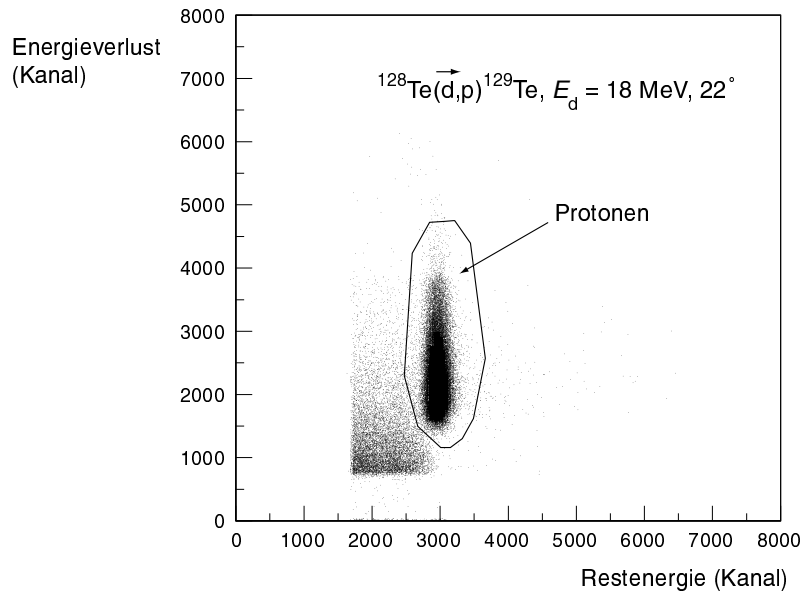


Abbildung 6.2: Teilchendifferenzierung bei der $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion. Die unteren Schwellen der Einkanal Diskriminatoren sind deutlich sichtbar.

dieses Spektrum noch nicht erzeugt, da mit dem neuen Detektor noch keine Reaktion mit He-Kernen als Ejektile gemessen wurde. Eine Implementierung ist aber jederzeit leicht möglich.

6.3 Zählrate

Die maximale Zählrate, bei der mit diesem Detektor gemessen werden kann, wird in erster Linie durch die $150 \mu\text{s}$ Totzeit bestimmt, die das Datenaufnahmesystem MARaBOU benötigt, um das Dual-Input-Register (DIRNE) und den ADC (für die Draht- und Photomultiplier-Signale) auszulesen. Selbst wenn sich zeigt, daß die Auslese in Zukunft auch mit $100 \mu\text{s}$ Totzeit stabil arbeitet (vgl. Anhang B), wovon im weiteren ausgegangen wird, ist diese Zeit immer noch ausschlaggebend.

Damit läßt sich mit einer maximalen Zählrate von ca. 2 kHz messen, wenn man eine Totzeit von 20 % in Kauf nimmt. So hohe Zählraten treten bei der Messung von Transferreaktionen aber ohnehin kaum auf, und wenn, nur bei sehr hohen Strahlströmen am Target. Allerdings muß man hier die Schwellen der Draht- und Multipliersignale möglichst genau einstellen, um die unnötige Aufzeichnung von Untergrund zu verhindern (vgl. Abb. 6.2).

Eine andere Frage, die sich besonders bei hohen Strahlströmen (am Target) im Mikroampere-Bereich stellt, ist die, wieviel Totzeit der ASIC selbst hat. Vor allem die (d,p)-Reaktion hat sich bei Messungen mit dem Fokalebeneendetektor der Gruppe Prof. Graw (vgl. Abschnitt 2.3.3) als kritisch erwiesen. Durch den geringen spezifischen Energieverlust der Protonen machen sich ΔE -Signale von Strahlungsuntergrund wie Gammas deutlich störender bemerkbar, als wenn z.B. Deuteronen nachgewiesen werden sollen. So ist die Anzahl der falschen Periodenzuweisungen hier

besonders hoch, so daß bei kleinen Q3D-Winkeln nur bis zu einem Strahlstrom von ca. 300 nA am Target gemessen werden kann (hier machen die Übersprecher schon rund 25 % aus).

Bei der Messung der schon so oft angesprochenen $^{128}\text{Te}(\vec{d}, p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion mit dem neuen Fokalebenendetektor hatte der ASIC dagegen bei 220 nA am Target nur eine Totzeit von ca. 1 %, obwohl er ohne „Externes Gate“ (vgl. Abschnitt 4.4.1 und Anhang B) betrieben wurde.

Erst in einer der letzten Strahlzeiten wurden Strahlströme von $3\ \mu\text{A}$ am Target erreicht, bei einem (\vec{d}, α) -Experiment mit dem Graw'schen Detektor. Sobald so hohe Strahlströme bei einem (d,p)-Experiment zur Verfügung stehen, kann der Kathodenstreifendetektor seine Leistungsfähigkeit unter Beweis stellen. Die zu erwartende Totzeit des ASICs bei Betrieb mit externem Gate ist zwar schwierig vorauszusehen, sollte aber deutlich unter 20 % liegen.

6.4 Ausblick

Der Hauptnachteil des neuen Kathodenstreifendetektors gegenüber dem Graw'schen Detektor ist seine immer noch kleinere Länge. Während man bei Messungen mit dem Graw'schen Detektor den für die Kernspektroskopie besonders interessanten Anregungsenergiebereich bis 3.5 MeV mit einer Magnetfeldeinstellung aufnehmen kann, müssen beim Kathodenstreifendetektor immer noch zwei überlappende Spektren gemessen werden. Allerdings gestaltet sich die Energieeichung über einen kleinen Bereich der Fokalebene erfahrungsgemäß einfacher, so daß man nicht ungerne zwei Spektren mißt, wenn das durch eine mögliche kürzere Messzeit bei hohen Strahlströmen wieder ausgeglichen werden kann.

Auch bei Messungen mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt und geringer Belastung für den Detektor ist der Graw'sche Detektor immer noch die erste Wahl, ebenso, wenn die Winkelmessung von Interesse ist, wie z.B. bei Flugzeit-Experimenten ohne gepulsten Strahl.

Der neue Fokalebenendetektor ist aber vor allem bei (d,p)-Reaktionen eine Alternative zu dem Detektor der Gruppe Prof. Graw, auch wenn er seine wirklichen Fähigkeiten hinsichtlich der zu bewältigenden Strahlströme am Target noch nicht unter Beweis stellen konnte. Doch nicht nur seine hohe Untergrundfestigkeit, sondern vor allem auch die exakte Positionsbestimmung ohne systematische Fehler macht den Detektor konkurrenzfähig.

Das Konzept der Einzelstreifenauslese soll vielleicht in Zukunft auch beim Detektor der Gruppe Graw angewandt werden, um falsche Periodenzuweisungen zu unterbinden und Widerstandszähldrähte überflüssig zu machen [Her01a].

Der Kathodenstreifendetektor aber kann in seiner jetzigen Konzeption nicht weiter ausgebaut werden. Ein theoretisch möglicher Bau eines Detektors mit doppelter Länge und zwei hintereinanderliegenden Ebenen (für eine Winkelinformation zur Rekonstruktion der Fokalebene) ist mit vier ASICs und 1020 ausgelesenen Streifen nicht sinnvoll.

Allerdings ist eine solche Lösung mit einer verdoppelten Wiederholungslänge der Kathodenstreifen (7 mm) bei einem gleichzeitig größeren Kathodenfolienabstand und der Ausbau auf zwei ASICs denkbar. Ein solcher Detektor würde mit einer aktiven Länge von 1785 mm die Fokalebene optimal ausnutzen. Zuerst müßte aber bei einem Prototypen mit einer Ebene die erreichbare Ortsauflösung getestet werden.

Teil II

Untersuchungen zur Kernstruktur
von ^{129}Te

7 Einführung

Die lange Reihe der ungeraden Tellur-Isotope von ^{119}Te bis ^{131}Te ist von unserer Gruppe mit (n,γ) - und/oder Transferreaktionen untersucht worden. Diese Tellur-Isotope sind mit zwei Protonen oberhalb der abgeschlossenen $Z=50$ -Schale und $N=67$ bis $N=79$ Neutronen in vielerlei Hinsicht interessant. Die geringe Anzahl von Valenznukleonen der einen Art (Protonen) und die weite Spanne der Valenznukleonen der anderen Art (von der Mitte der Schale mit $N=50-82$ bis fast zum Ende) eignet sich besonders zur Überprüfung und Weiterentwicklung von Kernmodellen. Solche Kerne lassen sich nicht mehr im Rahmen des Einteilchen-Schalenmodells oder des Nilsson-Modells beschreiben, das einen deformierten Grundzustand voraussetzt. Gute Erfolge kann man jedoch mit dem Interacting-Boson-Fermion-Modell und dem Quasiparticle-Phonon-Modell erzielen, die angeregte Zustände in kollektiver Form beschreiben, das heißt eine Vielzahl von Nukleonen mit einbeziehen.

In dieser Reihe ist ^{129}Te das zweitschwerste Isotop. In der vorliegenden Arbeit wurde seine Kernstruktur mit den Reaktionen $(n,\gamma\gamma)$, (d,p) , (\vec{d},p) und (\vec{d},t) erforscht. Nicht-statistische Effekte wie der direkte Neutroneneinfang und die starke Isomerbevölkerung machen ^{129}Te besonders interessant.

In diesem Teil der Arbeit sollen die durchgeführten Experimente erläutert und ihre Ergebnisse präsentiert werden. Außerdem wird das experimentelle Niveauschema mit theoretischen Modellen verglichen.

7.1 Einfang thermischer Neutronen

Bei der (n,γ) -Reaktion werden wie im vorliegenden Fall meist thermische Neutronen aus einem Reaktor auf ein Target geleitet und in dessen Atomkernen eingefangen. Das heißt, aus dem Targetkern mit Massenzahl A wird ein sog. Compoundkern der Masse $A+1$ mit einer Anregungsenergie $E_x = S_n + E_n$, wobei S_n die Neutronenseparationsenergie, und E_n die Energie der thermischen Neutronen ($E_n \approx 0.025$ eV) ist. Die frei werdende Separationsenergie des zusätzlichen Nukleons wird dabei gemäß der Modellvorstellung der Compoundkern-Reaktion auf alle Nukleonen verteilt, wodurch die Reaktion mit bis zu 10^{-16} s relativ langsam im Vergleich zu den sog. direkten Reaktionen (s.u.) verläuft [MK92]. Der sich nun in einem angeregten Zustand befindende Kern gelangt durch Emission von γ -Quanten in einer Zerfallskaskade zum Grundzustand. Da der Kern durch die Verteilung seiner Anregungsenergie auf viele Freiheitsgrade jede „Erinnerung“ an seine Entstehung verloren hat, ist die Neutroneneinfangreaktion im allgemeinen nicht auf die Kernstruktur selektiv. Eine Ausnahme bildet hier jedoch der mit dem Compoundkern-Einfang konkurrierende direkte Neutroneneinfang, der bei der Reaktion $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ eine deutliche Rolle spielt (vgl. Abschnitt 11.3).

Durch die Annahme, daß die dominanten primären Übergänge fast immer die Multipolarität $E1$ haben, kann man aber gewisse Einschränkungen, den Spinbereich von Zuständen betreffend, machen. Durch die Messung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen kann man zudem die Lage vieler Niveaus eindeutig festlegen.

7.2 Transferreaktionen

Transferreaktionen können als das Übertragen eines oder weniger Nukleonen vom Projektil in bestimmte Einteilchenorbitale des Targetkerns hinein („Stripping“) oder umgekehrt aus bestimmten Orbitalen des Targetkerns heraus auf das Projektil („Pickup“) aufgefasst werden [Cas90]. Typische Beispiele sind die von uns zur Untersuchung von ^{129}Te verwendeten (d,p)- und (d,t)-Reaktionen. Dabei handelt es sich um sog. direkte Reaktionen. Sie verlaufen in einer Zeit, die etwa der Flugzeit des Teilchens durch den Kern entspricht, d.h. in etwa 10^{-22} s. Diese Zeit ist zu kurz, um den Kern als ganzes anzuregen oder einen Compoundkern zu bilden.

Anders als die (n, γ)-Reaktion sind die Transferreaktionen sehr selektiv auf die Struktur des im Targetkern angeregten Zustandes, denn die Wirkungsquerschnitte hängen vom Überlapp der Wellenfunktionen nur von Anfangs- und Endzustand ab. Das heißt auch, daß bei Transferreaktionen keinerlei komplizierten Zwischenzustände, wie etwa bei der Compoundkern-Reaktion, durchlaufen werden.

Aus dem Energiespektrum der emittierten Teilchen läßt sich direkt das Niveauschema des Endkerns ablesen, wie hier anhand der (d,p)-Reaktion erläutert sei. Das vom Deuteron abgestreifte Neutron „fällt“ in einen Potentialtopf. Die Energie des Protons setzt sich aus der Strahlenergie E_d , der freiwerdenden Separationsenergie S_n , der Bindungsenergie des Deuterons B_d , und einem Beitrag der Kinematik¹⁰ E_k zusammen [Cas90]:

$$E_p = E_d + S_n - B_d - E_k .$$

Die Bindungsenergie des Deuterons beträgt 2.2 MeV. Bei einem Wert von $S_n \approx 5-8$ MeV in schweren Kernen ist die Reaktion exotherm, d.h. das Ejektil hat mehr Energie als das Projektil. S_n gibt direkt über das vom Neutron besetzte Energieniveau Auskunft. Die höchste Separationsenergie und damit die höchste Protonenenergie entspricht einer Besetzung des Grundzustands, jede niedrigere markiert einen angeregten Zustand.

Das Ejektil verläßt das Target unter einem Laborwinkel θ zur Strahlrichtung. Die Anzahl der nachgewiesenen Ejektile bzw. der Wirkungsquerschnitt der Reaktion ist für eine bestimmte Ejektilenergie (die einem bestimmten besetzten Energieniveau im Targetkern entspricht) von θ abhängig. Die gemessene Beugungsstruktur läßt sich sehr gut durch eine Bornsche Näherung mit verzerrten Wellen (DWBA) wiedergeben. Schon die Lage des Hauptmaximums gibt Informationen über eine wichtige Größe bei Transferreaktionen, nämlich den bei der Reaktion übertragenen Drehimpuls l . Ein Hauptmaximum bei großen Winkeln θ entspricht einem großen Drehimpulsübertrag, bei kleinen Winkeln einem kleinen Drehimpulsübertrag. Der Drehimpulsübertrag und damit die Beugungsstruktur werden auch von der Strahlenergie der Projektile bestimmt (siehe Abschnitt 9.4).

Der typische Bereich des übertragenen Drehimpulses bei Transferreaktionen mit Deuteronen als Projektile reicht bis maximal $l = 5$. Will man verstärkt Niveaus anregen, für die ein hoher Drehimpulsübertrag nötig ist, benutzt man z.B. ^3He -Kerne als Projektile. Darauf wurde im Rahmen dieser Arbeit aber verzichtet.

¹⁰Zur genauen Betrachtung der Kinematik siehe z.B. Ref. [MK92].

8 (n,γγ)-Messungen in Řež bei Prag

8.1 Meßplatz

Die Meßanordnung für (n,γγ)-Koinzidenzen ist am Leichtwasserreaktor LWR-15 in Řež bei Prag installiert. Dieser ist ein Forschungsreaktor mit 15 MW thermischer Leistung. Der Aufbau besteht aus einem 6 m langen gebogenen Neutronenleiter (Radius 825 m) und einem Detektorsystem, bestehend aus zwei gut abgeschirmten HPGe-Detektoren und der dazugehörigen Elektronik [Hon96]. Der gebogene Neutronenleiter trennt die thermischen Neutronen von schnellen Neutronen und γ-Strahlung. Abbildung 8.1 zeigt die Anordnung der Detektoren.

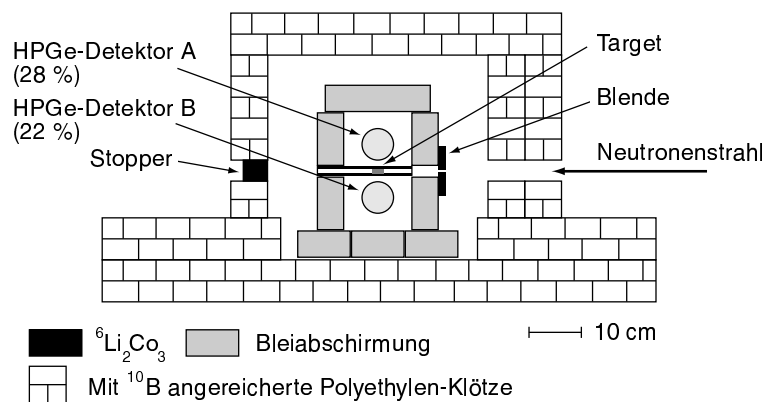


Abbildung 8.1: Meßaufbau für (n,γγ)-Koinzidenzen.

Der ankommende Neutronenstrahl wird durch eine Blende auf $20 \times 2 \text{ mm}^2$ beschnitten. Die zwei Germanium-Halbleiterszähler detektieren die dem Einfang thermischer Neutronen im Target folgende γ-Strahlung. Dabei sind die zylindrischen Oberflächen der beiden Zähler je ca. 2 cm vom Target entfernt.

Der thermische Neutronenfluß an der Targetposition beträgt $2.8 \times 10^6 \text{ n cm}^2/\text{s}$ bei 8 MW Reaktorleistung.

8.2 Intensitätseichungen und Einzelspektren

Um die Intensitäten der Linien bestimmen zu können, wurde für beide Detektoren eine neue relative Efficiency-Eichung durchgeführt, und zwar mit den radioaktiven Quellen ${}^{152}\text{Eu}$, ${}^{133}\text{Ba}$ und ${}^{60}\text{Co}$, sowie mit der Reaktion ${}^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$. Die Energien und Intensitäten der Linien wurden den Ref. [Fir96, Kru82] entnommen. Abbildung 8.2 zeigt diese Eichungen, durchgeführt mit dem Programm GASPAN von F. Rieß [Rie91], das auch zum Fitten der Einzelspektren von Tellur (s.u.) verwendet wurde.

Zur absoluten Intensitätseichung der Tellur-Gammaspektren wurde die 459.6 keV-Linie von ${}^{129}\text{I}$ der Aktivierung von ${}^{129}\text{Te}$ benutzt, sowie eine Vergleichsmessung mit einem Sandwichtarget aus Aluminium und Tellur, bei der die 1779.0 keV-Linie von

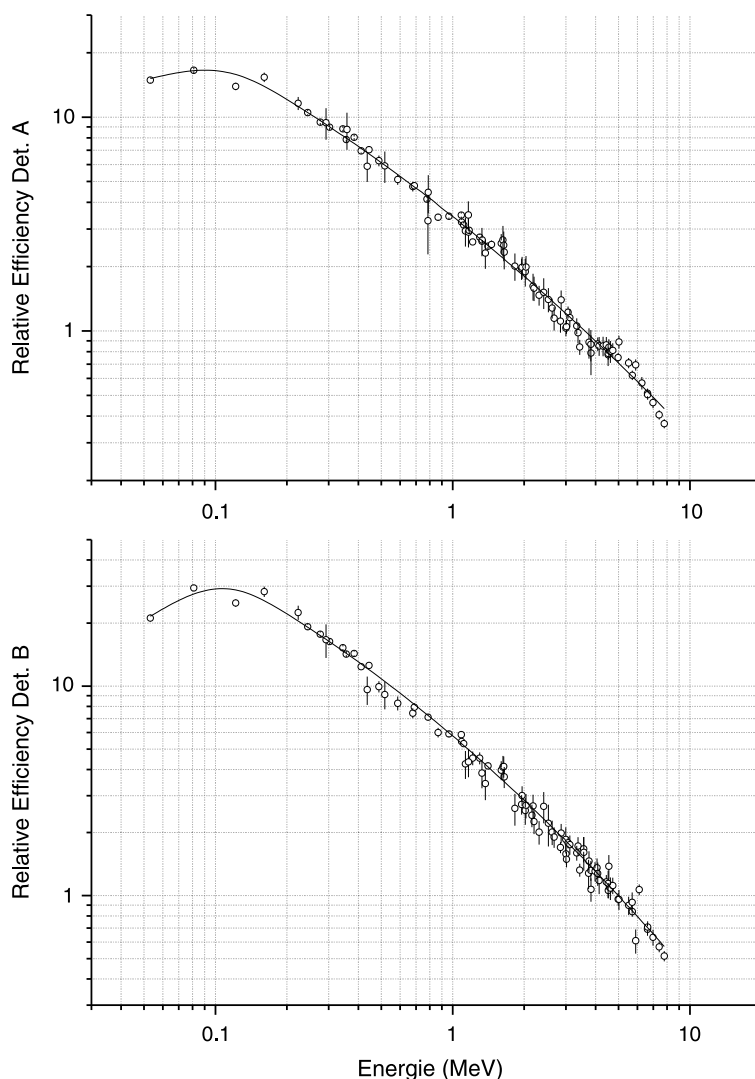


Abbildung 8.2: Relative Efficiency-Eichungen der Germanium-Detektoren mit Linien von ^{152}Eu , ^{133}Ba , ^{60}Co und ^{36}Cl . (Die y -Achsen der beiden Spektren stehen in keiner Relation zueinander.)

^{28}Si vom β -Zerfall von ^{28}Al verwendet wurde. Die absoluten Intensitäten wurden für zwei Linien von ^{129}Te bestimmt, um die getrennt aufgenommenen Einzelspektren normieren zu können. Es wurden zwei Einzelspektren aufgenommen, und zwar gleichzeitig mit beiden Detektoren. Eines im Bereich von 0 keV bis 1600 keV und eines von 0 keV bis 6200 keV. Es ergibt sich eine absolute Intensität für die 634 keV-Linie von $3.59(18) \frac{\gamma\text{s}}{100\text{n}}$ und für die 2180 keV-Linie $15.66(66) \frac{\gamma\text{s}}{100\text{n}}$, die allerdings im weiteren um 10 % nach oben korrigiert wurden. Wie diese Intensitäten im einzelnen erhalten wurden, und warum die Korrektur um 10 % notwendig erschien, ist im Anhang C geschildert.

Zur Bestimmung von Untergrund-Linien in den Einzelspektren wurde auch eine Vergleichsmessung mit einem Kohlenstofftarget durchgeführt. Viele Linien konnten mit Hilfe der Ref. [Lon81, NNDC] identifiziert werden. Die Energieeichung der Einzelspektren erfolgte mit prominenten Untergrundlinien und mit Hilfe einer früheren

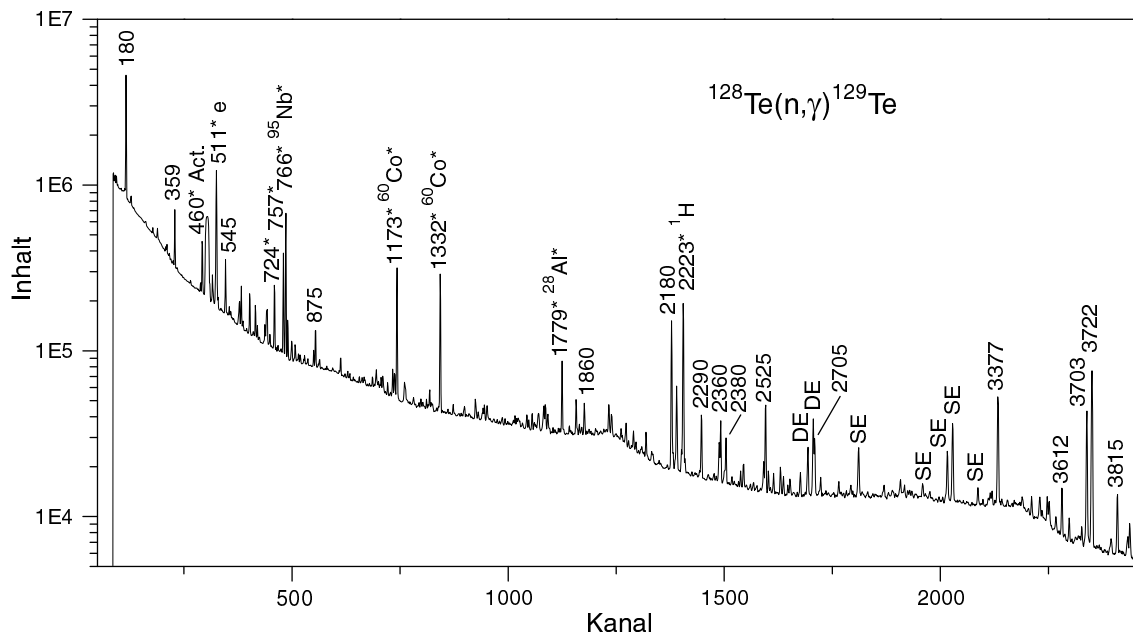


Abbildung 8.3: Ausschnitt aus einem $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ -Spektrum. Einige Linien sind mit ihrer Energie in keV gekennzeichnet. Nicht zur Reaktion $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ gehörende Linien sind mit einem Stern markiert. Ihr Ursprung wird, wenn nicht angegeben, im Text erläutert. SE und DE stehen für Single bzw. Double-Escape nach Paarbildung.

$^{128}\text{Te}(n,\gamma)$ -Messung von Stone et al. [Sto91]. Untergrund von anderen Isotopen, besonders von ^{124}Te im Target, wurde mit Hilfe der Ref. [Gro66,Bus69] identifiziert.

Abbildung 8.3 zeigt einen Ausschnitt aus dem Einzelspektrum, das mit Detektor A aufgenommen wurde. Neben vielen Linien, die zu ^{129}Te gehören und mit ihrer Energie in keV markiert sind, sind einige Untergrundlinien gekennzeichnet. Die 724 keV-Linie enthält Beiträge von $^{95}\text{Zr}^*$, wie auch die 757 keV-Linie. Der Stern bei den angegebenen Isotopen der Untergrundlinien soll bedeuten, daß die γ -Linie durch den radioaktiven Zerfall entsteht und die Linien Übergänge der Tochterkerne sind. Die erreichte Energieauflösung in den Spektren beider Detektoren beträgt ca. 2 keV bei 1.3 MeV, ca. 4 keV bei 4 MeV und ca. 6 keV bei 6 MeV.

8.3 Koinzidenzspektren

Für die Erzeugung der Koinzidenzspektren werden die Signale der beiden Detektoren und deren Zeitdifferenz als Rohdaten gespeichert. Aus diesen Rohdaten können dann später Spektren erzeugt werden, bei denen der eine Detektor auf eine Linie „gated“ wird und man sich das Spektrum des anderen Detektors in Koinzidenz ansieht, oder aber man „gated“ auf die Summe beider Detektorsignale und sieht sich dann das Spektrum eines Detektors an.

Die Koinzidenz-Rohdaten wurden mit einem Target von 1.8 g ^{128}Te (99.3%) (mit diesem wurden auch die Einzelspektren gemessen) bei einer Reaktorleistung von 9 MW über 400 Stunden hinweg bei einer koinzidenten Zählrate von ca. 100 Hz

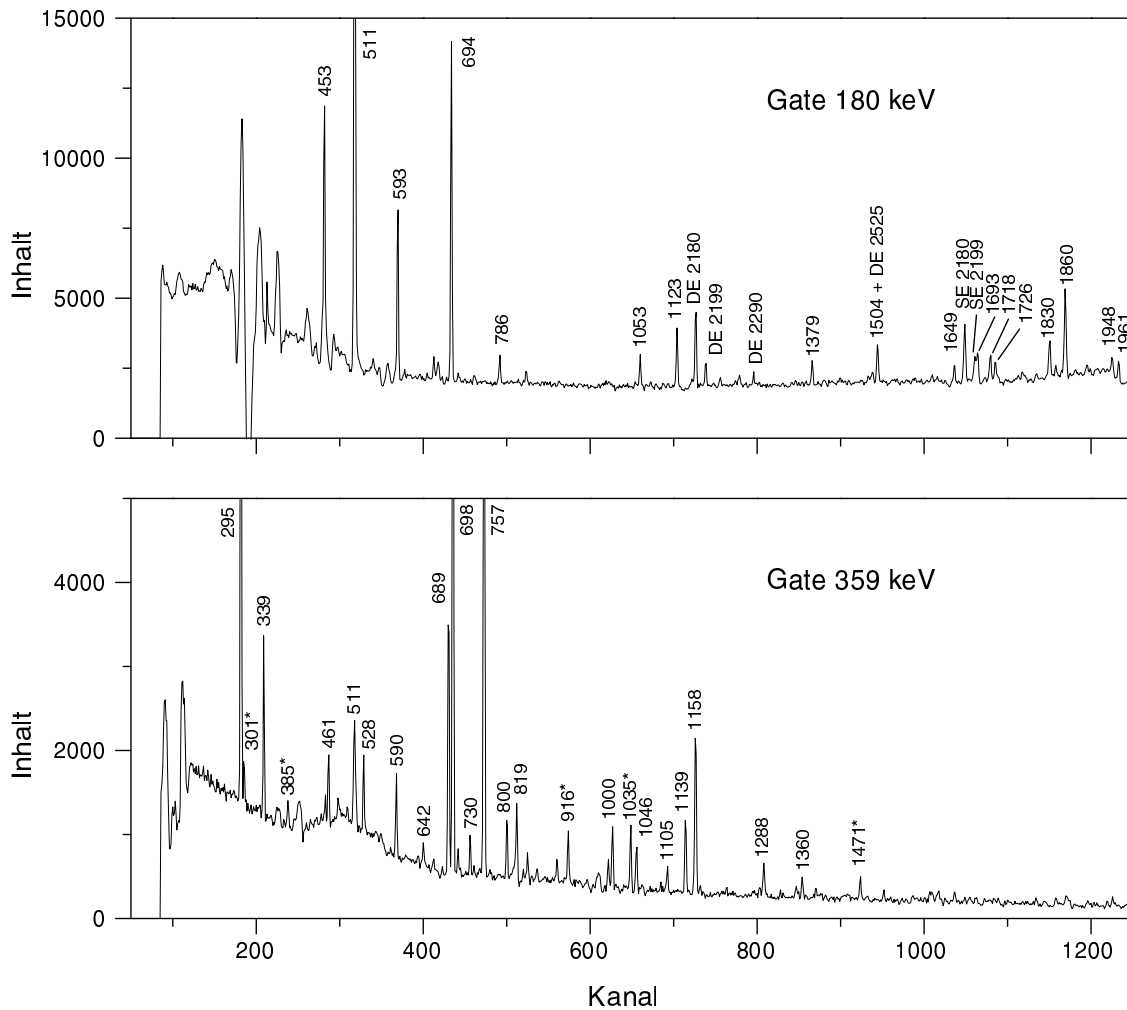


Abbildung 8.4: $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren der Gates 180 keV und 359 keV. Einige Linien sind mit ihrer Energie in keV (und davon Linien, die später nicht in das Niveauschema eingeordnet werden konnten, zusätzlich mit einem Stern) markiert. Die im oberen Spektrum auffällige Struktur unter Kanal 300 ist künstlich erzeugt.

aufgenommen. Aus diesen Daten konnten weit über hundert aussagekräftige Koinzidenzspektren und acht ergiebige sog. TSC (Two Step Cascade)-Spektren (s.u.) erzeugt werden.

Abbildung 8.4 zeigt Ausschnitte der zwei ergiebigsten Koinzidenzspektren, und zwar die der Linien 180 keV und 359 keV. Einige Linien sind mit ihrer Energie in keV markiert. Die Linie 180 keV ist die stärkste den Grundzustand bevölkernde Linie und 359 keV die stärkste, die das Isomer bei 106 keV bevölkert. Daraus folgt, daß sämtliche Linien in den Spektren oberhalb der Linien, auf die gegatet wurde, anzusiedeln sind. Man kann nun als ersten Schritt davon ausgehen, daß die stärksten Linien in diesen Koinzidenzspektren die Niveaus bei 180 keV bzw. 105 keV direkt bevölkern. Jetzt kann man sich die Koinzidenzspektren dieser Linien ansehen, und so nach und nach das vollständige Niveauschema konstruieren. Für die Einführung

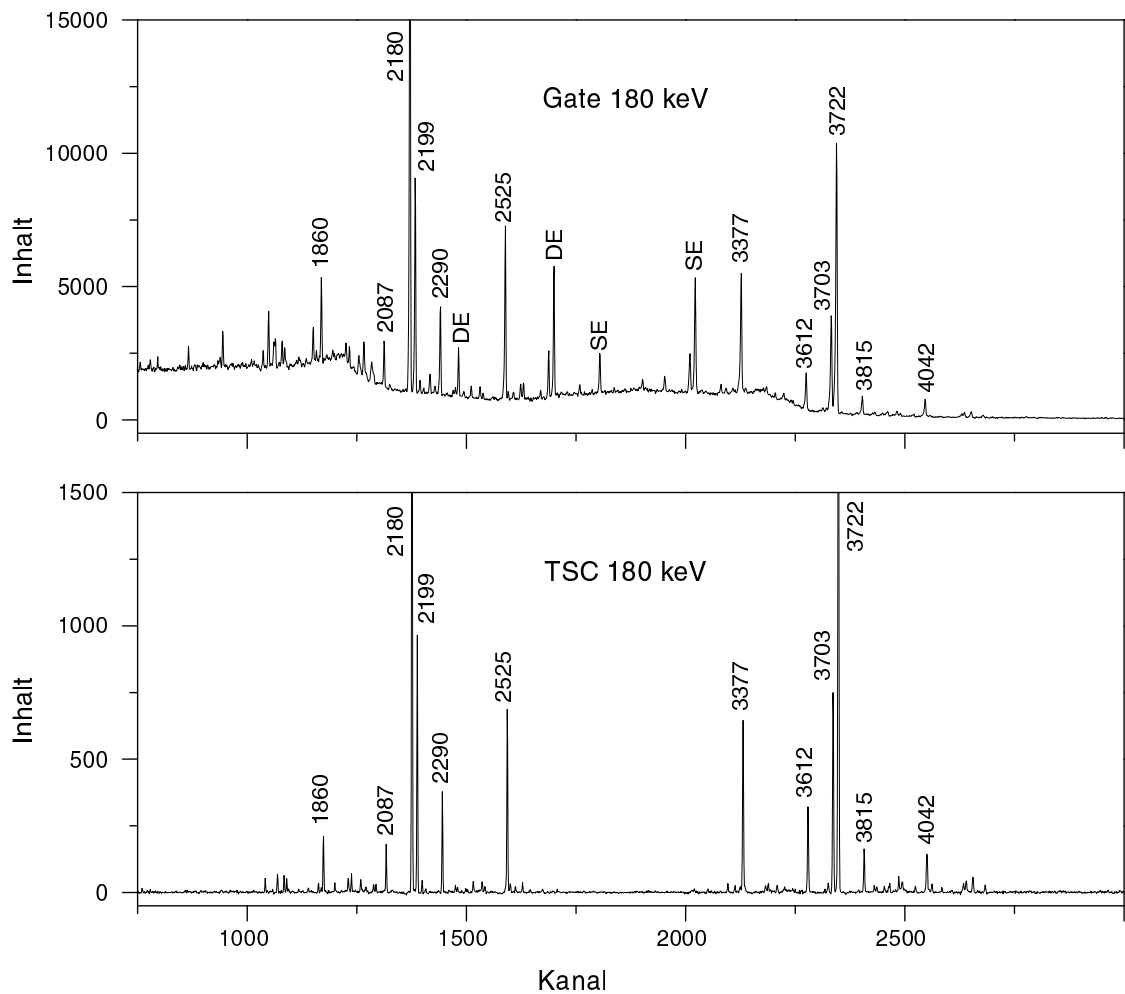


Abbildung 8.5: Ausschnitte aus $(n, \gamma\gamma)$ -Koinzidenzspektren mit Gamma-Linien, die den zweiten angeregten Zustand von ^{129}Te bei 180 keV bevölkern. Das obere Spektrum ist auf die 180 keV Gamma-Linie gegatet. Das untere ist ein sog. Two-Step Cascade Spektrum mit Gammas vom Einfangszustand bei 6082 keV zum 180 keV-Zustand; das Gate ist die Summe der beiden bevölkernenden Gammas von 5902 keV. Vgl. Abbildung 8.6. Zahlen: Energien in keV.

neuer Niveaus werden aber strenge Bedingungen gestellt, wie in Abschnitt 10 näher erläutert wird.

Ein weiteres Hilfsmittel ist die Möglichkeit, aus den Rohdaten der $(n, \gamma\gamma)$ -Messung sog. TSC (Two Step Cascade)-Spektren zu generieren. Diese Spektren enthalten nur Paare von koinzidenten Linien, deren Summe der γ -Energie, auf die gegatet wird, entspricht.

Abbildung 8.5 zeigt einen anderen Ausschnitt des 180 keV-Koinzidenzspektrums, das schon in Abb. 8.4 zu sehen war, im Vergleich mit dem 180 keV-TSC-Spektrum. Beim TSC-Spektrum wurde auf die γ -Energie 5902 keV gegatet, was der Energie des Einfangszustands (6082 keV) minus der Energie 180 keV entspricht. Man erhält im TSC-Spektrum jetzt spiegelsymmetrisch um eine imaginäre Achse bei 2952 keV liegende Paare von Gammas, deren Summe gleich 5902 keV ergibt. Daraus folgt,

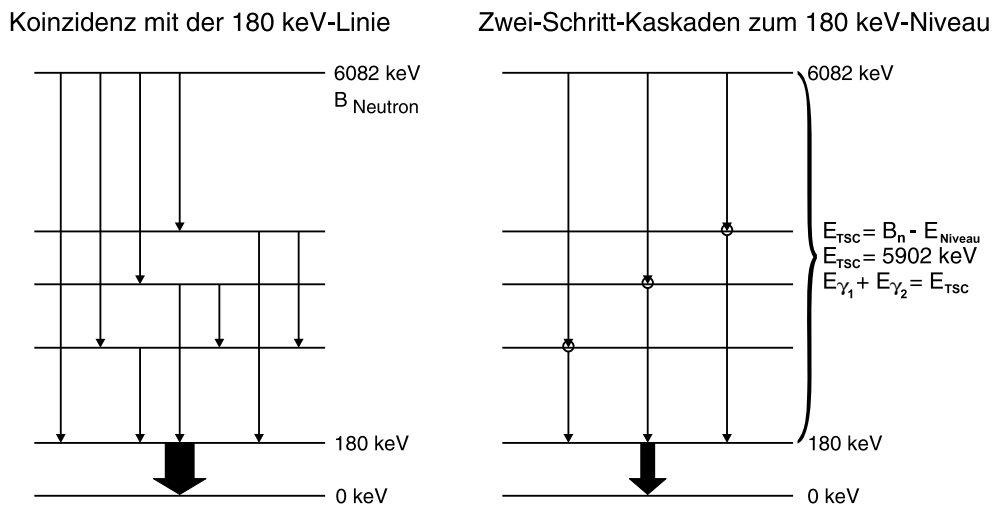


Abbildung 8.6: Erzeugung der Koinzidenzspektren aus Abbildung 8.5. Beim einfachen Koinzidenzspektrum ist das Gate die entvölkernde Linie, beim TSC (Two-Step Cascade)-Spektrum die Summe zweier bevölkernder Linien.

daß eine der beiden Gamma-Linien das Niveau bei 180 keV direkt bevölkert und bei der Summe 180 keV plus E_γ ein Niveau liegen muß. Man weiß allerdings aus den TSC-Spektren alleine nicht, in welcher Reihenfolge die Gammas einzuordnen sind. Dazu muß man wieder auf normale Koinzidenzspektren zurückgreifen oder die Ergebnisse der Transfermessungen am Münchner Q3D (siehe Abschnitt 9.5) ausnutzen.

In Abb. 8.6 ist noch einmal schematisch veranschaulicht, wie die verschiedenen Koinzidenzspektren zustande kommen.

Die Koinzidenzspektren sind neben ihrer Wichtigkeit für die Konstruktion des Niveauschemas natürlich auch bestens geeignet, Untergrund zu identifizieren. Wie man sieht, sind schon im normalen Koinzidenzspektrum keine Linien von anderen Isotopen als ^{129}Te mehr enthalten (wenn nicht die Gate-Linie selbst Untergrund enthält), und in den TSC-Spektren sind zusätzlich keine Single- oder Double-Escape-Linien mehr zu finden.

8.4 Gemessene Gamma-Linien und Koinzidenzen

Die folgende Tabelle 8.1 enthält alle Gamma-Linien mit Energie und absoluter Intensität (vgl. Anh. C), die ^{129}Te zugerechnet werden. Auch ihre Einordnung in das Niveauschema ist angegeben, selbst wenn das schon etwas auf Abschnitt 10 vorgreift. Um untergrundfreie Intensitäten zu erhalten, wurde dieser für einzelne Linien mit Hilfe der Untergrundspektren abgezogen.

Tabelle 8.1: Gamma-Übergänge nach dem Einfang thermischer Neutronen in ^{128}Te . Ist die Linie nicht eingeordnet, dann sind, wenn beobachtet, koinzidente Linien (E_γ in keV) angegeben. Der systematische Fehler der angegebenen Intensitäten beträgt ca. 10 % (vgl. Anh. C).

E_γ (keV)	I_γ ($\gamma_s/100$ n)	$(\Delta I/I)(\%)$	E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)
149.65(5)	0.31	4			453
180.33(3)	44.03	1	180	\rightarrow	0
188.42(23)	0.05	17		—	
230.1(3)	0.04	25		—	
295.27(4)	1.23	2	760	\rightarrow	465
300.81(14)	0.10	12		359, 698, 916	
330.32(5)	1.10	2	875	\rightarrow	545
338.65(8)	0.45	6	1560	\rightarrow	1221
344.55(10)	0.22	6	2705	\rightarrow	2360
352.21(8)	0.22	7		—	
359.19(5)	7.60	1	465	\rightarrow	106
364.26(10)	0.15	9	545	\rightarrow	180
367.90(7)	0.23	16		1649	
380.2(3)	0.07	15		—	
384.75(17)	0.11	9		359, 1035	
391.6(4)	0.05	22		—	
416.67(9)	0.27	15		819	
427.7(3)	0.05	17	4221	\rightarrow	3792
437.4(4)	0.07	18	2705	\rightarrow	2267
439.9(4)	0.07	17		—	
443.5(4)	0.06	22		—	
453.33(3)	1.01	2	634	\rightarrow	180
461.47(5)	0.65	5	1221	\rightarrow	760
480.22(21) ^a	0.28	15	2040	\rightarrow	1560
527.90(8)	0.22	5	2380	\rightarrow	1851
531.46(20)	0.08	14		—	
544.61(3)	5.37	1	545	\rightarrow	0
546.98(16)	0.11	10		—	
590.00(9)	0.20	6	1753	\rightarrow	1162
592.81(3)	0.89	2	773	\rightarrow	180
599.34(23)	0.10	14		—	
623.87(20)	0.09	13	2493	\rightarrow	1869
633.78(3)	3.92	1	634	\rightarrow	0
637.61(21)	0.08	14		2652	
641.84(17)	0.11	11	2493	\rightarrow	1851
648.11(10)	0.19	6	1421	\rightarrow	773
654.30(3)	2.85	1	760	\rightarrow	106
666.98(14)	0.18	8		545	
669.64(8)	0.25	5	1303	\rightarrow	634
684.6(3)	0.17	7	1318	\rightarrow	634
689.22(9) ^b	0.40	15	1234	\rightarrow	544
689.22(9) ^b	1.01	9	1851	\rightarrow	1162
694.49(3)	2.17	1	875	\rightarrow	180
697.59(3)	2.67	1	1162	\rightarrow	465
704.40(18)	0.14	9	2360	\rightarrow	1656
707.21(15)	0.41	14	2267	\rightarrow	1560
723.22(14) ^a	0.11	15	2380	\rightarrow	1656
729.97(10)	0.19	7	2582	\rightarrow	1851
736.94(6)	0.38	4	1281	\rightarrow	545

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 8.1					
E_γ (keV)	I_γ ($\gamma_s/100n$)	$(\Delta I/I)(\%)$	E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)
756.59(3) ^c	3.08	11	1221	\rightarrow	465
773.22(3) ^b	2.79	7	773	\rightarrow	0
773.22(3) ^b	0.10	20	1318	\rightarrow	545
786.45(7) ^{de}	0.42	7	967	\rightarrow	180
786.45(7) ^d	0.42	7	1560	\rightarrow	773
786.45(7) ^d	0.42	7	1599	\rightarrow	813
800.04(3)	0.63	11	1560	\rightarrow	760
800.40(20) ^a	0.48	15	2360	\rightarrow	1560
812.93(7)	0.54	3	813	\rightarrow	0
818.86(6)	0.43	3	2040	\rightarrow	1221
857.1(6)	0.04	31		359	
874.78(4)	3.18	1	875	\rightarrow	0
885.0(3)	0.11	13	1851	\rightarrow	967
889.0(3)	0.09	15		—	
916.13(12)	0.22	6	301, 359, 698		
937.4(3)	0.10	14		—	
945.7(4)	0.07	18		—	
966.87(7)	1.25	2	967	\rightarrow	0
981.6(5)	0.08	17		—	
984.1(4)	0.10	15		—	
992.52(8)	0.43	4	1753	\rightarrow	760
996.3(4)	0.09	17		—	
1000.26(10)	0.34	4	2222	\rightarrow	1221
1034.97(9)	0.36	4	295, 359, 385, 698		
1045.83(10)	0.36	5	2267	\rightarrow	1221
1053.37(19)	0.36	6	1234	\rightarrow	180
1056.53(16)	0.21	7	1162	\rightarrow	106
1072.34(23)	0.14	10		359	
1091.42(23)	0.14	11	1851	\rightarrow	760
1095.47(18)	0.26	8	1869	\rightarrow	773
1097.9(3) ^a	0.49	9	2380	\rightarrow	1281
1105.46(11)	0.20	10	2267	\rightarrow	1162
1123.01(7)	0.57	4	1303	\rightarrow	180
1126.10(24)	0.10	17		—	
1139.21(13)	0.39	8	2360	\rightarrow	1221
1150.17(23)	0.13	13		—	
1155.57(15)	0.23	8		—	
1158.38(12)	0.83	5	2380	\rightarrow	1221
1208.3(3)	0.12	13		—	
1211.9(3)	0.13	12		—	
1221.23(13)	0.13	12	1221	\rightarrow	0
1232.4(3)	0.21	10		—	
1234.6(3)	0.26	8	1869	\rightarrow	634
1253.87(21)	0.18	10		634	
1273.5(3)	0.11	13		—	
1281.59(10)	0.39	7	1281	\rightarrow	0
1287.62(18)	0.20	9	1753	\rightarrow	465
1301.5(4)	0.18	12		—	
1303.6(4)	0.23	10	1303	\rightarrow	0
1318.54(22)	0.16	10	1318	\rightarrow	0
1324.6(3)	0.21	9	1869	\rightarrow	545
1338.8(3)	0.15	16		—	

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 8.1					
E_γ (keV)	I_γ ($\gamma_s/100$ n)	$(\Delta I/I)(\%)$	E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)
1342.2(5)	0.10	23		773	
1358.1(7)	0.10	23		—	
1360.4(4)	0.17	15	2582	\rightarrow	1221
1379.33(19)	0.18	18	1560	\rightarrow	180
1401.4(3)	0.13	13	2705	\rightarrow	1303
1412.4(5)	0.08	25	2380	\rightarrow	967
1418.07(21)	0.33	7		—	
1421.36(15)	0.48	5	1421	\rightarrow	0
1439.7(4)	0.15	14		—	
1470.9(4) ^f	0.27	16	2705	\rightarrow	1234
1485.48(16)	0.33	6	2360	\rightarrow	875
1493.92(12) ^b	0.29	15	2267	\rightarrow	773
1493.92(12) ^b	0.45	10	6082	\rightarrow	4589
1504.3(3)	0.57	16	2380	\rightarrow	875
1514.2(4)	0.16	12		359	
1526.4(6)	0.11	25	2493	\rightarrow	967
1529.55(22)	0.15	18		—	
1541.1(3)	0.16	15		—	
1549.0(5)	0.10	23		—	
1556.53(5)	0.11	17		—	
1559.67(21)	0.39	5	1560	\rightarrow	0
1569.84(23)	0.28	16		757	
1586.8(5)	0.14	31	2360	\rightarrow	773
1606.61(13)	0.60	8	2380	\rightarrow	773
1617.95(16)	0.52	10		—	
1619.5(6) ^a	0.34	12	2380	\rightarrow	760
1633.6(3)	0.26	18	2267	\rightarrow	634
1649.48(9) ^b	0.48	20	6082	\rightarrow	4433
1649.48(9) ^b	0.31	30	2525	\rightarrow	875
1656.30(13)	0.52	10	1656	\rightarrow	0
1677.30(15)	0.48	11	2222	\rightarrow	545
1682.50(23)	0.31	15		—	
1693.45(10)	0.93	7	6082	\rightarrow	4389
1708.4(3) ^d	0.50	13	4087	\rightarrow	2380
1708.4(3) ^d	0.50	13	6082	\rightarrow	4374
1717.81(5)	1.76	3	6082	\rightarrow	4365
1726.25(7)	0.28	19	6082	\rightarrow	4356
1731.9(3)	0.27	18		—	
1745.7(3)	0.24	20	2380	\rightarrow	634
1752.6(4)	0.17	29	1753	\rightarrow	0
1770.41(20)	0.25	8		—	
1784.59(23)	0.22	17	6082	\rightarrow	4298
1805.37(11)	0.40	5	6082	\rightarrow	4277
1815.6(5)	0.08	23	2360	\rightarrow	545
1830.22(4)	2.12	1	2705	\rightarrow	875
1834.9(3)	0.26	8	2380	\rightarrow	545
1842.1(3)	0.49	4	6082	\rightarrow	4240
1848.3(5)	0.14	17		—	
1851.30(18)	0.37	7	1851	\rightarrow	0
1859.65(8)	1.51	3	2040	\rightarrow	180
1861.81(18)	0.58	8	6082	\rightarrow	4221
1878.1(3)	0.28	17	6082	\rightarrow	4204

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 8.1					
E_γ (keV)	I_γ (γ s/100 n)	$(\Delta I/I)$ (%)	E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)
1901.78(18)	0.34	11	6082	\rightarrow	4181
1907.0(3)	0.20	18	6082	\rightarrow	4175
1920.7(3)	0.21	18		2290	
1931.92(23)	0.31	15	2705	\rightarrow	773
1948.82(10) ^a	0.61	21	6082	\rightarrow	4133
1961.17(8) ^a	0.63	31	6082	\rightarrow	4121
1987.6(6) ^a	0.05	24	3547	\rightarrow	1560
1994.94(12)	0.68	8	6082	\rightarrow	4087
1999.6(3)	0.24	21	4221	\rightarrow	2222
2022.67(20) ^g	0.34	8		—	
2040.40(7)	0.71	6	2040	\rightarrow	0
2041.6(7) ^a	0.34	4	2222	\rightarrow	180
2049.89(16)	0.51	6	6082	\rightarrow	4033
2059.6(4)	0.17	16		—	
2066.7(3)	0.30	9		—	
2071.05(23)	0.43	7	2705	\rightarrow	634
2079.5(3)	0.24	11		—	
2086.85(6)	1.32	2	2267	\rightarrow	180
2107.30(15) ^g	0.44	8		—	
2134.5(3)	0.18	14		—	
2164.9(4)	0.14	18		—	
2180.14(3)	17.22	3	2360	\rightarrow	180
2194.03(14)	0.46	7		—	
2199.23(3)	5.70	1	2380	\rightarrow	180
2216.98(7)	0.85	4	6082	\rightarrow	3865
2221.5(4) ^a	0.98	14	2222	\rightarrow	0
2229.65(13)	0.53	4	6082	\rightarrow	3853
2267.2(9)	0.12	26	2267	\rightarrow	0
2290.02(4)	3.83	1	6082	\rightarrow	3792
2312.7(8)	0.12	25	2493	\rightarrow	180
2336.4(3)	0.25	8		—	
2343.7(3)	0.19	9	2525	\rightarrow	180
2360.44(3)	3.22	1	2360	\rightarrow	0
2371.1(7)	0.11	18	3792	\rightarrow	1421
2374.71(20)	0.46	5		—	
2379.54(4)	2.06	2	2380	\rightarrow	0
2401.76(22)	0.27	7	2582	\rightarrow	180
2410.0(5)	0.12	14		654, 773	
2433.67(11)	0.56	5	6082	\rightarrow	3649
2444.02(7)	0.97	3	6082	\rightarrow	3638
2480.44(24)	0.25	9		—	
2493.1(6)	0.14	20	2493	\rightarrow	0
2518.05(11)	1.14	2	6082	\rightarrow	3564
2524.80(3) ^b	4.78	7	2705	\rightarrow	180
2524.80(3) ^b	1.08	30	2525	\rightarrow	0
2535.50(9)	0.79	4	6082	\rightarrow	3547
2542.7(4)	0.16	15		—	
2554.08(10)	0.43	18	6082	\rightarrow	3528
2554.1(5) ^a	0.26	30	3430	\rightarrow	875
2579.81(7)	1.06	3	6082	\rightarrow	3502
2581.5(9) ^a	0.09	26	2582	\rightarrow	0
2606.89(20)	0.33	7		—	

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 8.1					
E_γ (keV)	I_γ ($\gamma_s/100n$)	$(\Delta I/I)(\%)$	E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)
2627.7(5)	0.12	18	3502	\rightarrow	875
2630.0(11)	0.08	34	3853	\rightarrow	1221
2652.3(4) ^b	0.19	30	3528	\rightarrow	875
2652.3(4) ^b	0.65	9	6082	\rightarrow	3430
2670.5(6)	0.11	21	3430	\rightarrow	760
2705.10(4)	3.23	1	2705	\rightarrow	0
2721.6(5)	0.16	15		—	
2726.73(12)	0.68	4	6082	\rightarrow	3356
2741.4(11)	0.07	34	3502	\rightarrow	760
2754.8(7)	0.14	19	3528	\rightarrow	773
2837.35(20)	0.53	5		—	
2878.8(6)	0.21	13		—	
2898.9(4)	0.22	12		—	
2989.3(5)	0.31	11		—	
2994.0(6)	0.23	15		—	
3018.7(10) ^a	0.11	26	3792	\rightarrow	773
3046.5(3)	0.29	12		—	
3053.7(3)	0.31	11		—	
3127.1(3)	0.34	10		—	
3237.3(9)	0.11	21		—	
3250.0(10)	0.10	22	3430	\rightarrow	180
3322.0(4)	0.28	9	3502	\rightarrow	180
3348.6(5)	0.64	5	3528	\rightarrow	180
3355.19(14)	0.73	5	3356	\rightarrow	0
3366.3(6)	0.22	15	3547	\rightarrow	180
3377.31(4)	10.44	1	6082	\rightarrow	2705
3391.2(3)	0.27	12		—	
3412.2(4)	0.27	12		—	
3457.7(3)	0.33	10	3638	\rightarrow	180
3468.7(3)	0.39	13	3649	\rightarrow	180
3500.64(12)	0.86	5	6082	\rightarrow	2582
3528.5(4)	0.54	15	3528	\rightarrow	0
3545.1(5)	0.17	18		—	
3546.7(11) ^a	0.05	24	3547	\rightarrow	0
3557.65(9)	1.16	3	6082	\rightarrow	2525
3564.76(14)	1.04	4	3564	\rightarrow	0
3589.47(17)	0.52	6	6082	\rightarrow	2493
3601.1(10)	0.08	34		—	
3612.07(6)	2.14	2	3792	\rightarrow	180
3638.42(13)	0.69	5	3638	\rightarrow	0
3672.2(3)	0.26	12	3853	\rightarrow	180
3684.79(14)	0.55	6	3865	\rightarrow	180
3702.88(6)	10.33	1	6082	\rightarrow	2380
3721.93(5)	19.54	1	6082	\rightarrow	2360
3787.7(7)	0.14	15		—	
3792.4(3)	0.39	6	3792	\rightarrow	0
3815.20(6)	2.39	2	6082	\rightarrow	2267
3824.1(7)	0.12	16		—	
3849.8(6)	0.24	13		—	
3853.6(7)	0.50	6	4033	\rightarrow	180
3860.66(10)	1.00	3	6082	\rightarrow	2222
3876.7(7)	0.13	16		—	

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 8.1					
E_γ (keV)	I_γ ($\gamma_s/100$ n)	$(\Delta I/I)(\%)$	E_i (keV)	\rightarrow	E_f (keV)
3882.2(4) ^h	0.30	7		—	
3888.7(6)	0.14	14		—	
3902.14(12) ⁱ	0.85	3		—	
3907.2(5)	0.25	9	4087	\rightarrow	180
3940.5(4)	0.24	9	4121	\rightarrow	180
3952.8(4)	0.26	8	4133	\rightarrow	180
4001.6(8)	0.22	10	4181	\rightarrow	180
4042.18(7)	2.09	2	6082	\rightarrow	2040
4060.6(5)	0.21	10	4240	\rightarrow	180
4076.7(6)	0.15	14		—	
4096.6(3) ^a	0.10	26	4277	\rightarrow	180
4120.5(4) ^a	0.06	21	4121	\rightarrow	0
4133.30(19)	0.46	5	4133	\rightarrow	0
4174.6(6)	0.32	9	4175	\rightarrow	0
4174.6(6)	0.32	9	4356	\rightarrow	180
4184.0(3)	0.44	6	4365	\rightarrow	180
4204.1(9)	0.21	19	4204	\rightarrow	0
4208.4(4)	0.44	9	4389	\rightarrow	180
4246.0(8)	0.24	12		—	
4252.1(6)	0.23	10	4433	\rightarrow	180
4297.8(6)	0.17	13	4298	\rightarrow	0
4364.46(15)	0.83	3	4365	\rightarrow	0
4374.7(12)	0.07	31	4374	\rightarrow	0
4390.1(4)	0.24	9		—	
4407.0(5)	0.22	10		—	
4426.9(7)	0.23	11	6082	\rightarrow	1656
4433.7(5)	0.65	4	4433	\rightarrow	0
4523.1(5)	0.23	9	6082	\rightarrow	1560
4588.6(5)	0.21	12	4589	\rightarrow	0
4859.8(11)	0.08	22		—	
4903.4(8)	0.21	13		—	
4919.6(10)	0.11	17		—	
5049.7(9)	0.12	17		—	
5133.8(8)	0.17	13		—	
5449.5(6)	0.22	11	6082	\rightarrow	634
5901.70(24)	0.59	5	6082	\rightarrow	180
6082.1(3)	0.39	6	6082	\rightarrow	0

^aEnergie und Intensität der Linie aus Koinzidenzspektrum.

^bMehrfach plziert. Intensitätsaufteilung mit Hilfe von Koinzidenzspektren.

^cIntensität aus Koinzidenzspektrum.

^dMehrfach plziert. Ungeteilte Intensität angegeben.

^eEinordnung nicht durch Koinzidenzen bewiesen.

^fEinordnung nicht eindeutig, da in Koinzidenz mit 359 keV.

^gWahrscheinlich primärer Übergang.

^hWahrscheinlich verstärkt durch Winkelkorrelation (180 keV + 3702 keV).

ⁱWahrscheinlich verstärkt durch Winkelkorrelation (180 keV + 3722 keV).

9 (d,p)- und (\vec{d} ,t)-Messungen in München

9.1 Quellen für polarisierte Ionen

9.1.1 Polarisierte Deuteronenstrahlen

Das Deuteron mit Spin $S = 1$ kann in einem externen magnetischen Feld drei Unterzustände $m_S = +1, 0, -1$ annehmen, je nach Orientierung zur durch das Magnetfeld definierten Achse. Die Polarisation des Strahls wird durch Vektor- und Tensorpolarisation beschrieben, die über die Besetzungswahrscheinlichkeiten n_+, n_0 und n_- ($\sum n = 1$) der Unterzustände definiert sind (Strahlachse als Quantisierungsachse):

$$\begin{aligned} \text{Vektorpolarisation } P_3 &= n_+ - n_-, & -1 \leq P_3 \leq +1, \\ \text{Tensorpolarisation } P_{33} &= 1 - 3n_0, & -2 \leq P_{33} \leq +1. \end{aligned} \quad (9.1)$$

Reine Vektorpolarisation ($P_{33} = 0$) kann mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten $(n_+, n_0, n_-) = (\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, 0)$ bzw. $(0, \frac{1}{3}, \frac{2}{3})$ erreicht werden.

Gemessen werden im Experiment die differentiellen Wirkungsquerschnitte σ_+ und σ_- , je nach Spinstellung. Sie hängen mit den sog. Analysierstärken A_y und A_{yy} wie folgt zusammen:

$$A_y = \frac{1}{3P_3} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_{\text{unpol.}}}, \quad (9.2)$$

$$A_{yy} = \frac{2}{P_{33}} \frac{\sigma_{\text{exp.}} - \sigma_{\text{unpol.}}}{\sigma_{\text{unpol.}}}; \quad \sigma_{\text{exp.}} = \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-). \quad (9.3)$$

$\sigma_{\text{unpol.}}$ steht dabei für den Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Strahl. Aus Gleichung 9.3 folgt

$$\sigma_{\text{unpol.}} = \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2 + P_{33}A_{yy}} \quad (9.4)$$

oder

$$\sigma_{(\pm)} = \sigma_{\text{unpol.}} \left(1 \pm \frac{3}{2}A_y P_3 + \frac{1}{2}A_{yy} P_{33} \right). \quad (9.5)$$

Da A_{yy} in (\vec{d} ,p)- und (\vec{d} ,t)-Experimenten sehr klein ist (< 0.1), wird Gleichung 9.4 angenähert zu

$$\sigma_{\text{unpol.}} = \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-). \quad (9.6)$$

Dies eingesetzt in Gleichung 9.2 ergibt für die Analysierstärke

$$A_y = \frac{2}{3P_3} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}. \quad (9.7)$$

Nach den Gleichungen 9.6 und 9.7 berechnete Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken werden dann mit DWBA-Rechnungen verglichen (siehe Abschnitt 9.3).

9.1.2 Die Atomstrahlquelle

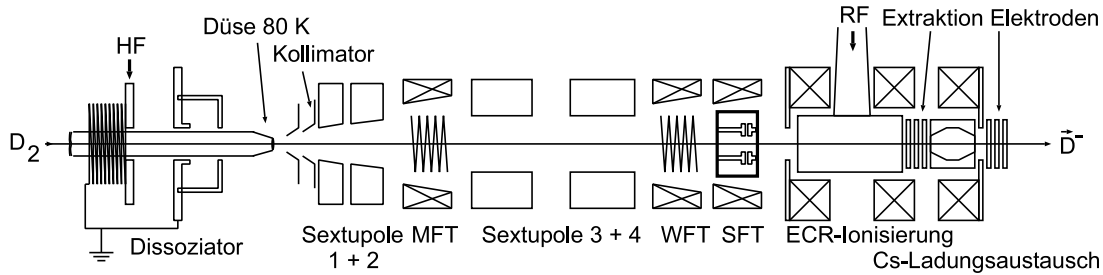


Abbildung 9.1: Schematischer Aufbau der Atomstrahlquelle.

Abbildung 9.1 zeigt schematisch den Aufbau der Atomstrahlquelle. Die Funktion soll hier kurz skizziert werden. Im Dissoziator wird ein intensiver Strahl von Deuteriumatomen erzeugt. Die Moleküle werden durch ein Hochfrequenzfeld von hoher Leistung dissoziiert. Die Atome treten dann mit Überschallgeschwindigkeit durch eine gekühlte Düse aus. Die anschließenden Stern-Gerlach-Sextupol-Magnete 1 + 2 dienen dazu, eine Komponente des Hüllenspins auszuwählen. Durch das inhomogene Magnetfeld wirkt auf die Atome mit den Spinstellungen $m_J = +1/2$ und $m_J = -1/2$ des Hüllenelektrons eine unterschiedliche Kraft. Für Atome mit $m_J = +1/2$ eine radiale Kraft nach innen und für solche mit $m_J = -1/2$ eine radiale Kraft nach außen. Dadurch werden Atome mit $m_J = -1/2$ defokussiert und scheiden aus dem Strahl aus. Im Strahl sind jetzt nur noch die Komponenten 1, 2 und 3 aus Abbildung 9.2, die das Breit-Rabi-Diagramm für Deuterium zeigt, vorhanden.

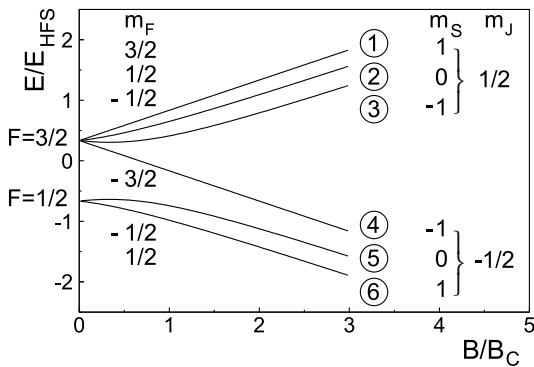


Abbildung 9.2: Breit-Rabi-Diagramm von Deuterium, das die Energieabhängigkeit der Hyperfeinzustände des $1S_{1/2}$ -Grundzustandes als Funktion eines äußeren magnetischen Feldes darstellt (nach Ref. [MK97, Fic71]). Das Magnetfeld ist angegeben in Einheiten des sog. kritischen Magnetfeldes $B_C \approx 117$ G, die Energie in Einheiten von $E_{HFS} \approx 327$ MHz \cdot h .

Die Vektor- (P_3) und Tensorpolarisation (P_{33}) des Deuteriumstrahles sind nun durch die Besetzungswahrscheinlichkeiten der sechs magnetischen Unterzustände m_S gegeben: $P_3 = (n_1 + n_6) - (n_3 + n_4)$, und $P_{33} = 1 - 3(n_2 + n_5)$.

Die vier Sextupol-Magnete sind in zwei Gruppen aufgeteilt, wobei jede die Unterzustände 1 bis 3 fokussiert und die Unterzustände 4 bis 6 defokussiert. Ein adiabatischer sog. „Abragam-Winter“-Übergang [Abr58] zwischen beiden Magnetgruppen („mean field transition“, MFT) führt Zustand 3 in Zustand 4 über.

Dabei macht man sich die Aufspaltung der Unterzustände in einem starken Magnetfeld ($B > B_C \approx 117 \text{ G}$) zunutze. Der Atomstrahl besteht also nach den Sextupol-Magneten nur noch aus den Komponenten 1 und 2. Nach einem $2 \rightarrow 6$ -Übergang („strong field transition“, SFT) besteht der Strahl aus den Unterzuständen 1 und 6 und ist positiv polarisiert. Alternativ produziert ein zweiter Hochfrequenzübergang („weak field transition“, WFT) durch $1 \rightarrow 4$ und $2 \rightarrow 3$ negativ polarisierten Strahl. In beiden Fällen hat der Strahl eine Tensorpolarisation von $P_{33} = +1$. Die im Experimentierbetrieb beobachtete Polarisation P_3 lag bei ca. 70% [Her01b].

Im nachfolgenden ECR (Electron Cyclotron Resonance)-Ionisierer wird mit Hilfe eines Puffergases eine Plasmaentladung gezündet und die Deuteriumatome werden durch Elektronenstoß ionisiert. Die positiven Ionen werden danach in Cäsiumdampf zweifach umgeladen. Anschließend wird der Spin durch einen Wienfilter noch senkrecht zur Strahlachse gedreht (in Abbildung 9.1 nicht gezeichnet). Dann wird der negative Strahl zur positiven Terminalspannung des Tandems beschleunigt.

Die Atomstrahlquelle ist eine sehr neue Einrichtung des Beschleunigerlabors. Mit ihrem Aufbau am Beschleuniger wurde erst im Oktober 1999 begonnen. Seit Ende 2000 läuft sie stabil im Meßbetrieb.

Die davor zur Erzeugung von polarisierten Strahlen verwendete Lambshiftquelle soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

9.1.3 Die Lambshiftquelle

Die Lambshiftquelle lieferte (unter anderem) den polarisierten Deuteronenstrahl für das in dieser Arbeit beschriebene $^{130}\text{Te}(\vec{d}, t)^{129}\text{Te}$ -Experiment. Ihre Funktion ist in Abb. 9.3 schematisch erklärt.

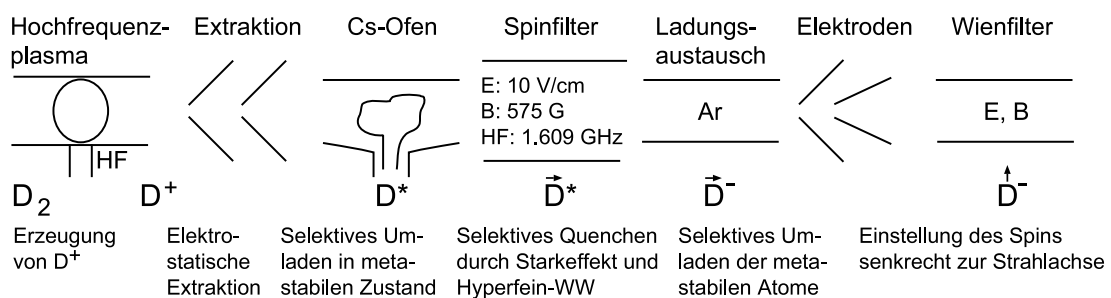


Abbildung 9.3: Funktionsprinzip der Lambshiftquelle.

Deuteronen werden aus einem Hochfrequenzplasma extrahiert. Sie durchfliegen Cäsiumdampf und werden zu neutralen Atomen umgeladen, wobei einige Prozent der Atome in den metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustand angeregt werden. Um wie in der Atomstrahlquelle eine Komponente des Hüllenspins auszuwählen, macht man sich in der Lambshiftquelle den Zeemaneffekt und die Lambshift der Hyperfeinstruktur-niveaus von Deuterium zunutze.

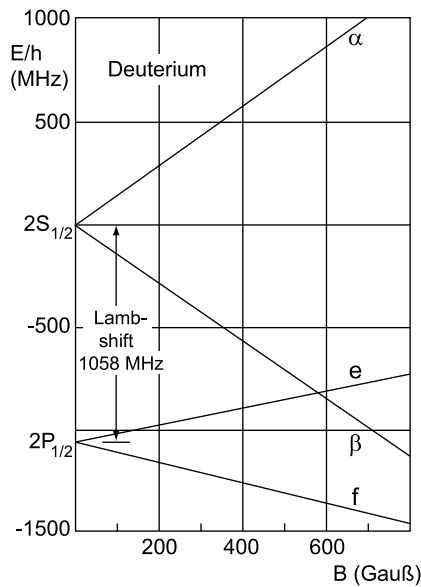


Abbildung 9.4: Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur des $2S_{1/2}$ - und $2P_{1/2}$ -Zustandes in Deuterium, nach Ref. [Fic71] (Hyperfeinaufspaltung nicht eingezeichnet).

Wie aus nebenstehender Abb. 9.4 ersichtlich, kreuzt sich der β -Zweig, der nur $m_J = -1/2$ -Komponenten des metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustandes enthält, bei ungefähr 575 G mit dem e-Zweig des kurzlebigen $2P_{1/2}$ -Zustandes. Durch Anlegen eines schwachen elektrischen Feldes wird der Bahrdrehimpuls l zu einer schlechten Quantenzahl (Stark-Effekt) und die energetisch entarteten Zustände mischen. Dadurch wird der β -Zweig kurzlebig gemacht (sog. Quenchen). Man hat also wie durch die Sextupolmagnete in der Atomstrahlquelle die Hülle polarisiert. Zur Polarisierung des Kerns wird eine von Lamb und Retherford untersuchte Drei-Niveauwechselwirkung zwischen je einem Zustand des α -, des β - und des e-Zweiges mit gleicher Quantenzahl m_S ausgenutzt [Lam51]. Durch Einstrahlung eines elektrischen Hochfrequenzfeldes von ca. 1609 MHz bei magnetischen Feldstärken von 565, 575 oder 585 G kann gezielt derjenige m_S -Zustand des α -Zweiges ausgesucht werden, der das Quenchen überleben soll. Damit ist der metastabile Anteil des Strahles polarisiert.

Da der Stahl aber zum Großteil aus unpolarisierten Atomen im $1S_{1/2}$ -Grundzustand besteht, muß der Strahl nachfolgend möglichst selektiv umgeladen werden. Die günstigste Reaktion ist hier die Umladung in Argongas. Der entstandene polarisierte negative Strahl wird nach der Spindrehung in einem Wienfilter zur Terminalspannung des Tandem beschleunigt. Ein schöner Aspekt der Lambshiftquelle ist also, daß „automatisch“ ein negativer Strahl erzeugt wird, während er in der Atomstrahlquelle durch die Umladung im Cäsium „künstlich“ hergestellt werden muß. Dennoch hat die Atomstrahlquelle Vorteile gegenüber der Lambshiftquelle.

9.2 Durchgeführte Experimente

Alle dem Nuklid ^{129}Te benachbarten Kerne außer den Isotopen ^{128}Te und ^{130}Te sind instabil, wie auch ^{129}Te selbst. Diese Situation ist wie prädestiniert für die Einteilchen-Transferreaktionen (d,p) und (d,t) am Q3D, mit denen unsere Gruppe in den letzten Jahren viele Erfahrungen gesammelt hat. Im folgenden werden die durchgeführten Messungen eingehender beschrieben.

9.2.1 (d,p)-Messung bei $E_d = 24 \text{ MeV}$

Die Messung der Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ wurde im Juni 1997 mit einer Deuteronenenergie von 24 MeV durchgeführt. Das Target bestand aus $165 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ metallischem ^{128}Te (99.3% Anreicherung), aufgedampft auf eine $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoff-Folie. Es wurden 12 Winkel im Bereich von 10° bis 40° (Laborwinkel) gemessen. Zum Einsatz kam der Fokalebenen-detektor der Gruppe Graw. In Abb. 9.5 ist das Spektrum bei 25° (Messzeit 1.5 h bei 300 nA am Target, Schlitze $5 \times 10 \text{ mm}^2$) gezeigt.

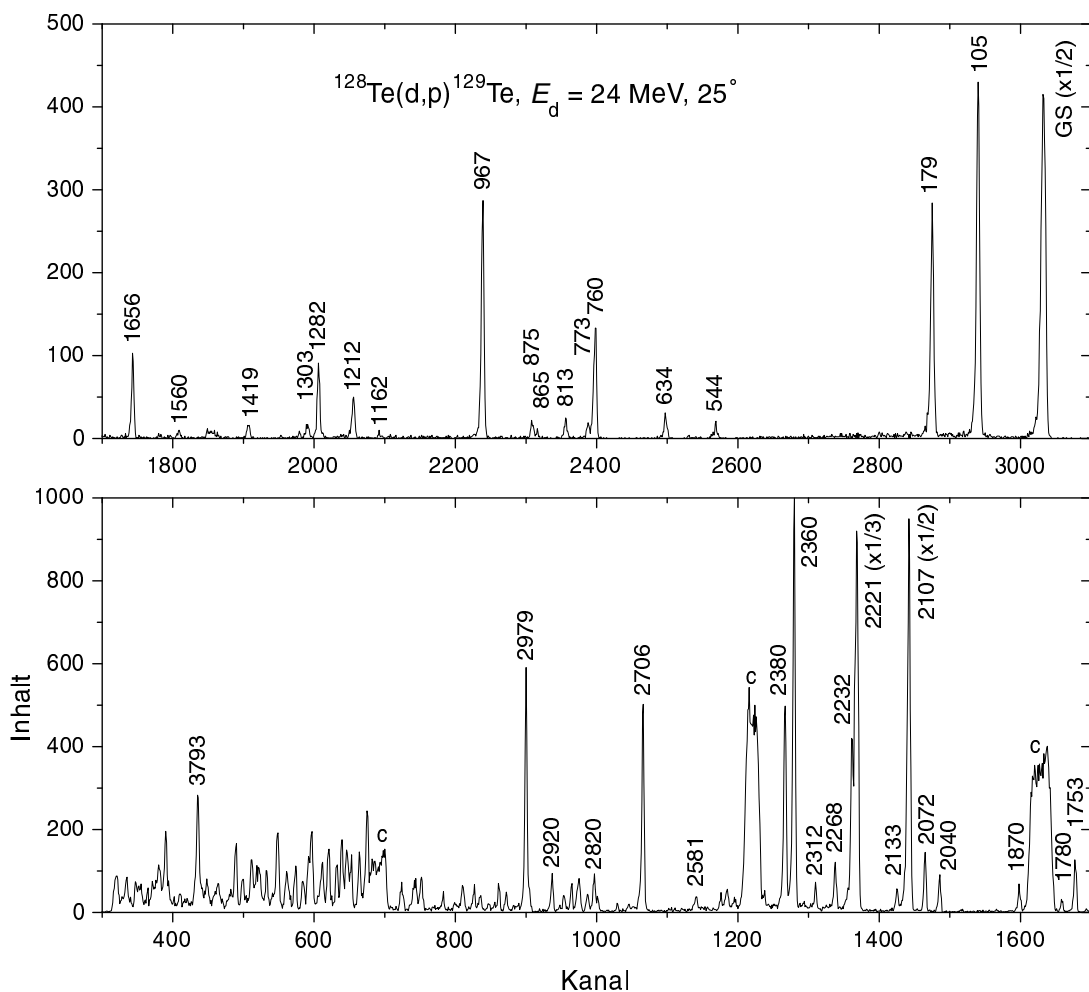


Abbildung 9.5: Spektrum der $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei $E_d = 24 \text{ MeV}$. Einige Zustände sind mit ihrer Anregungsenergie in keV markiert. c: Untergrund von leichten Elementen im Target.

Die erreichte Energieauflösung betrug 5 keV.

Es wurden im Bereich bis 2980 keV Anregungsenergie 64 Winkelverteilungen bestimmt, die im Anhang D.2 dargestellt sind. Die Energieeichung wurde mit Hilfe von (n,γ) -Linien durchgeführt, die in Rež gemessen wurden. Darauf wird in Abschnitt 10 noch genauer eingegangen. Bei den einzelnen Winkelverteilungen im Anhang D.2 sind die Energien angegeben, die sich aus einer Mittelung der Energien aller 12 Winkel ergeben, d.h. jedes Spektrum wurde einzeln energieeicht.

9.2.2 (d,p) -Messung bei $E_d = 18$ MeV

Im November 2000 wurde die Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ noch einmal bei einer Deuteronenenergie von 18 MeV gemessen. Das Target bestand aus $145 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ metallischem ^{128}Te (99.3% Anreicherung), aufgedampft auf eine $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoff-Folie. Es wurden 11 Winkel im Bereich von 10° bis 50° gemessen. Auch hier kam der Graw'sche Detektor zum Einsatz. Abbildung 9.6 zeigt das Spektrum bei 25° (Messzeit 1.5 h bei 250 nA am Target, Schlitze $8 \times 20 \text{ mm}^2$). Die Energieauflösung

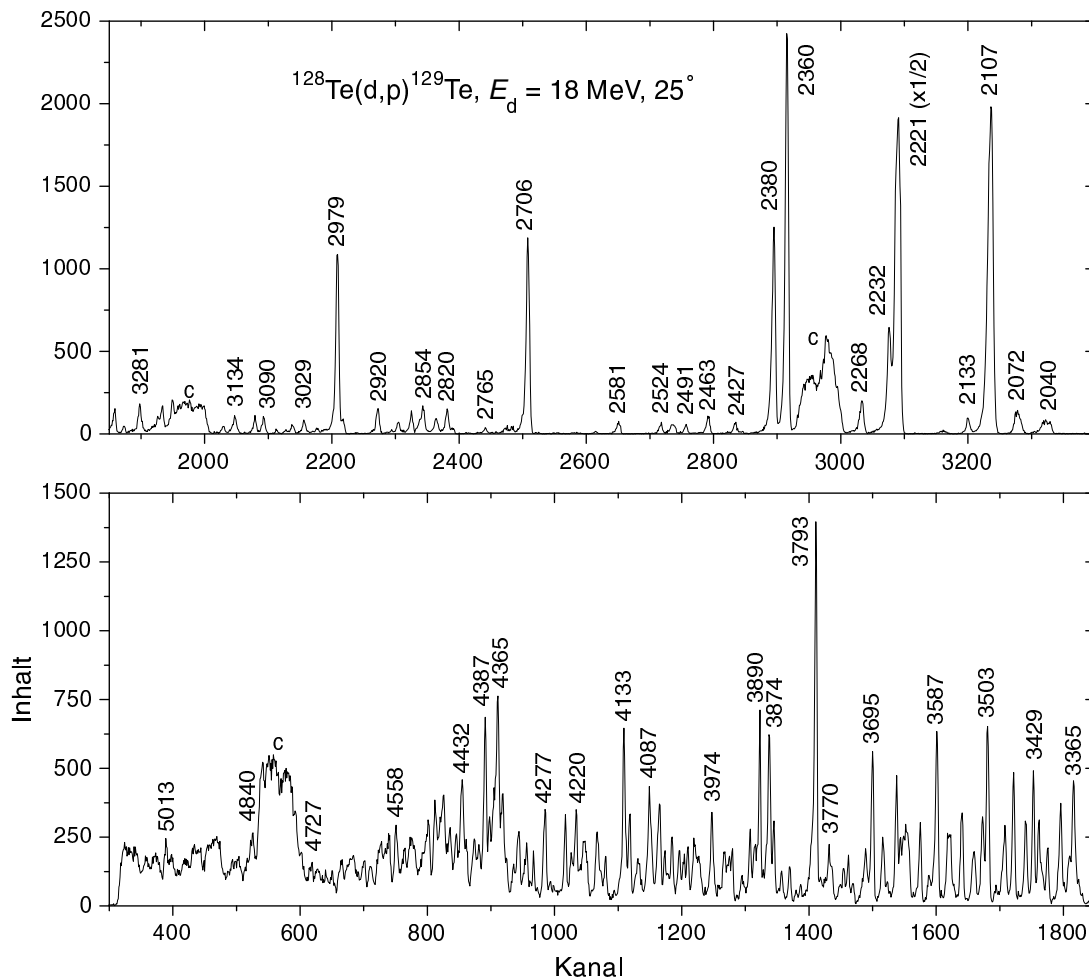


Abbildung 9.6: Spektrum der $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei $E_d = 18$ MeV. Einige Zustände sind mit ihrer Anregungsenergie in keV markiert. c: Untergrund von leichten Elementen im Target.

betrug im besten Bereich des Detektors (zwischen den Kanälen 600 und 2800) ausgezeichnete 4 keV.

Ziel dieser Messung war es, den direkten Neutroneneinfang in ^{128}Te zu zeigen (siehe Abschnitt 11.3). Aus der (n,γ) -Messung war der dafür interessante Energiebereich bekannt, daher wurde das Niveau bei 2040 keV an den Hochenergie-Rand des Detektors geschoben. Es konnten zwischen 2040 keV und 5013 keV zu insgesamt 232 Niveaus Winkelverteilungen gewonnen werden. Diese sind im Anhang D.3 dargestellt. Auch bei der Auswertung dieser Messung wurden getrennte Energieeichungen für jedes Spektrum gemacht und die Anregungsenergien gemittelt.

9.2.3 (\vec{d},p)-Messung bei $E_d = 18$ MeV

Besonders um $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Zustände unterscheiden zu können, wurde im Januar 2001 die Reaktion $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ bei 22° gemessen ($E_d = 18$ MeV). Das Target war das gleiche wie bei der unpolarisierten Messung im November zuvor (vgl. vorigen Abschnitt). Diesmal wurde mit unserem neuen Kathodenstreifen-Fokalebenenendetektor gemessen. Abbildung 9.7 zeigt zwei Spektren von insgesamt vier. Die anderen zwei wurden bei einer anderen Magnetfeldeinstellung des Q3D gemessen, um zu höheren

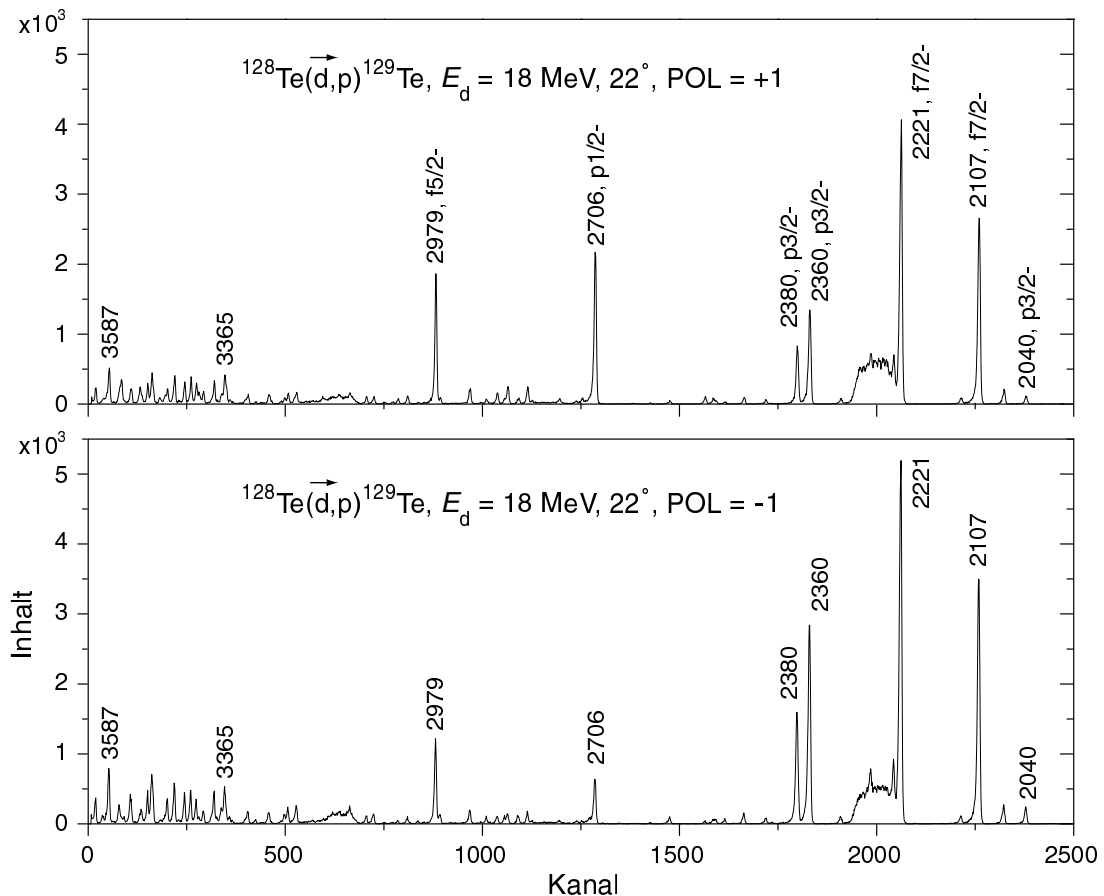


Abbildung 9.7: Spektren der $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei 22° . Einige Zustände sind mit ihrer Anregungsenergie in keV und ihrer Zuordnung markiert.

Anregungsenergien zu gelangen. Die Energieauflösung war über das ganze Spektrum exzellente 4 keV. Man sieht in Abb. 9.7 deutlich den Effekt der Polarisationsrichtung des Strahls (das $\text{POL} = -1$ -Spektrum ist auf die gleiche Ladung am Target wie das $\text{POL} = +1$ -Spektrum skaliert). Wie DWBA-Rechnungen zeigten, war er für $l = 1$ bei 22° besonders ausgeprägt zu erwarten, weshalb nur dieser Winkel gemessen wurde. Die Ergebnisse dieser Messung in Form von Analysierstärken bei 22° sind in Tab. 9.4 in Abschnitt 9.5 zusammengefasst.

Der polarisierte Deuteronenstrahl wurde von der neuen Atomstrahlquelle (vgl. Abschnitt 9.1.2) erzeugt. Der Polarisationsgrad P_3 betrug ca. 70% [Her01b].

9.2.4 (\vec{d},t) -Messung bei $E_d = 24 \text{ MeV}$

Die Reaktion $^{130}\text{Te}(\vec{d},t)^{129}\text{Te}$ wurde im Juni 1997 mit dem Detektor der Gruppe Graw bei einer Deuteronenenergie von 24 MeV gemessen. Das Target bestand aus $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ metallischem ^{130}Te (99.5% Anreicherung), aufgedampft auf eine

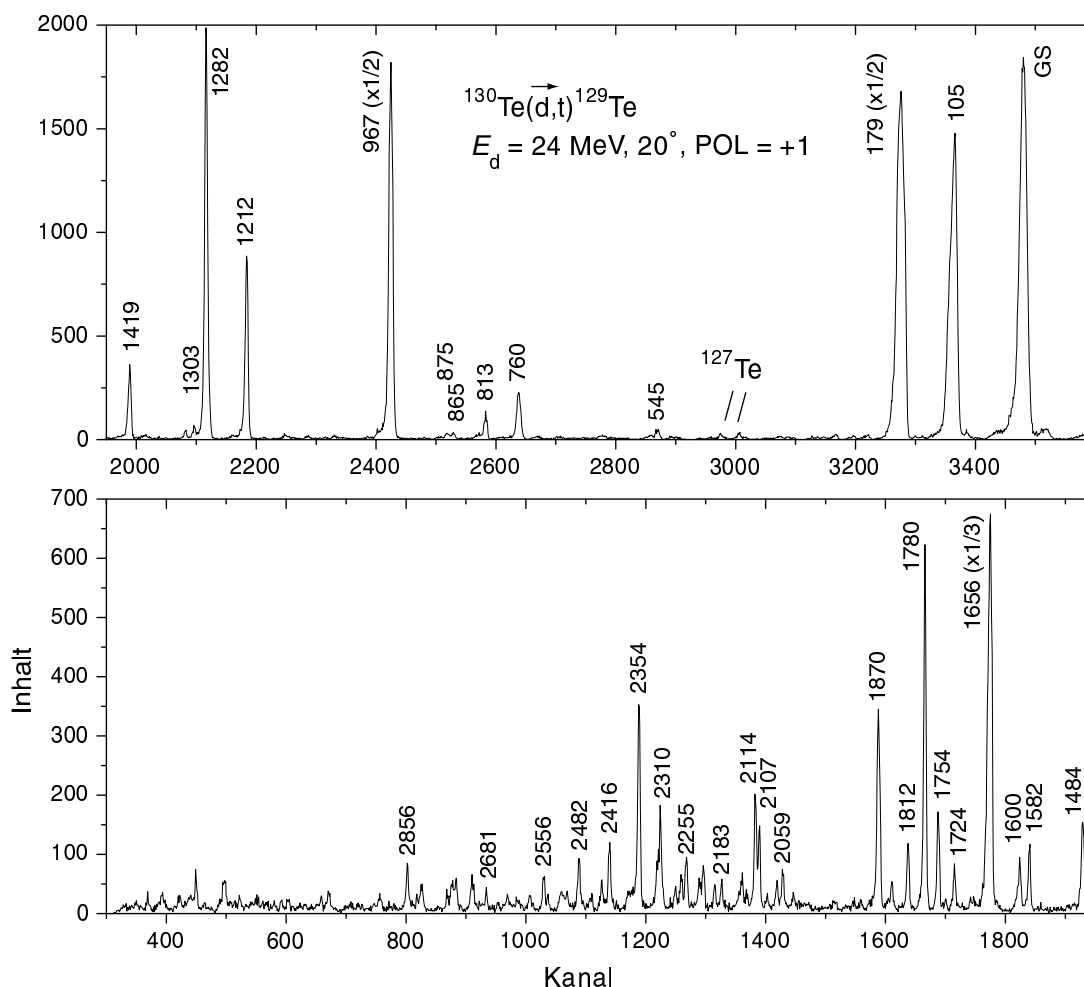


Abbildung 9.8: Spektrum der $^{130}\text{Te}(\vec{d},t)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei 24 MeV, $\text{POL} = +1$. Einige Zustände sind mit ihrer Anregungsenergie in keV markiert. Die mit ^{127}Te gekennzeichneten Linien sind der GS und erste angeregte Zustand von ^{127}Te . Das Isotop ^{128}Te ist zu ca. 0.5% im Target enthalten.

4 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoff-Folie.

Abbildung 9.8 zeigt das POL = +1 -Spektrum bei 20° (Messzeit 1 h bei 140 nA am Target, Schlitz $20 \times 20 \text{ mm}^2$). Es wurden für 10 Winkel im Bereich von 7.5° bis 40° jeweils beide Spinstellungen gemessen. Die erreichte Auflösung betrug 5-6 keV. Die im Energiebereich bis 2865 keV gewonnenen 71 Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte und der Analysierstärken sind im Anhang D.1 abgebildet.

Die Energieeichung wurde bis ca. 2 MeV mit Niveaus aus (n, $\gamma\gamma$) und (d,p), ab 2 MeV mit einer Vergleichsmessung mit einem ^{208}Pb -Target durchgeführt.

Der Deuteronenstrahl kam von der in Abschnitt 9.1.3 beschriebenen Lambshiftquelle, wobei der Polarisationsgrad P_3 ca. 55% betragen hat.

9.3 Beschreibung der Winkelverteilungen durch DWBA-Rechnungen

Um aus den gemessenen Winkelverteilungen den Drehimpulsübertrag und den Spin des jeweiligen Zustands zu bestimmen, wurden DWBA (Distorted Wave Born Approximation)-Rechnungen mit dem Programm CHUCK3 von P. D. Kunz [Kun] durchgeführt. Zu den in der Eingabedatei vorkommenden optischen Potentialparametern gibt es eine Reihe von systematischen Untersuchungen und Zusammenstellungen verschiedener Veröffentlichungen [Per76, Dae80] (und Referenzen darin). Die in dieser Arbeit verwendeten Potentialparameter wurden den gemessenen Winkelverteilungen angepasst, wobei jedoch darauf geachtet wurde, daß sie im Rahmen der bekannten Werte vernünftige Größen annehmen. In Tabelle 9.1 sind die für die drei im vorigen Abschnitt beschriebenen Reaktionen verwendeten Parameter zusammengestellt. Die recht umfangreiche Theorie zu den DWBA-Rechnungen soll hier nicht dargestellt werden, eine Einführung findet sich z.B. in Ref. [MK92].

Tabelle 9.1: In den DWBA-Rechnungen benutzte optische Potentiale, FNRG = 0.621 bzw. 0.845.

	$^{128}\text{Te}(\text{d,p}), E_d = 24 \text{ MeV}$			$^{128}\text{Te}(\text{d,p}), E_d = 18 \text{ MeV}$			$^{130}\text{Te}(\text{d,t}), E_d = 24 \text{ MeV}$		
	d	p	n	d	p	n	d	t	n
V_r (MeV)	105.93	51.96	^{a)}	113.17	56.12	^{a)}	96.50	150.24	^{a)}
$4W_D$ (MeV)	62.71	36.67		68.80	56.46		48.00		
W_0 (MeV)							20.00		
V_{so} (MeV)	7.80	7.50	$\lambda = 25$	7.80	7.50	$\lambda = 25$	6.83		$\lambda = 25$
r_r (fm)	1.12	1.22	1.17	1.12	1.22	1.17	1.13	1.24	1.17
r_D (fm)	1.32	1.23		1.32	1.23		1.32		
r_0 (fm)								1.43	
r_{so} (fm)	1.16	1.22		1.16	1.22		1.07		
R_c (fm)	1.15	1.25		1.15	1.25		1.15	1.30	
a_r (fm)	0.77	0.67	0.75	0.81	0.77	0.75	0.77	0.69	0.75
a_D (fm)	0.85	0.67		0.91	0.77		0.68		
a_0 (fm)								0.87	
a_{so} (fm)	0.84	0.67		0.84	0.67		0.66		
nlc	0.54	0.85	0.85	0.54	0.85	0.85	0.54	0.25	0.85

^{a)} Durch CHUCK3 angepaßt.

Tabelle 9.2: Angenommene Schalenmodell-Konfigurationen (Neutron) der Zustände in ^{129}Te .

Reaktion	Konfiguration	Zahl der Knoten	Parität
(d,p)	$3p_{1/2}$	2	-
	$3p_{3/2}$	2	
	$2f_{5/2}$	1	
	$2f_{7/2}$	1	
	$1h_{11/2}$	0	
(d,p), (d,t)	$3s_{1/2}$	2	+
	$2d_{3/2}$	1	
	$2d_{5/2}$	1	
	$1g_{7/2}$	1	
	$1g_{9/2}$	1	
(d,t)	$2p_{1/2}$	1	-
	$2p_{3/2}$	1	
	$1f_{5/2}$	0	
	$1f_{7/2}$	0	
	$1h_{11/2}$	0	

Für die in den (d,p)- und (d,t)-Reaktionen angeregten Zustände wurden für die Rechnungen Schalenmodell-Konfigurationen angenommen, die in Tabelle 9.2 wiedergegeben sind (vgl. auch Abschnitt 11.1). Für die Rechnungen mit CHUCK3 ist die Knotenzahl, die als $n - 1$ (n : Hauptquantenzahl) definiert ist, wichtig, da sie stark die gewonnenen spektroskopischen Faktoren beeinflusst.

In den Abbildungen 9.9 bis 9.11 sind CHUCK3-Eingabedateien für verschiedene Zustände in den drei Reaktionen dargestellt.¹¹ In Abb. 9.11 sind die Zahlenwerte, die spezifisch für den jeweiligen Zustand sind, und die jedem Zustand angepasst werden müssen, grau hinterlegt. Diese sind l , J , π , $n-1$ und E_x . Die CHUCK3-Ausgabedateien enthalten Winkelverteilungen für den Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke. Das Verhältnis von gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitten ergibt bei (d,p) den spektroskopischen Faktor S_{lj} , bei (d,t) die spektroskopische Stärke G_{lj} . Das heißt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{exp}}}{d\Omega} &= S_{lj}\sigma_{lj}^{\text{CHUCK3}} && \text{bei (d,p) und} \\ \frac{d\sigma^{\text{exp}}}{d\Omega} &= G_{lj}\sigma_{lj}^{\text{CHUCK3}} && \text{bei (d,t), wobei} \\ G_{lj} &= (2j + 1)S_{lj}. \end{aligned}$$

Die spektroskopischen Faktoren bzw. Stärken wurden für jedes Niveau dadurch bestimmt, daß die gerechneten Winkelverteilungen durch einen Faktor den gemessenen angepasst wurden.

Wie man für einzelne Linien den experimentellen Wirkungsquerschnitt in mb/sr berechnet, ist in Anh. D gezeigt.

¹¹Damit CHUCK3 lief, mußte für (d,p) bei $E_d = 18\text{ MeV}$ bei einigen hochenergetischen Niveaus mit $l = 1$ der Startwert des Neutron-Potentials (60 MeV) etwas herabgesetzt werden.


```

1009000030000000    128TE(D,P)129TE EX=.180 MEV S1/2 ED=24 MEV
+81.    +05.    +0.5
+30+02+00+01
+00.1   +20.
+24.0   +2.0136 +01.    +128.00 +52.    +01.15    +00.54 +02.
+01+01
+01.    -105.93 +1.120 +0.770
+02.    +62.71 +1.320 +0.850
-04.    -15.600 +1.1600 +0.8400
+03.859 +01.0078+01.    +129.00 +52.    +01.25    +00.85 +01.    -0.180
+02+02
+01.    -51.96 +1.2200 +0.670
+02.    +36.67 +1.230 +00.670
-04.    -30.0 +01.22 +00.67
-02-01+00+01+01+01+00+00+0122.00
-06.083 +01.0087+00.    +128.00 +52.    +00.85    +0.180
-01.    -01.    +01.17 +00.75 +25.
+02.    +00.    +01.    +01.    +60.
+00+00
9
END OF CHUCK3 INPUT

```

Abbildung 9.9: CHUCK3-Eingabedatei für den $s1/2^+$ -Zustand bei 180keV.

```

1009000030000000    128TE(D,P)129TE EX=2.360 MEV P3/2 ED=18 MEV
+51.    +05.    +1.0
+30+02+00-03
+00.1   +20.
+18.0   +2.0136 +01.    +128.00 +52.    +01.15    +00.54 +02.
+01+01
+01.    -113.17 +1.120 +0.810
+02.    +68.80 +1.320 +0.910
-04.    -15.600 +1.1600 +0.8400
+03.859 +01.0078+01.    +129.00 +52.    +01.25    +00.85 +01.    -2.360
+02+02
+01.    -56.12 +1.2200 +0.77
+02.    +56.46 +1.230 +00.770
-04.    -30.0 +01.22 +00.67
-02-01+01+01+03+01+00+00+0122.00
-06.083 +01.0087+00.    +128.00 +52.    +00.85    +2.360
-01.    -01.    +01.17 +00.75 +25.
+02.    +01.    +03.    +01.    +60.
+00+00
9
END OF CHUCK3 INPUT

```

Abbildung 9.10: CHUCK3-Eingabedatei für den $p3/2^-$ -Zustand bei 2360keV.

```

1009000030000000    130TE(D,T)129TE EX=.105 MEV H11/2
+80.    +05.    +0.5
+30+02+00-11
+00.1   +20.
+24.0   +2.0136 +01.    +130.00 +52.    +01.15    +00.54 +02.
+01+01
+01.    -96.50 +1.1330 +0.7700
+02.    +48.00 +01.321 +00.68
-04.    -13.660 +1.0700 +0.6600
-02.154 +03.016 +01.    +129.00 +52.    +01.30    +00.25 +01.    -0.105
+02+02
-01.    -150.24 +1.2400 +0.6870
-02-01+05+01+11+01+00+00-225.00
-08.419 +01.008 +00.    +129.00 +52.    +00.85    +0.105
-01.    -01.    +01.17 +00.75 +25.
+00.    +05.    +11.    +01.    +60.
+00+00
9
END OF CHUCK3 INPUT

```

Abbildung 9.11: CHUCK3-Eingabedatei für den $h11/2^-$ -Zustand bei 105keV.

9.4 Typische Winkelverteilungen der gemessenen Reaktionen

Auf dieser und den folgenden zwei Seiten sind typische Winkelverteilungen der gemessenen Reaktionen abgebildet. Im Anhang finden sich Zusammenstellungen der Winkelverteilungen aller gemessenen Niveaus.

Abbildung 9.12 zeigt die stärksten Zustände von $l = 0$ bis $l = 5$ der Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ bei 24 MeV Deuteronenenergie. Sie werden gut durch die CHUCK3-Rechnungen beschrieben. Die Eingabedatei für den Zustand bei 179 keV ist in Abb. 9.9 gegeben.

In Abb. 9.13 sind gerechnete Winkelverteilungen von $l = 0$ bis $l = 5$ für die Reaktion $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ bei $E_d = 18$ MeV dargestellt, wobei sie für $l = 1$ und $l = 3$ an experimentelle Zustände angepasst wurden (bei den anderen Winkelverteilungen wurde mit $E_x = 3$ MeV gerechnet). Hier ist auch der experimentelle Punkt der Analysierstärke bei 22° eingezeichnet (vgl. Tab. 9.5). Aus der Winkelverteilung der Analysierstärke für $l = 1$ wird der Grund für die Messung bei 22° klar: Sie besitzt hier ein ausgeprägtes Maximum. Die Eingabedatei für den Zustand bei 2360 keV ist in Abb. 9.10 gegeben. Man sieht an den Winkelverteilungen deutlich den Einfluß der gegenüber Abb. 9.12 geänderten Strahlenergie.

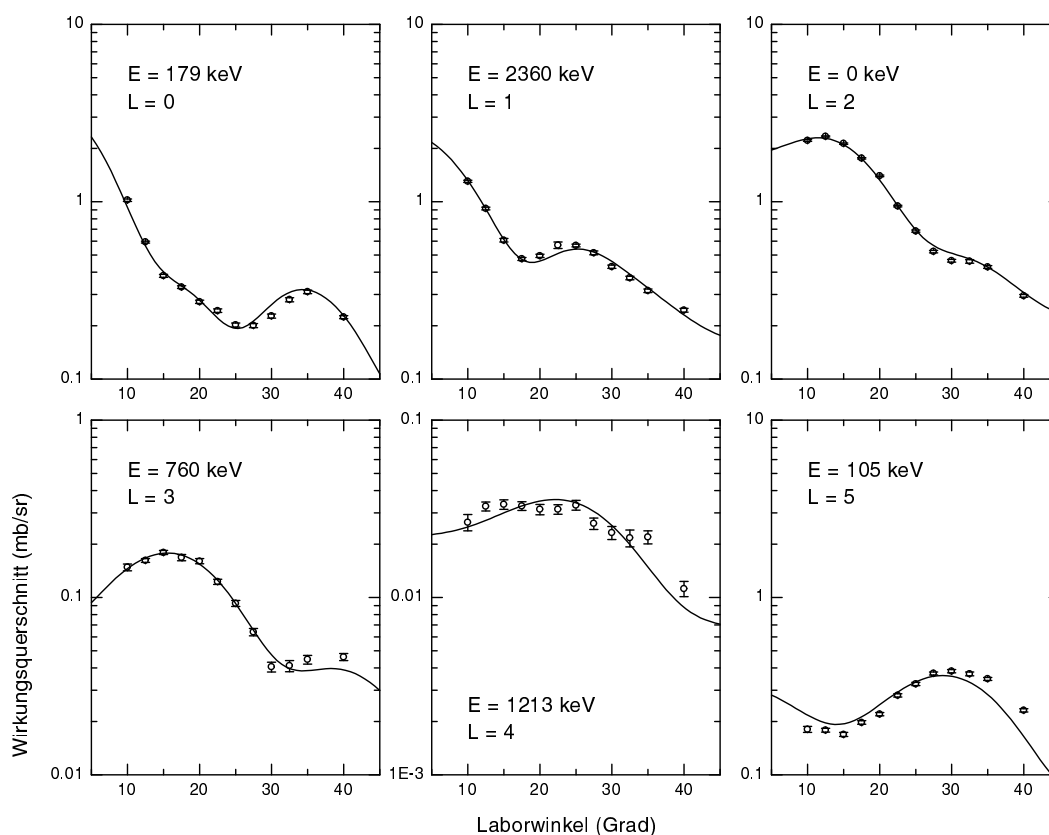


Abbildung 9.12: Typische Winkelverteilungen der (d,p) -Messung bei $E_d = 24$ MeV.

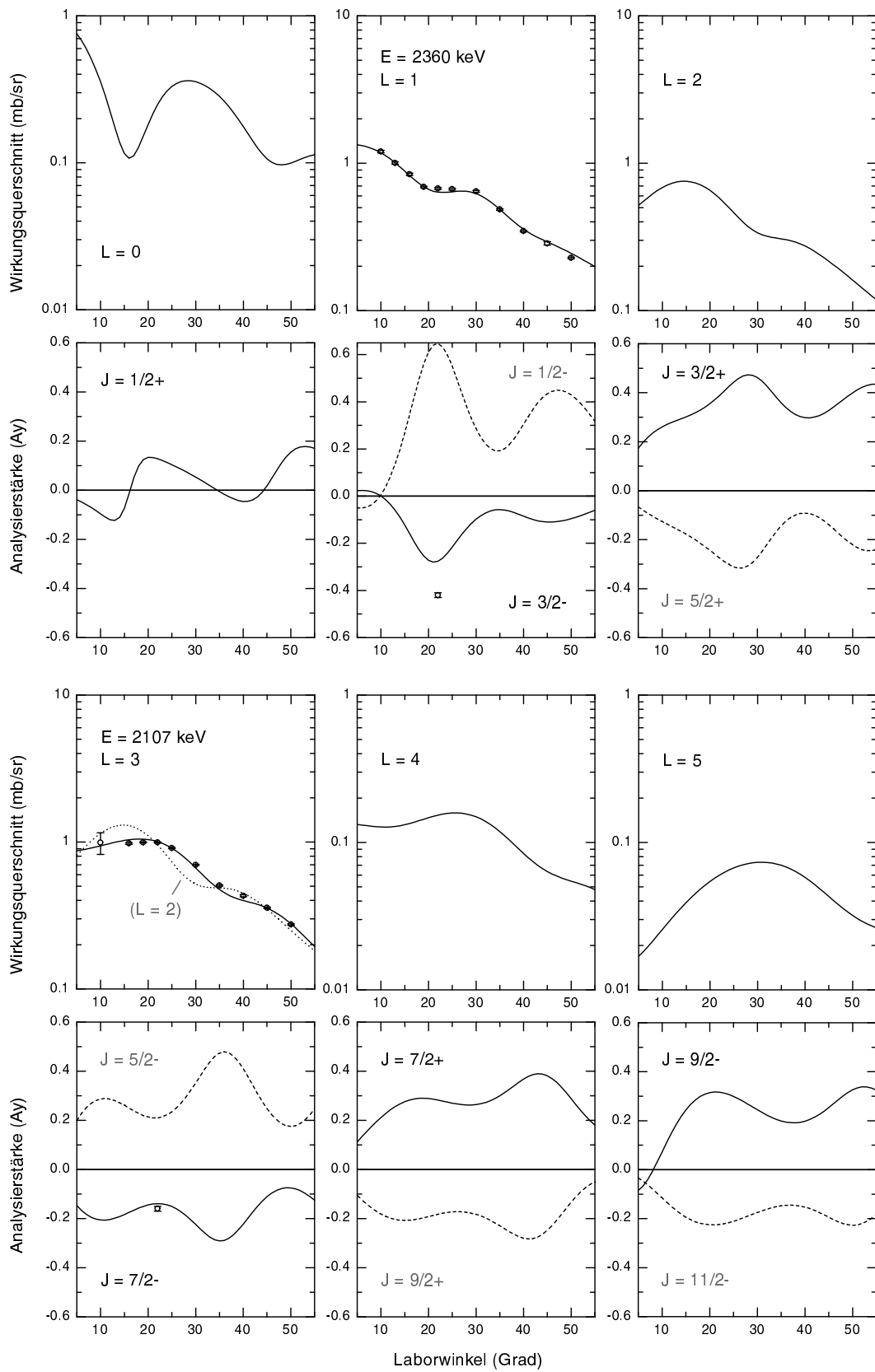


Abbildung 9.13: Typische Winkelverteilungen der (\vec{d},p) -Messung bei $E_d = 18 \text{ MeV}$.

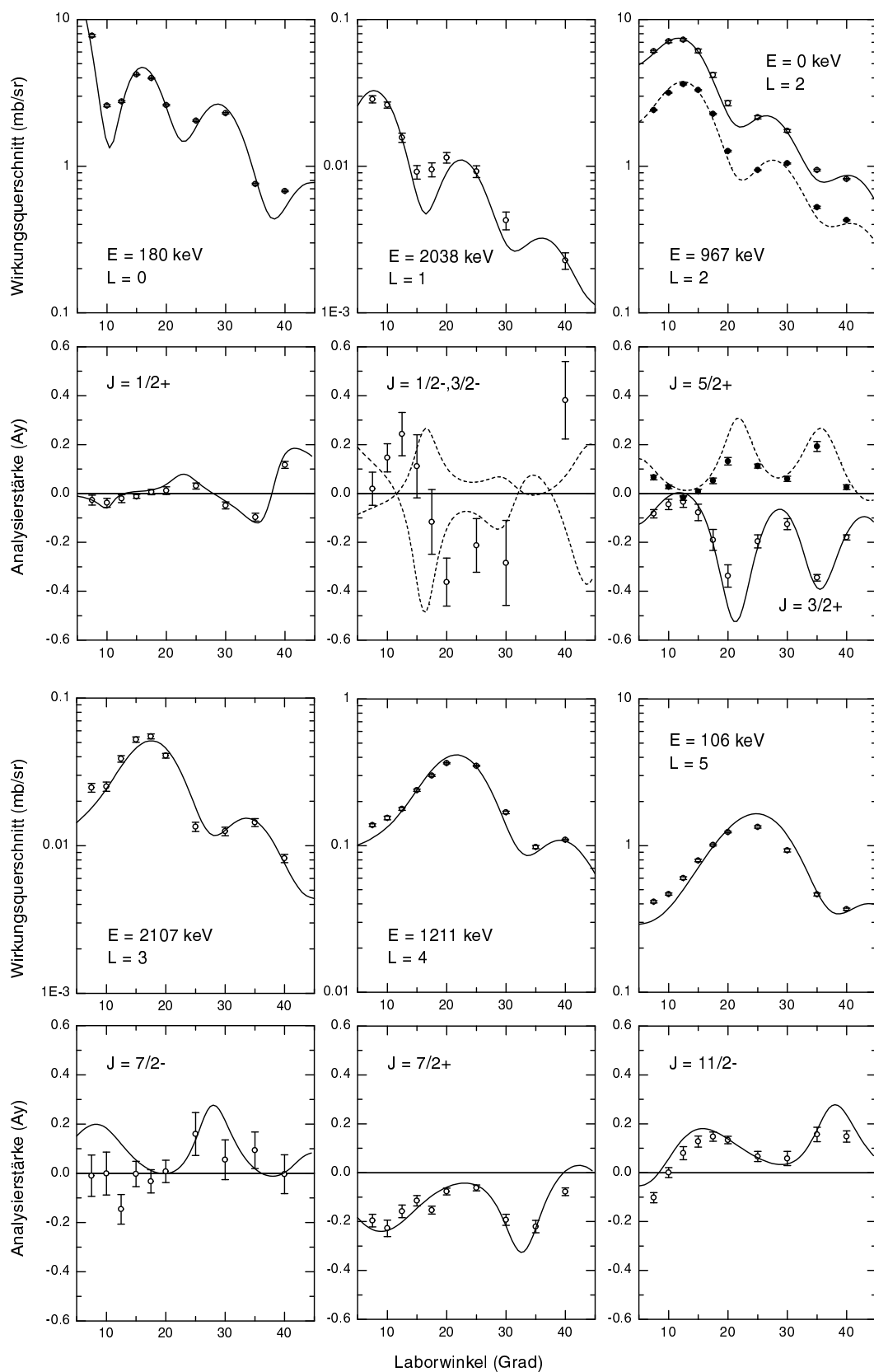
Abbildung 9.14: Typische Winkelverteilungen der (\vec{d},t) -Messung.

Abbildung 9.14 schließlich zeigt Winkelverteilungen für die Reaktion $^{130}\text{Te}(\vec{d},t)^{129}\text{Te}$ bei $E_d = 24\text{ MeV}$. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte wird im allgemeinen gut wiedergegeben. Besonders bemerkenswert ist die gute Reproduktion der spiegelbildlichen Analysierstärken für $l = 2$.

Die Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnittes zeigen bei den (d,p)- und (d,t)-Reaktionen in ihrer Form nur eine sehr kleine J -Abhängigkeit. Mit dieser allein kann keine J -Zuordnung erfolgen. Daher wurde in den vorigen Abbildungen auch ggf. auf die Darstellung verzichtet.

9.5 Anregungszustände aus den Transfermessungen

In der folgenden Tabelle 9.3 werden die Ergebnisse der (d,p)- und (d,t)-Messungen zusammengefasst. In der ersten Spalte ist die Energie, gemittelt über alle gemessenen Winkel (für die einzelnen Spektren wurde eine eigene Energieeichung gemacht), angegeben. Wenn in den darauffolgenden Spalten maximale Wirkungsquerschnitte für beide Reaktionen angegeben werden, dann sind die Energien aus (d,p) und (d,t) ebenfalls gemittelt. Die Spalten vier und fünf enthalten die Zuordnung der l - und J -Werte. Sind die Werte in Klammern angegeben, ist die Zuordnung unsicher. In den letzten beiden Spalten sind die spektroskopischen Faktoren angegeben, wie sie sich aus direktem Vergleich von CHUCK3-Ausgabedatei und gemessener Winkelverteilung ergeben. Alle experimentellen Winkelverteilungen sind mit der mit dem spektroskopischen Faktor skalierten DWBA-Kurve in Anhang D abgebildet.

Tabelle 9.3: Spektroskopische Information zu ^{129}Te aus (d,p) und (d,t).

E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{max}}$		Zuordnung ^c		Spektr. Größen	
	$(\mu\text{b/sr})^b$		l	J^π	(d,p) ^d	(d,t) ^e
(d,p), (d,t)	(d,p)	(d,t)			$10 \times S_{ij}$	G_{ij}
0.0	2331	7269	2	$3/2^+$	3.3748	1.0816
105.2(4)	384	1340	5	$11/2^-$	1.8822	3.0195
179.35(28)	1021	7749	0	$1/2^+$	2.0163	0.5244
544.06(9)	34	67	2	$5/2^+$	0.0270	0.0070
633.51(7)	50		2	$3/2^+, 5/2^+$	0.0698	
760.25(5)	179	151	3	$7/2^-$	0.1240	0.0823
773.07(14)	40		0	$1/2^+$	0.0675	
812.93(8)	15	60	4	$7/2^+$	0.0763	0.0915
865.35(12)	8	16	(4)	($7/2^+$)	(0.0276)	(0.0320)
874.73(21)	33	51	2	$3/2^+, 5/2^+$	0.0407	$\frac{0.0055}{0.0046}$
966.76(4)	405	3616	2	$5/2^+$	0.3411	0.3341
1162.14(15)	8		3	$5/2^-, 7/2^-$	0.0076	
1211.8(6)	33	365	4	$7/2^+$	0.1737	0.5373
1234.32(17)	7		2	$3/2^+, 5/2^+$	0.0082	
1282.0(5)	126	2047	2	$5/2^+$	0.1028	0.1762
1303.32(12)	55	55	0	$1/2^+$	0.1082	0.0023
1319.01(8)	4	15	4	$7/2^+$	0.0163	0.0212
1419.4(8)	30	442	2	$5/2^+$	0.0196	0.0346
1483.56(16)	5	66	4	$7/2^+$	0.0160	0.0905
1559.98(23)	12		1	$1/2^-, 3/2^-$	0.0196	
1582.1(4)	4	36	4	$7/2^+$	0.0105	0.0487
1599.65(20)	5	57	2	$5/2^+$	0.0034	0.0048
1655.72(22)	121	2204	2	$5/2^+$	0.0917	0.1688
1723.53(5)		46	2	$5/2^+$		0.0035
1739.72(11)		23	2	$3/2^+, 5/2^+$		$\frac{0.0018}{0.0015}$
1752.68(9)	146		3	$5/2^-, 7/2^-$	0.1286	
1754.24(9)		57	4	$7/2^+$		0.0838
1779.95(13)	35	559	2	$5/2^+$	0.0267	0.0405
1812.80(25)	9	37	4	$7/2^+$	0.0078	0.0501
1839.2(4)	6					
1843.64(15)		16	1+5			
1852.9(4)	5		3	$5/2^-, 7/2^-$	0.0564	
1869.57(6)	67		3	$5/2^-, 7/2^-$	0.0564	
1869.91(10)		320	2	$5/2^+$		0.0252
1887.52(25)		14	(1,2)			
1918.7(5)		16	(2)	($3/2^+$)		(0.0012)
1992.44(14)	8		(3)	($5/2^-, 7/2^-$)	0.0062	
2040.2(6)	$\frac{126}{112}$	29	1	$3/2^-$	$\frac{0.0790}{0.0779}$	0.0006 ^f
2059.31(9)		40	0	$1/2^+$		0.0013
2071.52(9)		40	2	$3/2^+$		0.0034
2072.43(11)	$\frac{153}{70}$		3	$7/2^-$	$\frac{0.0855}{0.0850}$	
2089.90(10)		9	(4)	($7/2^+, 9/2^+$)		($\frac{0.0097}{0.0062}$)
2106.60(7)	$\frac{2146}{995}$	55	3	$7/2^-$	$\frac{1.1961}{1.1836}$	0.0062 ^g
2113.91(12)		112	0	$1/2^+$		0.0042

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.3							
E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ ($\mu\text{b/sr}$) ^b		Zuordnung ^c		Spektr. Größen		
	(d,p), (d,t)	(d,p)	(d,t)	l	J^π	$10 \times S_{ij}$	(d,t) ^e G_{ij}
2132.69(11)		$\frac{70}{35}$		3	$7/2^-$	$\frac{0.0355}{0.0383}$	
2132.95(10)			11	5	$9/2^-, 11/2^-$		$\frac{0.0314}{0.0172}$
2141.81(15)			17	4	$7/2^+$		0.0233
2182.62(8)			40	2	$3/2^+$		0.0033
2197.7(5)			16	(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$		$\frac{0.0073}{0.0054}$
2220.15(13)			31				
2221.28(8)		$\frac{3009}{1361}$		3	$7/2^-$	$\frac{1.6872}{1.6329}$	
2232.23(7)		$\frac{362}{188}$		3	$5/2^-, 7/2^-$	$\frac{0.2859}{0.3178}$	
2255.05(25)			65	0	$1/2^+$		0.0020
2266.61(19)			57	(2)	$(3/2^+)$		(0.0039)
2267.61(17)		$\frac{156}{134}$		1	$3/2^-$	$\frac{0.1039}{0.0984}$	
2278.52(13)			14	4	$(7/2^+)$		0.0166
2303.7(4)			12	5	$9/2^-, 11/2^-$		$\frac{0.0368}{0.0202}$
2312.17(12)		$\frac{58}{28}$		3	$7/2^-$	$\frac{0.0325}{0.0308}$	
2309.73(7)			86	0	$1/2^+$		0.0029
2316.60(12)			24	5	$(11/2^-)$		0.0405
2353.75(23)			199	0	$1/2^+$		0.0059
2360.05(6)		$\frac{1302}{1199}$		1	$3/2^-$	$\frac{0.9215}{0.9303}$	
2362.6(6)			28	1	$(1/2^-)$		0.0011
2370.5(5)			20	2	$(3/2^+)$		0.0015
2377.4(4)			24	1	$(1/2^-)$		0.0009
2379.95(8)		$\frac{711}{640}$		1	$3/2^-$	$\frac{0.5006}{0.5081}$	
2416.12(7)			94	2	$5/2^+$		0.0059
2427.21(13)		$\frac{38}{23}$		3	$7/2^-$	$\frac{0.0213}{0.0223}$	
2431.59(21)			22	0	$1/2^+$		0.0006
2454.28(13)			7	4	$7/2^+, 9/2^+$		$\frac{0.0088}{0.0057}$
2462.49(14)		$\frac{62}{36}$		3	$7/2^-$	$\frac{0.0315}{0.0347}$	
2465.29(23)			7	(2)	$(3/2^+, 5/2^+)$		$\frac{0.0006}{0.0005}$
2477.0(4)			15	(2)	$(3/2^+, 5/2^+)$		$\frac{0.0010}{0.0008}$
2481.62(29)			28	4	$7/2^+, 9/2^+$		$\frac{0.0338}{0.0221}$
2491.64(10)		$\frac{27}{27}$		1	$3/2^-$	$\frac{0.0180}{0.0214}$	
2506.66(13)			22	2	$(3/2^+)$		0.0018
2507.09(13)		$\frac{27}{24}$		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	$\frac{0.0179}{0.0270}$	
2511.04(13)		$\frac{35}{18}$		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	$\frac{0.0299}{0.0270}$	
2518.61(16)			23	2	$3/2^+$		0.0019
2524.39(32)		$\frac{30}{32}$		1	$1/2^-$	$\frac{0.0445}{0.0505}$	
2555.75(18)			45	2	$5/2^+$		0.0027
2581.14(9)		$\frac{32}{37}$		1	$3/2^-$	$\frac{0.0268}{0.0299}$	
2584.3(3)			14	2	$(3/2^+)$		0.0011
2612.43(10)		$\frac{7}{5}$		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	$\frac{0.0055}{0.0065}$	
2615.91(13)			13	(2)	$(3/2^+, 5/2^+)$		$\frac{0.0009}{0.0007}$
2632.44(33)			22	2	$5/2^+$		0.0013
2641.3(4)		$\frac{4}{4}$		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	$(-)$ (0.0050)	
2670.86(29)			5	(2)	$(3/2^+, 5/2^+)$		$\frac{0.0003}{0.0003}$
2680.6(4)			9	4	$9/2^+$		0.0062
2701.8(4)			11	1	$1/2^-$		0.0003

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.3						
E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ ($\mu\text{b/sr}$) ^b		Zuordnung ^c		Spektr. Größen	
	(d,p)	(d,t)	l	J^π	(d,p) ^d $10 \times S_{lj}$	(d,t) ^e G_{lj}
2705.76(6)	⁶¹⁰ ₆₁₄		1	$1/2^-$	^{0.8145} _{0.9764}	
2710.79(28)		34	2	$5/2^+$		0.0022
2728.21(10)	²⁵ ₁₈		1	$1/2^-, 3/2^-$	^{0.0317} _{0.0318}	
2736.55(15)	²⁰ ₁₈		(1)	$(3/2^-)$	(^{0.0169} _{0.0126})	
2746.77(16)		42	2	$3/2^+, 5/2^+$		^{0.0028} _{0.0024}
2756.74(9)		33	2	$(3/2^+)$		0.0024
2765.28(13)	³³ ₈		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	(^{0.0163} _{0.0154})	
2766.62(23)		19	2	$(5/2^+)$		0.0011
2811.67(7)	¹⁹ ₁₄		(5)	$(9/2^-, 11/2^-)$	(^{0.1061} _{0.1817})	
2819.45(12)	⁹⁶ ₄₉		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	(^{0.0613} _{0.0617})	
2823.60(24)		18	4	$7/2^+, 9/2^+$		^{0.0193} _{0.0123}
2831.1(6)		12	(2)	$(3/2^+)$		(0.0009)
2835.22(13)	⁵⁶ ₂₇		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	(^{0.0368} _{0.0378})	
2844.1(5)		6	2	$3/2^+, 5/2^+$		^{0.0005} _{0.0004}
2853.69(7)	¹⁰² ₄₉		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	(^{0.0684} _{0.0676})	
2855.67(12)		36	2	$5/2^+$		0.0023
2859.54(11)	³⁹ ₁₆		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	(^{0.0223} _{0.0219})	
2871.21(7)	⁷³ ₃₆		(3)	$(5/2^-)$	(^{0.0482} _{0.0493})	
2889.84(9)	⁴⁴ ₂₆		(3)	$(5/2^-, 7/2^-)$	(^{0.0310} _{0.0291})	
2899.90(17)	¹⁶ ₅		5	$9/2^-, 11/2^-$	^{0.0442} _{0.0771}	
2919.63(9)	¹⁰³ ₅₀		3	$(5/2^-)$	^{0.0689} _{0.0704}	
2971.34(10)	⁶² ₂₈		3	$7/2^-$	^{0.0296} _{0.0239}	
2979.44(6)	⁷¹³ ₃₅₃		3	$5/2^-$	^{0.4617} _{0.4705}	
2999.62(27)	6					
3009.43(9)	7					
3023.78(26)	3					
3029.07(8)	23					
3046.25(8)	15					
3056.36(13)	6					
3070.43(3)	6					
3089.26(9)	48					
3102.75(9)	40					
3128.47(29)	10					
3133.45(6)	35					
3150.71(10)	16					
3163.3(4)	3					
3182.02(18)	15					
3202.32(26)	7					
3211.79(29)	4					
3230.49(13)	61					
3246.07(11)	58					
3253.08(10)	23					
3260.88(22)	10					
3277.1(5)	12					
3281.58(18)	38					
3295.7(5)	3					

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.3						
E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ ($\mu\text{b/sr}$) ^b		Zuordnung ^c		Spektr. Größen	
	(d,p)	(d,t)	l	J^π	(d,p) ^d $10 \times S_{ij}$	(d,t) ^e G_{ij}
(d,p), (d,t)	(d,p)	(d,t)				
3306.39(11)	15					
3321.35(12)	34					
3326.60(18)	9					
3350.26(17)	7					
3355.63(10)	27		1	$3/2^-$	0.0197	
3361.46(10)	48					
3364.58(9)	98					
3371.62(10)	37					
3379.29(9)	14					
3384.75(8)	92					
3389.76(29)	12					
3405.79(10)	46					
3414.31(15)	27					
3419.88(12)	76					
3428.91(10)	105		1	$(3/2^-)$	0.1082	
3441.00(9)	87					
3452.75(14)	9					
3461.13(8)	126					
3474.79(13)	66					
3479.09(21)	32					
3489.57(14)	19		1	$1/2^-$	0.0307	
3503.37(9)	202		(1)	$(3/2^-)$	(0.1849)	
3511.99(8)	73					
3524.24(15)	36					
3527.74(9)	46		(1)	$(1/2^-)$	(0.0741)	
3545.82(7)	102		(1)	$(3/2^-)$	(0.0960)	
3559.29(10)	19					
3564.98(10)	80		1	$1/2^-$	0.1221	
3569.24(10)	53					
3579.66(15)	9					
3587.43(6)	176					
3593.73(17)	20					
3600.49(7)	30		1	$(3/2^-)$	0.0271	
3615.20(7)	77					
3622.88(26)	5					
3628.68(29)	5					
3634.19(8)	57					
3638.44(6)	77		1	$1/2^-$	0.1325	
3643.26(5)	56					
3648.97(9)	57		1	$1/2^-$	0.0953	
3655.05(10)	108					
3666.42(19)	6					
3671.50(11)	19		1	$3/2^-$	0.0193	
3677.85(6)	62					
3695.69(8)	147					
3707.67(13)	58		1	$1/2^-$	0.1028	

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.3						
E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$) ^b		Zuordnung ^c		Spektr. Größen	
	(d,p)	(d,t)	l	J^π	(d,p) ^d $10 \times S_{ij}$	(d,t) ^e G_{ij}
(d,p), (d,t)	(d,p)	(d,t)	l	J^π	(d,p) ^d $10 \times S_{ij}$	(d,t) ^e G_{ij}
3713.78(22)	19					
3729.32(19)	21					
3737.13(8)	39					
3744.94(9)	39		1	$3/2^-$	0.0329	
3752.27(18)	16					
3764.98(9)	36		1	$(3/2^-)$	0.0336	
3769.94(6)	49					
3777.52(14)	30					
3784.59(7)	28					
3792.58(6)	460		1	$3/2^-$	0.4014	
3800.93(16)	24					
3811.7(4)	9					
3818.90(11)	18					
3826.71(11)	11					
3837.66(6)	38					
3851.94(8)	35		1	$3/2^-$	0.0329	
3859.62(20)	9					
3865.73(4)	95		1	$3/2^-$	0.0829	
3873.38(10)	182					
3884.50(16)	16					
3890.23(13)	165					
3899.34(9)	51		1	$3/2^-$	0.0462	
3906.92(5)	66					
3917.0(4)	11					
3921.60(10)	24					
3929.44(23)	6					
3938.45(12)	51					
3944.24(16)	31					
3948.09(24)	22		(1)	$(3/2^-)$	(0.0201)	
3952.81(16)	48					
3962.33(15)	12					
3969.35(29)	20		(1)	$(3/2^-)$	(0.0214)	
3974.29(10)	95		1	$3/2^-$	0.0858	
3986.75(26)	6					
3993.70(17)	21					
3997.60(14)	32					
4002.40(28)	28					
4005.76(24)	48					
4017.11(11)	42					
4024.93(14)	31					
4032.54(10)	37		1	$3/2^-$	0.0380	
4043.32(12)	24					
4045.78(16)	52					
4053.70(20)	22					
4059.09(9)	44		1	$(1/2^-)$	0.0816	
4067.78(8)	88		1	$3/2^-$	0.0875	

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.3						
E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\max}$		Zuordnung ^c		Spektr. Größen	
	$(\mu\text{b/sr})^b$		l	J^π	$(d,p)^d$	$(d,t)^e$
(d,p), (d,t)	(d,p)	(d,t)			$10 \times S_{ij}$	G_{ij}
4072.22(21)	36					
4082.23(13)	48		1	$3/2^-$	0.0484	
4086.77(9)	99		1	$3/2^-$	0.0919	
4092.48(28)	13					
4101.8(4)	16					
4106.1(4)	31					
4110.4(4)	32					
4122.07(10)	90		1	$1/2^-$	0.1548	
4128.98(12)	41					
4132.81(15)	133		1	$3/2^-$	0.1314	
4150.2(4)	5					
4161.1(5)	8					
4166.21(10)	47					
4175.10(19)	33		1	$(1/2^-)$	0.0569	
4181.18(9)	70		1	$(3/2^-)$	0.0687	
4200.84(12)	59					
4205.89(6)	47		1	$1/2^-$	0.1038	
4212.43(12)	25					
4220.07(19)	85		1	$3/2^-$	0.0811	
4229.10(14)	38					
4239.79(9)	73		1	$3/2^-$	0.0729	
4251.2(4)	23					
4259.33(23)	25					
4267.41(15)	19		1	$(1/2^-)$	0.0330	
4277.37(10)	105		1	$3/2^-$	0.0912	
4291.21(29)	11					
4298.46(22)	42		1	$1/2^-$	0.0737	
4306.73(19)	18					
4311.74(9)	53		1	$(1/2^-)$	0.0956	
4317.05(13)	19					
4326.49(8)	85					
4336.16(19)	32		1	$(1/2^-)$	0.0628	
4349.48(12)	43					
4356.27(9)	105		1	$1/2^-$	0.2097	
4365.34(11)	238		1	$1/2^-$	0.4293	
4372.60(17)	99					
4380.55(12)	65					
4389.09(20)	168		1	$1/2^-$	0.3284	
4402.14(22)	47					
4410.53(17)	59					
4425.13(10)	65		(1)	$(3/2^-)$	(0.0524)	
4433.07(10)	123		1	$3/2^-$	0.1380	
4444.04(15)	67					
4456.37(12)	81					
4467.43(15)	106		(1)	$(1/2^-)$	(0.2381)	
4474.7(4)	62					

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.3						
E_x (keV) ^a	$(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$) ^b		Zuordnung ^c		Spektr. Größen	
	(d,p)	(d,t)	l	J^π	(d,p) ^d $10 \times S_{lj}$	(d,t) ^e G_{lj}
4483.92(16)	99					
4496.75(15)	76					
4504.21(17)	40					
4511.76(22)	28					
4522.5(5)	53					
4543.28(25)	41					
4558.21(29)	77					
4572.69(21)	64					
4580.26(23)	62					
4589.16(25)	126					
4595.2(5)	67					
4608.4(4)	71					
4621.96(21)	52					
4634.7(5)	30					
4643.2(4)	47		(1)	(1/2 ⁻ , 3/2 ⁻)	(0.0986)	
4652.9(4)	42		(1)	(1/2 ⁻ , 3/2 ⁻)	(0.0657)	
4665.82(18)	39		1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	0.0815	
4682.0(3)	20		1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	0.0398	
4695.4(5)	21					
4711.80(25)	30		1			
4724.34(20)	32					
4743.5(4)	55					
4766.2(5)	18					
4777.9(4)	27		(1)	(1/2 ⁻ , 3/2 ⁻)	(0.0401)	
4794.33(24)	42					
4807.86(29)	33					
4840.4(4)	112					
4849.6(6)	18					
4868.2(5)	57					
4879.66(24)	38					
4907.4(5)	96					
4917.0(5)	86		(1)	(1/2 ⁻ , 3/2 ⁻)	(0.1291)	
4929.4(5)	112					
4946.8(4)	68					
4958.3(3)	88					
4975.3(4)	56					
5002.3(4)	44					
5013.3(7)	44					

^aDie Energien sind gewichtete Mittelwerte der (d,p)- und der (d,t)-Messungen, wenn das Niveau in beiden Messungen gesehen wurde. Als (d,p)-Energien sind bis einschl. 2379 keV die Werte der Messung bei $E_d = 24$ MeV angegeben, darüber die der Messung bei $E_d = 18$ MeV. Die Energiewerte der einzelnen Messungen sind eine mittlere Energie aller gemessenen Winkel. Hier ist nur der statistische Fehler angegeben (vgl. Tab.10.2).

^bEs ist jeweils der Maximalwert der Winkelverteilung angegeben. Im Bereich, in dem die (d,p)-Messungen überlappen, ist jeweils oben der Maximalwert bei $E_d = 24$ MeV angegeben, unten der Wert bei $E_d = 18$ MeV. Der statistische Fehler kann aus den Fehlerbalken abgeschätzt werden (siehe Anhang D). Der systematische Fehler in der Targetdicke liegt bei ca. 20%.

^cDie Zuordnung der l -Werte erfolgte über die Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte, die der J -Werte durch die Winkelverteilungen der Analysierstärke bei (\vec{d},t) . Die Identifizierung von J bei Niveaus aus (d,p) erfolgte mit Hilfe der polarisierten Messung bei 22° (vgl. Abb. 9.13 und Tab. 9.4), allerdings nur für Niveaus mit $l=1$, $l=(1)$ und $l=3$. Über 3 MeV wurde nur noch Niveaus mit $l=1$ oder $l=(1)$ ein l -Wert zugeordnet. Es wurden noch keine Informationen aus der $(n,\gamma\gamma)$ -Messung verwendet.

^dFür Niveaus mit nicht eindeutigem J ist hier $10 \times S_{lj}$ für den kleineren Wert von J angegeben. Die Verhältnisse von S_{lj} zu seiner Bestimmung bei dem jeweils größeren möglichen J -Wert sind: $1/2^-:3/2^- = 2.0$, $3/2^+:5/2^+ = 1.65$, $5/2^-:7/2^- = 1.55$, $7/2^+:9/2^+ = 1.85$, und $9/2^-:11/2^- = 1.9$ (mit ca. 5 % Fehler). Im Bereich, in dem die (d,p) -Messungen überlappen, ist jeweils oben $10 \times S_{lj}$ für die Messung bei $E_d = 24$ MeV angegeben, unten der Wert bei $E_d = 18$ MeV.

^eFür Niveaus mit nicht eindeutigem J ist oben die spektroskopische Stärke G_{lj} bei kleinerem J -Wert angegeben, unten die bei größerem J -Wert.

^fAngenommene Konfiguration $\nu 3p3/2^-$.

^gAngenommene Konfiguration $\nu 2f7/2^-$.

Durch die Wahl der Potentialparameter in den DWBA-Rechnungen wurden die spektroskopischen Faktoren des Grundzustands und der ersten beiden angeregten Zustände für (d,p) denen von früheren Stripping-Reaktionen angepasst [Moo67, Sha81]. Die (d,p) -Messung bei $E_d = 18$ MeV wurde der Messung bei $E_d = 24$ MeV angepasst, wodurch sich im überlappenden Bereich eine gute Übereinstimmung der spektroskopischen Faktoren ergibt.

An den Wirkungsquerschnitten sieht man, daß die niedrigere Strahlenergie der zweiten (d,p) -Messung zu einer Betonung der Zustände mit $l=1$ geführt hat. So sinken die maximalen Wirkungsquerschnitte z.B. für $l=3$ drastisch, während sie für Zustände mit $l=1$ nahezu erhalten bleiben.

Bei der Analyse der (d,t) -Messung wurde auf eine Anpassung verzichtet. Es ergeben sich deshalb im Vergleich zu früheren Pickup-Reaktionen etwa einen Faktor zwei kleinere spektroskopische Faktoren, vgl. Ref. [Gal82, Dia94].

In der folgenden Tabelle 9.4 sind die Ergebnisse der polarisierten (d,p) -Messung bei $E_d = 24$ MeV in Form von Analysierstärken aufgelistet. Die berechneten Analysierstärken sind besonders für die Bestimmung der J -Werte für die Niveaus mit $l=1$ von großer Hilfe gewesen (vgl. Abschnitt 9.2.3 und Tab. 9.3). Diese Niveaus wiederum haben eine besondere Bedeutung bei einem Vergleich mit der (n,γ) -Messung, worauf in Abschnitt 11.3 näher eingegangen wird.

Tabelle 9.4: Analysierstärken A_y der $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ -Messung bei 22° .

E_x (keV)	A_y (22°)	E_x (keV)	A_y (22°)	E_x (keV)	A_y (22°)
2040	-0.43(3)	3151	-	3615	-0.26(2)
2072	-0.14(3)	3163	-	3623	-0.42(40)
2107	-0.16(1)	3182	-	3629	+0.30(26)
2133	-0.16(4)	3202	-	3634	-0.29(5)
2221	-0.17(4)	3212	-	3638	+0.67(5)
2232	-	3230	-0.31(5)	3643	-0.32(6)
2268	-0.44(14)	3246	-0.24(4)	3649	+0.64(5)
2312	-0.16(5)	3253	-0.21(7)	3655	-0.32(3)
2360	-0.42(1)	3261	+0.03(17)	3666	-0.44(22)
2380	-0.41(1)	3277	+0.34(17)	3672	-0.41(9)
2427	-0.22(6)	3282	-0.11(5)	3678	-0.27(4)
2462	-0.25(3)	3296	+0.14(23)	3696	-0.26(2)
2492	-0.42(5)	3306	-0.49(11)	3708	+0.44(4)
2507	-0.20(7)	3321	-0.19(5)	3714	-0.16(12)
2511	+0.20(7)	3327	+0.24(14)	3729	+0.22(9)
2524	+0.59(4)	3350	-0.24(12)	3737	-0.01(5)
2581	-0.43(4)	3356	-0.29(7)	3745	-0.43(6)
2612	-0.07(13)	3361	+0.04(11)	3752	+0.35(9)
2641	+0.18(21)	3365	-0.10(6)	3765	-0.11(8)
2706	+0.64(2)	3372	-0.29(6)	3770	+0.29(5)
2728	+0.51(10)	3379	-0.50(10)	3778	-0.08(8)
2737	-0.11(15)	3385	-0.21(4)	3785	+0.07(6)
2765	+0.25(9)	3390	-0.07(17)	3793	-0.43(3)
2812	+0.12(10)	3406	-0.02(5)	3801	+0.28(13)
2819	+0.29(4)	3414	+0.43(6)	3812	-0.14(17)
2835	-0.22(6)	3420	-0.09(4)	3819	-0.28(9)
2854	+0.33(4)	3429	-0.14(3)	3827	-0.39(14)
2860	-0.25(9)	3441	-0.19(3)	3838	-0.27(5)
2871	+0.23(5)	3453	-0.27(13)	3852	-0.30(6)
2890	-0.15(8)	3461	-0.20(3)	3860	-0.19(18)
2900	-0.16(27)	3475	-0.31(4)	3866	-0.37(4)
2920	+0.12(4)	3479	+0.32(9)	3873	+0.16(3)
2971	-0.28(4)	3490	+0.44(9)	3878	+0.11(19)
2979	+0.25(1)	3503	-0.26(2)	3885	-0.20(10)
3000	-0.16(13)	3512	-0.27(2)	3890	+0.31(3)
3009	-0.38(9)	3524	-0.28(9)	3899	-0.34(6)
3024	-0.43(23)	3528	+0.60(3)	3907	+0.29(3)
3029	+0.18(5)	3546	-0.29(2)	3917	-0.57(21)
3046	+0.32(6)	3559	-0.27(8)	3922	-0.03(7)
3056	+0.15(11)	3565	+0.74(2)	3929	-
3070	+0.27(12)	3569	-0.27(6)	3938	+0.39(6)
3089	-0.26(4)	3580	-0.33(10)	3944	+0.13(8)
3103	-0.09(4)	3587	-0.26(1)	3948	-0.14(11)
3128	-	3594	+0.28(11)	3953	-0.07(6)
3133	-	3600	-0.21(1)	3962	+0.55(19)

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 9.4					
E_x (keV)	A_y (22°)	E_x (keV)	A_y (22°)	E_x (keV)	A_y (22°)
3969	-0.36(14)	4106	-0.28(10)	4291	-0.57(22)
3974	-0.28(7)	4110	-0.20(15)	4298	+0.47(8)
3987	-0.49(16)	4122	+0.47(4)	4307	-0.51(26)
3994	+0.18(12)	4129	-0.18(9)	4312	+0.24(8)
3998	-0.14(10)	4133	-0.41(5)	4317	+0.41(13)
4002	-0.06(11)	4150	+0.64(24)	4326	-0.07(4)
4006	+0.41(7)	4161	-	4336	+0.24(7)
4017	-0.06(6)	4166	-0.17(6)	4349	-0.45(12)
4025	+0.47(6)	4175	+0.16(8)	4356	+0.22(6)
4033	-0.42(6)	4181	-0.08(5)	4365	+0.51(4)
4043	-0.02(6)	4201	-0.37(8)	4373	+0.08(6)
4046	-	4206	+0.63(6)	4381	+0.23(7)
4054	-0.36(9)	4212	-0.01(10)	4389	+0.42(5)
4059	+0.33(6)	4220	-0.42(7)	4402	-0.10(8)
4068	-0.29(4)	4229	-0.38(8)	4411	-0.27(8)
4072	-	4240	-0.38(5)	4425	-0.17(8)
4082	-0.23(7)	4251	-0.40(25)	4433	-0.38(5)
4087	-0.36(5)	4259	-0.48(20)	4444	-0.24(7)
4092	+0.05(22)	4267	+0.07(13)	4456	-
4102	-0.05(13)	4277	-0.22(4)	4467	+0.14(7)

Nachdem nun alle Teilergebnisse der einzelnen Messungen dargelegt wurden, werden diese Informationen im nächsten Abschnitt mit den Ergebnissen der $(n,\gamma\gamma)$ -Reaktion kombiniert und zu einem detaillierten Niveauschema von ^{129}Te zusammengefasst.

10 Aufstellung des Niveauschemas

Die Ergebnisse der $(n, \gamma\gamma)$ -Messung in Řež und der Transferreaktionen in München sollen in diesem Abschnitt zu einem detaillierten Niveauschema von ^{129}Te zusammengefasst werden. Zunächst werden in in Tab. 10.1 alle Niveaus aufgeführt, die sich aus der $(n, \gamma\gamma)$ -Messung ergeben haben. Dabei war das bisher bekannte Niveauschema von ^{129}Te [Ten96] die Grundlage. Mit Hilfe der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen wurde das Niveauschema erweitert, und zwar unter folgenden Voraussetzungen:

- i) Bestätigung des Niveaus durch mehrere unabhängige Koinzidenzen, oder
- ii) Bevölkerung des Niveaus in einer der Transferreaktionen und Existenz mindestens einer durch $\gamma\gamma$ -Koinzidenz bestätigten entvölkernden Linie.

Die Energien der Niveaus wurden mit dem Programm LEFIT [Schr] bestimmt, das die Lage der Niveaus durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet.

So ergab sich z.B. die Neutronen-Separationsenergie zu 6082.42 ± 0.03 keV, wobei allerdings ein durch die Energieeichung der Einzelspektren bedingter systematischer Fehler von ca. 80 eV quadratisch zu addieren ist.

Spin-Parität-Zuweisungen wurden mit Hilfe aller bestehenden Daten gemacht. Hauptkriterien aus $(n, \gamma\gamma)$ waren dabei:

- i) Für Niveaus, die durch einen primären Übergang bevölkert werden, wurde J^π zu $1/2^\pm$ oder $3/2^\pm$ angenommen, und
- ii) es wurden nur Übergänge der Multipolaritäten $E1$, $M1$ und $E2$ angenommen.

Zwei Linien, die in Koinzidenz zueinander und zur 698 keV-Linie gesehen wurden, seien an dieser Stelle besonders erwähnt. Schon aus Tab. 8.1 und Abb. 8.4 erwuchs dem aufmerksamen Leser wahrscheinlich die Vermutung, daß die beiden γ -Linien 301 keV und 916 keV zu einem Niveau bei 1463 keV oder 2078 keV kombiniert werden können, wenn eine von ihnen das Niveau 1162 keV direkt bevölkert, und die andere darüber angeordnet wird. Die Summe beider würde dann das Niveau bei 2380 keV entleeren. Leider konnte aber keines der möglichen Niveaus bei 1463 keV oder 2078 keV bestätigt werden, weder durch unabhängige Koinzidenzspektren, noch durch die Transfermessungen, weshalb eine Einordnung der γ -Linien 301 keV und 916 keV nicht möglich war.

In Tab. 10.2 ist schließlich das ganze experimentelle Niveauschema von ^{129}Te dargestellt, wie es aus der Kombination der drei durchgeführten Messungen resultiert.

Schon unterhalb 1 MeV Anregungsenergie ist der Vergleich mit den bisher aus β^- -Zerfall und anderen Untersuchungen bekannten Niveaus [Ten96] interessant. Nicht beobachtet wurden die Niveaus bei 245 keV, 360 keV und 455 keV, deren Existenz zweifelhaft ist, da sie wahrscheinlich auf Untergrund in den früheren Neutron-Pickup-Reaktionen basieren (vgl. Abschnitt 9.2.4). Auch das in den Nuclear Data Sheets aufgeführte Niveau bei 775(5) keV aus der früheren (p, d) und $(^3\text{He}, \alpha)$ -Messung [Gal82] ist vermutlich nicht echt, da es in der jetzigen (\bar{d}, t) -Messung nicht gesehen wurde, gleiches gilt für das Niveau 819 keV. Durch die Auflösung der eng beieinander liegenden Niveaus bei 865 keV und 875 keV in den neuen Transferreaktionen konnte die Situation um diese Energien herum geklärt werden. Insbesondere wurden unterhalb

1 MeV alle Niveaus, die aus β^- -Zerfall bekannt waren, durch die $(n,\gamma\gamma)$ -Messung bestätigt.

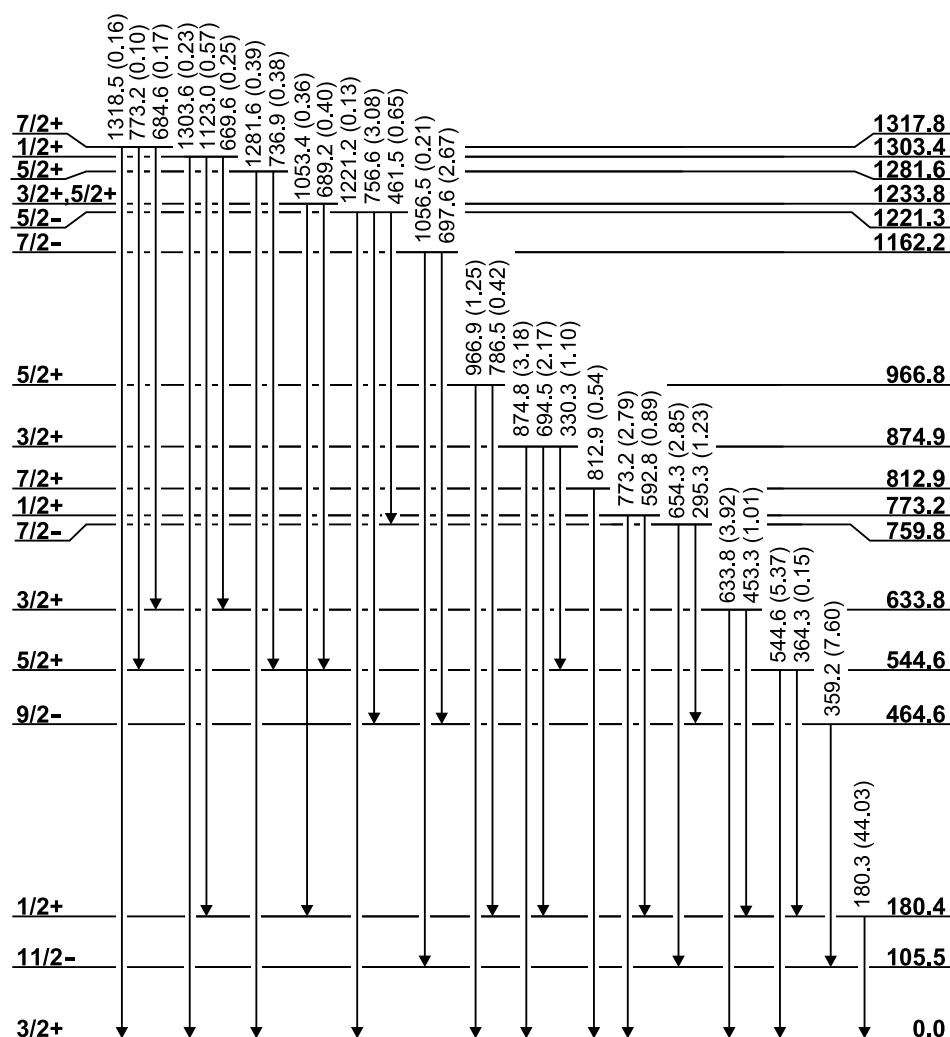
Bis 4.5 MeV Anregungsenergie zeigt der Vergleich mit früheren Neutron-Stripping-Reaktionen generell sehr gute Übereinstimmung.

Die $^{128}\text{Te}(t,d)^{129}\text{Te}$ -Messung von Shahabuddin et al. [Sha81], die bis 2.5 MeV Anregungsenergie reichte, weist nur 5 von 31 Niveaus einen anderen l -Wert zu, als wir ihn beobachtet haben. Das sind die Niveaus 878 keV, 1654 keV, 1753 keV, 2132 keV und 2491 keV (Energien aus [Sha81]), denen hier wohlbegründet ein anderer l -Wert zugeordnet wurde, wie die Winkelverteilungen in Anhang D zeigen. Außerdem konnten in unserer (d,p) -Reaktion unter 2.5 MeV Anregungsenergie 12 Niveaus gesehen werden, die für Shahabuddin aufgrund der Energieauflösung von ca. 15 keV verborgen blieben. Ein Vergleich mit der relativ alten (d,p) -Messung von Moore et al. [Moo67] zeigt sehr gute Übereinstimmung bis 4.5 MeV Anregungsenergie. Die Energieabweichungen zu den jetzigen (d,p) und $(n,\gamma\gamma)$ -Messungen betragen meist unter 5 keV, wie in Tabelle 10.2 zu sehen. Man sieht aber auch, daß in unserer Messung deutlich mehr Niveaus gesehen wurden, was sich besonders bei Energien zwischen 3 MeV und 4.5 MeV sehr positiv auf den Vergleich mit der $(n,\gamma\gamma)$ -Messung hinsichtlich des direkten Neutroneneinfangs auswirkt. Insgesamt 26 Niveaus mit $l=1$ wurden allein in diesem Energiebereich auch in $(n,\gamma\gamma)$ gesehen.

Die einzige Diskrepanz zwischen den bisherigen Neutron-Stripping-Reaktionen im Vergleich zur hier beschriebenen ist das Verhalten der spektroskopischen Faktoren. Obwohl die spektroskopischen Faktoren für die drei ersten Anregungszustände (über passende DWBA-Potentialparameter) den alten Messungen angepasst wurden, sind sie ab Anregungsenergien von ca. 1 MeV vor allem für die Zustände mit $l=1$ in unserer Messung deutlich (bis Faktor zwei) kleiner. Darauf wird in Abschnitt 11.3 noch eingegangen.

Der Vergleich mit früheren Neutron-Pickup-Reaktionen ist vor allem durch die voneinander abweichenden Energieeichungen der (p,d) -Messung von Galès et al. [Gal82] und der (d,t) -Messung von Jolly [Jol64] geprägt. In Tab. 10.2 wurden, soweit eindeutig möglich, die früher beobachteten Niveaus den in unserer (\vec{d},t) -Messung beobachteten zugeordnet. Wie man sieht, weichen die beiden früheren Messungen schon bei 1.3 MeV um 20 keV voneinander ab. Aber auch wir sind von Schwierigkeiten bei der Energieeichung der (d,t) -Spektren nicht verschont geblieben. Das letzte Niveau, das nicht nur in (d,t) alleine beobachtet wurde, ist das Niveau bei 2107 keV. Darüber mußte die Energieeichung mit Hilfe einer Vergleichsmessung mit einem ^{208}Pb -Target fortgeführt werden, was zu einem wachsenden systematischen Fehler bis 5 keV bei 3 MeV führte. Die Tatsache, daß die (d,t) -Reaktion schon ab 1.5 keV Anregungsenergie andere Zustände als die (d,p) und $(n,\gamma\gamma)$ -Reaktionen bevölkert, kann man als deutlichen Hinweis auf die besondere Selektivität der beiden letzteren Reaktionen verstehen, die in der später erwähnten ungewöhnlichen Isomerbevölkerung und dem bevorzugten direkten Neutroneneinfang Ausdruck finden.

Dennoch hat sich die (\vec{d},t) -Messung als sehr wertvolles Hilfsmittel bei der Bestimmung eindeutiger J^π -Zuordnungen vieler Niveaus herausgestellt, wie schon Tab. 9.3 gezeigt hat. Im Bereich unter 3 MeV Anregungsenergie wurden 71 statt früher 28 Niveaus [Gal82] gesehen.

Abbildung 10.1: Die ersten 17 Niveaus aus $(n,\gamma\gamma)$ und ihr Zerfall.

In Abb. 10.1 sind die ersten 17 Niveaus aus $(n,\gamma\gamma)$ und ihr Zerfall dargestellt. Das Niveau bei 773.2 keV, das in früheren Studien noch nicht gesehen wurde [Sto91], ist der zweite $1/2^+$ -Zustand. Dieser Zustand wurde auch in der (d,p) -Messung zum ersten Mal gesehen. Die Intensität der zweifach plazierten γ -Linie mit 773.2 keV, die auch das Niveau bei 1317.8 keV entleert, wurde mit Hilfe von Koinzidenzspektren aufgeteilt. Der neue $5/2^-$ -Zustand bei 1221.3 keV wird durch die intensive 756.6 keV γ -Linie zum $9/2^-$ -Zustand bei 464.6 keV entleert. Früher wurde vermutet, daß diese γ -Linie ein mögliches $1/2_2^+$ -Niveau bei 937 keV oder 756 keV entleert [Sto91, Swi94]. Der Zustand bei 1221.3 keV hat sich als starke Durchlaufstelle bei der Bevölkerung des $11/2^-$ -Isomers über das Niveau bei 464.6 keV herausgestellt [Wir00]. Darauf wird in Abschnitt 11.4 noch einmal eingegangen.

Insgesamt gesehen hat sich die Situation schon unter 1.5 MeV Anregungsenergie stark geklärt. Wir haben in diesem Bereich 21 Niveaus mit (bis auf zwei Ausnahmen) eindeutiger J^π -Zuordnung beobachtet. Dagegen sind in den NDS [Ten96] 27 Niveaus mit nur in sieben Fällen eindeutiger J^π -Zuordnung aufgelistet, während die Existenz einiger Niveaus fraglich ist.

Tabelle 10.1: Zerfall der Niveaus aus $(n, \gamma\gamma)$ (vgl. Tab. 8.1).

E_i (keV)	J^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	E_f (keV)	J^π
180.37(3)	1/2+	180.3	44.03	0.0	3/2+
464.63(4)	9/2-	359.2	7.60	105.5	11/2-
544.60(3)	5/2+	544.6	5.37	0.0	3/2+
		364.3	0.15	180.4	1/2+
633.75(3)	3/2+	633.8	3.92	0.0	3/2+
		453.3	1.01	180.4	1/2+
759.82(4)	7/2-	654.3	2.85	105.5	11/2-
		295.3	1.23	464.6	9/2-
773.21(3)	1/2+	773.2 ^a	2.79	0.0	3/2+
		592.8	0.89	180.4	1/2+
812.93(7)	7/2+	812.9	0.54	0.0	3/2+
874.88(4)	3/2+	874.8	3.18	0.0	3/2+
		694.5	2.17	180.4	1/2+
		330.3	1.10	544.6	5/2+
966.84(5)	5/2+	966.9	1.25	0.0	3/2+
		786.5 ^a	0.42	180.4	1/2+
1162.21(8)	7/2-	1056.5	0.21	105.5	11/2-
		697.6	2.67	464.6	9/2-
1221.26(4)	5/2-	1221.2	0.13	0.0	3/2+
		756.6	3.08	464.6	9/2-
		461.5	0.65	759.8	7/2-
1233.82(8)	3/2+, 5/2+	1053.4	0.36	180.4	1/2+
		689.2 ^a	0.40	544.6	5/2+
1281.57(6)	5/2+	1281.6	0.39	0.0	3/2+
		736.9	0.38	544.6	5/2+
1303.41(7)	1/2+	1303.6	0.23	0.0	3/2+
		1123.0	0.57	180.4	1/2+
		669.6	0.25	633.8	3/2+
1317.83(8)	7/2+	1318.5	0.16	0.0	3/2+
		773.2 ^a	0.10	544.6	5/2+
		684.6	0.17	633.8	3/2+
1421.34(9)	5/2+	1421.4	0.48	0.0	3/2+
		648.1	0.19	773.2	1/2+
1559.85(5)	3/2-	1559.7	0.39	0.0	3/2+
		1379.3	0.18	180.4	1/2+
		800.0	0.63	759.8	7/2-
		786.5 ^a	0.42	773.2	1/2+
		338.7	0.45	1221.3	5/2-
1599.38(10)	5/2+	786.5 ^a	0.42	812.9	7/2+
1656.26(8)	5/2+	1656.3	0.52	0.0	3/2+
1752.30(7)	5/2-	1752.7	0.17	0.0	3/2+
		1287.6	0.20	464.6	9/2-
		992.5	0.43	759.8	7/2-
		590.0	0.20	1162.2	7/2-
1851.55(7)	5/2-	1851.3	0.37	0.0	3/2+
		1091.4	0.14	759.8	7/2-
		885.1	0.11	966.8	5/2+
		689.2 ^a	1.41	1162.2	7/2-

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 10.1							
E_i (keV)	J^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	E_f (keV)	J^π		
1868.88(18)	5/2+	1324.7	0.21	544.6	5/2+		
		1234.6	0.26	633.8	3/2+		
		1095.5	0.26	773.2	1/2+		
2040.19(6)	3/2-	2040.4	0.71	0.0	3/2+		
		1859.7	1.51	180.4	1/2+		
		818.9	0.43	1221.3	5/2-		
		480.2	0.28	1559.9	3/2-		
2221.66(8)	(3/2+),3/2-	2221.5	0.98	0.0	3/2+		
		2041.7	0.34	180.4	1/2+		
		1677.3	0.48	544.6	5/2+		
		1000.3	0.34	1221.3	5/2-		
2267.24(6)	3/2-	2267.2	0.12	0.0	3/2+		
		2086.9	1.32	180.4	1/2+		
		1633.6	0.26	633.8	3/2+		
		1493.9 ^a	0.29	773.2	1/2+		
		1105.5	0.20	1162.2	7/2-		
		1045.8	0.36	1221.3	5/2-		
		707.2	0.41	1559.9	3/2-		
2360.49(3)	3/2-	2360.4	3.22	0.0	3/2+		
		2180.1	17.22	180.4	1/2+		
		1815.6	0.08	544.6	5/2+		
		1586.8	0.14	773.2	1/2+		
		1485.5	0.33	874.9	3/2+		
		1139.2	0.39	1221.3	5/2-		
		800.4	0.48	1559.9	3/2-		
		704.4	0.14	1656.3	5/2+		
		2379.57(3)	3/2-	2379.5	2.06	0.0	3/2+
				2199.2	5.70	180.4	1/2+
1834.9	0.26			544.6	5/2+		
1745.8	0.24			633.8	3/2+		
1619.5	0.34			759.8	7/2-		
1606.6	0.60			773.2	1/2+		
1504.4	0.57			874.9	3/2+		
1412.5	0.08			966.8	5/2+		
1158.4	0.83			1221.3	5/2-		
1097.9	0.49			1281.6	5/2+		
2493.07(10)	3/2-	723.2	0.11	1656.3	5/2+		
		527.9	0.22	1851.6	5/2-		
		2493.2	0.14	0.0	3/2+		
		2312.7	0.12	180.4	1/2+		
		1526.5	0.11	966.8	5/2+		
		641.8	0.11	1851.6	5/2-		
2524.76(7)	1/2-	623.9	0.09	1868.9	5/2+		
		2524.8 ^a	1.08	0.0	3/2+		
		2343.8	0.19	180.4	1/2+		
2581.69(9)	3/2-	1649.5 ^a	0.31	874.9	3/2+		
		2581.6	0.09	0.0	3/2+		
		2401.8	0.27	180.4	1/2+		
		1360.5	0.17	1221.3	5/2-		
		730.0	0.19	1851.6	5/2-		

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 10.1					
E_i (keV)	J^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	E_f (keV)	J^π
2705.13(3)	1/2-	2705.1	3.23	0.0	3/2+
		2524.8 ^a	4.78	180.4	1/2+
		2071.1	0.43	633.8	3/2+
		1931.9	0.31	773.2	1/2+
		1830.2	2.12	874.9	3/2+
		1471.0	0.27	1233.8	3/2+,5/2+
		1401.4	0.13	1303.4	1/2+
		437.5	0.07	2267.2	3/2-
		344.6	0.22	2360.5	3/2-
		3355.48(19)	3/2-	3355.2	0.73
3429.8(3)	3/2-	3250.1	0.10	180.4	1/2+
		2670.5	0.11	759.8	7/2-
		2554.1	0.26	874.9	3/2+
3502.59(7)	3/2-	3322.1	0.28	180.4	1/2+
		2741.5	0.07	759.8	7/2-
		2627.8	0.12	874.9	3/2+
3528.30(14)	(1/2-)	3528.5	0.54	0.0	3/2+
		3348.7	0.64	180.4	1/2+
		2754.9	0.14	773.2	1/2+
		2652.4 ^a	0.19	874.9	3/2+
3546.92(9)	(3/2-)	3546.7	0.05	0.0	3/2+
		3366.4	0.22	180.4	1/2+
		1987.6	0.05	1559.9	3/2-
3564.51(16)	1/2-	3564.8	1.04	0.0	3/2+
3638.38(6)	1/2-	3638.4	0.69	0.0	3/2+
		3457.7	0.33	180.4	1/2+
3648.77(11)	1/2-	3468.8	0.39	180.4	1/2+
3792.41(4)	3/2-	3792.5	0.39	0.0	3/2+
		3612.1	2.14	180.4	1/2+
		3018.8	0.11	773.2	1/2+
		2371.1	0.11	1421.3	5/2+
		3852.72(12)	3/2-	3672.3	0.26
3865.37(10)	3/2-	2630.1	0.08	1221.3	5/2-
		3684.8	0.55	180.4	1/2+
4032.6(3)	3/2-	3853.7	0.50	180.4	1/2+
4087.57(12)	3/2-	3907.3	0.25	180.4	1/2+
		1708.4 ^a	0.50	2379.6	3/2-
4121.20(9)	1/2-	4120.6	0.06	0.0	3/2+
		3940.5	0.24	180.4	1/2+
4133.52(9)	3/2-	4133.3	0.46	0.0	3/2+
		3952.9	0.26	180.4	1/2+
4175.2(3)	(1/2-)	4174.7	0.32	0.0	3/2+
4180.7(3)	(3/2-)	4001.6	0.22	180.4	1/2+
4204.2(3)	1/2-	4204.2	0.21	0.0	3/2+
4220.59(22)	3/2-	1999.6	0.24	2221.7	(3/2+),3/2-
		427.7	0.05	3792.4	3/2-
4240.5(3)	3/2-	4060.6	0.21	180.4	1/2+
4277.03(11)	3/2-	4096.6	0.10	180.4	1/2+
4297.82(21)	1/2-	4297.8	0.17	0.0	3/2+
4356.15(13)	(1/2-)	4174.7	0.32	180.4	1/2+

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung der Tabelle 10.1					
E_i (keV)	J^π	E_γ (keV)	I_γ (%)	E_f (keV)	J^π
4364.58(5)	1/2-	4364.5	0.83	0.0	3/2+
		4184.1	0.44	180.4	1/2+
4374.0(3)	(1/2-,3/2-)	4374.7	0.07	0.0	3/2+
4388.95(10)	1/2-	4208.5	0.44	180.4	1/2+
4432.94(10)	3/2-	4433.7	0.65	0.0	3/2+
		4252.1	0.23	180.4	1/2+
4588.50(12)	(1/2-,3/2-)	4588.7	0.21	0.0	3/2+
6082.42(3)	1/2+	6082.2	0.39	0.0	3/2+
		5901.7	0.59	180.4	1/2+
		5449.5	0.22	633.8	3/2+
		4523.1	0.23	1559.9	3/2-
		4426.9	0.23	1656.3	5/2+
		4042.2	2.09	2040.2	3/2-
		3860.7	1.00	2221.7	(3/2+),3/2-
		3815.2	2.39	2267.2	3/2-
		3721.9	19.54	2360.5	3/2-
		3702.9	10.33	2379.6	3/2-
		3589.5	0.52	2493.1	3/2-
		3557.7	1.16	2524.8	1/2-
		3500.6	0.86	2581.7	3/2-
		3377.3	10.44	2705.1	1/2-
		2726.7	0.68	3355.5	3/2-
		2652.4 ^a	0.65	3429.8	3/2-
		2579.8	1.06	3502.6	3/2-
		2554.1	0.43	3528.3	(1/2-)
		2535.5	0.79	3546.9	(3/2-)
		2518.1	1.14	3564.5	1/2-
		2444.0	0.97	3638.4	1/2-
		2433.7	0.56	3648.8	1/2-
		2290.0	3.83	3792.4	3/2-
		2229.7	0.53	3852.7	3/2-
		2217.0	0.85	3865.4	3/2-
		2049.9	0.51	4032.6	3/2-
		1994.9	0.68	4087.6	3/2-
		1961.2	0.63	4121.2	1/2-
		1948.8	0.61	4133.5	3/2-
		1907.0	0.20	4175.2	(1/2-)
		1901.8	0.34	4180.7	(3/2-)
		1878.2	0.28	4204.2	1/2-
		1861.8	0.58	4220.6	3/2-
		1842.1	0.49	4240.5	3/2-
		1805.4	0.40	4277.0	3/2-
		1784.6	0.22	4297.8	1/2-
		1726.3	0.28	4356.2	(1/2-)
		1717.8	1.76	4364.6	1/2-
		1708.4 ^a	0.50	4374.0	(1/2-,3/2-)
		1693.5	0.93	4389.0	1/2-
		1649.5 ^a	0.48	4432.9	3/2-
		1493.9 ^a	0.45	4588.5	(1/2-,3/2-)

^aMehrfach plaziert, vgl. Tab. 8.1.

Tabelle 10.2: Niveauschema von ^{129}Te aus $(n,\gamma\gamma)$, (d,p) und (d,t) .

Diese Arbeit			l	Andere Arbeiten			Angenommene Niveaus	
Niveauenergie E_x (keV) ^a				$(d,p)^b$	$(p,d)^c$	$(d,t)^d$	E_x (keV) ^e	J^π
$(n,\gamma\gamma)$	(d,p)	(d,t)	E_x	l	E_x	E_x	E_x (keV) ^e	J^π
0	0	0	2	0	2	0	0	3/2+
105.51(5)	105.2(4)	106	5	106	5	107	105.51(5)	11/2-
180.37(3)	179.4(3)	180	0	179	0	181	180.37(3)	1/2+
						250	- ^f	
						360	- ^f	
						455	- ^f	
464.63(4)							464.63(4)	9/2-
544.60(3)	544.1(3)	545	2	542		539	544.60(3)	5/2+
633.75(3)	633.5(3)		2	635			633.75(3)	3/2+
759.82(4)	760.3(3)	760.2(3)	3	763		775	759.82(4)	7/2-
773.21(3)	773.1(3)		0				773.21(3)	1/2+
812.93(7)	813.0(3)	812.9(3)	4			819	812.93(7)	7/2+
	865.5(3)	865.2(3)	(4)				865.4(6)	(7/2+)
874.88(4)	874.6(3)	875.1(3)	2	878		872	874.88(4)	3/2+
966.84(5)	966.8(3)	966.7(3)	2	967	2	971	966.84(5)	5/2+
1162.21(8)	1162.1(3)		3				1162.21(8)	7/2-
	1212.7(3)	1211.5(3)	4			1217	1211.8(8)	7/2+
1221.26(4)							1221.26(4)	3/2-
1233.82(8)	1234.3(3)		2				1233.82(8)	3/2+,5/2+
1281.57(6)	1281.4(3)	1282.4(3)	2	1284		1290	1281.57(6)	5/2+
1303.41(7)	1303.5(3)	1303.2(3)	0	1306			1303.41(7)	1/2+
1317.83(8)	1319.2(3)	1319.0(3)	4				1317.83(8)	7/2+
1421.34(9)	1420.4(3)	1418.8(3)	2			1430	1421.34(9)	5/2+
	1483.1(5)	1483.6(3)	4			1490	1483.6(6)	7/2+
1559.85(5)	1560.0(3)		1				1559.85(5)	3/2-
	1579.9(4)	1582.1(3)	4				1582.1(7)	7/2+
1599.38(10)	1599.1(3)	1599.7(3)	2				1599.38(10)	5/2+
1656.26(8)	1655.5(3)	1656.0(3)	2	1654		1672	1656.26(8)	5/2+
		1723.5(3)	2				1723.5(6)	5/2+
		1739.7(3)	2				1739.7(6)	3/2+,5/2+
1752.30(7)	1752.7(3)		3	1753			1752.30(7)	5/2-
		1754.2(3)	4				1754.2(5)	7/2+
	1780.1(3)	1779.9(3)	2	1776		1797	1780.0(6)	5/2+
	1813.4(3)	1812.7(3)	4				1812.8(6)	7/2+
	1839.2(4)						1839.2(7)	
		1843.6(3)	1+5				1843.6(6)	
1851.55(7)	1852.9(4)		3				1851.55(7)	5/2-
1868.88(18)		1869.9(3)	2			1892	1868.88(18)	5/2+
	1869.6(3)		3	1869			1869.6(6)	5/2-,7/2-
		1887.5(3)	(1,2)				1887.5(6)	
		1918.7(5)	(2)				1918.7(8)	(3/2+)
	1992.4(3)		(3)				1992.4(6)	(5/2-,7/2-)
2040.19(6)	2040.3(3)	2038.4(3)	1	2040			2040.19(6)	3/2-
		2059.3(3)	0				2059.3(10)	1/2+
		2071.5(3)	2				2071.5(10)	3/2+

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 10.2									
Diese Arbeit			Andere Arbeiten			Angenommene			
Niveauenergie E_x (keV) ^a			l	(d,p) ^b	(p,d) ^c	(d,t) ^d	Niveaus		
(n, $\gamma\gamma$)	(d,p)	(d,t)		E_x	l	E_x	E_x	E_x (keV) ^e	J^π
	2072.4(3)		3	2071				2072.4(6)	7/2-
		2089.9(3)	(4)					2089.9(10)	(7/2+,9/2+)
	2106.6(3)	2106.6(3)	3	2106	3			2106.6(6)	7/2-
		2113.9(3)	0			2140	2.09	2113.9(10)	1/2+
	2132.7(3)		3	2135				2132.7(6)	5/2-,7/2-
		2133.0(3)	5					2133.0(10)	9/2-,11/2-
		2141.8(3)	4					2141.8(10)	7/2+
		2182.6(3)	2					2182.6(10)	3/2+
		2197.7(5)	(3)					2197.7(10)	(5/2-,7/2-)
		2220.2(3)						2220.2(10)	
	2221.3(3)		3	2221	3			2221.3(6)	7/2-
2221.66(8)								2221.66(8)	3/2-
	2232.2(3)		3					2232.2(6)	(5/2-,7/2-)
		2255.1(3)	0				2.24	2255.1(15)	1/2+
		2266.6(3)	(2)					2266.6(15)	(3/2+)
2267.24(6)	2267.6(3)		1	2261	1			2267.24(6)	3/2-
		2278.5(3)	4					2278.5(15)	(7/2+)
		2303.7(4)	5					2303.7(15)	9/2-,11/2-
	2312.2(3)		3	2314				2312.2(6)	7/2-
		2309.7(3)	0					2309.7(15)	1/2+
		2316.6(3)	5					2316.6(15)	(11/2-)
		2353.8(3)	0			2370	2.34	2353.8(15)	1/2+
2360.49(3)	2360.1(3)		1	2360	1			2360.49(3)	3/2-
		2362.6(6)	1					2362.6(15)	(1/2-)
		2370.5(5)	2					2370.5(15)	(3/2+)
		2377.4(4)	1					2377.4(15)	(1/2-)
2379.57(3)	2380.0(3)		1	2379	1			2379.57(3)	3/2-
		2416.1(3)	2			2450		2416.1(20)	5/2+
	2427.2(3)		3					2427.2(6)	7/2-
		2431.6(3)	0					2431.6(20)	1/2+
		2454.3(3)	4					2454.3(20)	7/2+,9/2+
	2462.5(3)		3					2462.5(6)	7/2-
		2465.3(3)	(2)					2465.3(20)	(3/2+,5/2+)
		2477.0(4)	(2)					2477.0(20)	(3/2+,5/2+)
		2481.6(3)	4					2481.6(20)	7/2+,9/2+
2493.07(10)	2491.6(3)		1	2491				2493.07(10)	3/2-
		2506.7(3)	2					2506.7(29)	(3/2+)
	2507.1(3)		(3)					2507.1(6)	(5/2-,7/2-)
	2511.0(3)		(3)					2511.0(6)	(5/2-,7/2-)
		2518.6(3)	2					2518.6(29)	3/2+
2524.76(7)	2524.4(3)		1					2524.76(7)	1/2-
		2555.8(3)	2					2555.8(29)	5/2+
2581.69(9)	2581.1(3)		1	2578				2581.69(9)	3/2-
		2584.3(3)	2					2584.3(29)	(3/2+)
	2612.4(3)		(3)					2612.4(6)	(5/2-,7/2-)
		2615.9(3)	(2)					2615.9(29)	(3/2+,5/2+)
		2632.4(4)	2					2632.4(29)	5/2+

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 10.2											
Diese Arbeit			Andere Arbeiten				Angenommene				
Niveauenergie E_x (keV) ^a			l	(d,p) ^b		(p,d) ^c		(d,t) ^d		Niveaus	
(n, $\gamma\gamma$)	(d,p)	(d,t)		E_x	l	E_x	E_x	E_x	E_x (keV) ^e	J^π	
	2641.3(4)		(3)					2641.3(7)	(5/2-,7/2-)		
		2670.9(3)	(2)					2671(4)	(3/2+,5/2+)		
		2680.6(4)	4					2681(4)	9/2+		
		2701.8(4)	1					2702(4)	(1/2-)		
2705.13(3)	2705.8(3)		1	2704	1			2705.13(3)	1/2-		
		2710.8(3)	2					2711(4)	5/2+		
	2728.2(3)		1					2728.2(6)	1/2-,3/2-		
	2736.6(3)		(1)					2736.6(6)	(3/2-)		
		2746.8(3)	2					2747(4)	3/2+,5/2+		
		2756.7(3)	2					2757(4)	(3/2+)		
	2765.3(3)		(3)					2765.3(6)	(5/2-,7/2-)		
		2766.6(3)	2					2767(4)	(5/2+)		
	2812.7(3)		(5)					2812.7(6)	(9/2-,11/2-)		
	2819.5(3)		(3)	2817				2819.5(6)	(5/2-,7/2-)		
		2823.6(3)	4					2824(5)	7/2+,9/2+		
		2831.1(6)	(2)					2831(5)	(3/2+)		
	2835.2(3)		(3)	2833				2835.2(6)	(5/2-,7/2-)		
		2844.1(5)	2					2844(5)	3/2+,5/2+		
	2853.7(3)		(3)	2852				2853.7(6)	(5/2-,7/2-)		
		2855.7(3)	2			2891		2856(5)	5/2+		
	2859.5(3)		(3)					2859.5(6)	(5/2-,7/2-)		
	2871.2(3)		(3)					2871.2(6)	(5/2-)		
	2889.8(3)		(3)					2889.8(6)	(5/2-,7/2-)		
	2899.9(3)		5					2899.9(6)	9/2-,11/2-		
	2919.6(3)		3	2917				2919.6(6)	(5/2-)		
	2971.3(3)		3					2971.3(6)	7/2-		
	2979.4(3)		3	2975				2979.4(6)	5/2-		
				...	^g						
3355.48(19)	3355.6(3)		1					3355.48(19)	3/2-		
3429.8(3)	3428.9(3)		1					3429.8(3)	3/2-		
	3489.6(3)		1					3489.6(6)	1/2-		
3502.59(7)	3503.4(3)		(1)	3498	1			3502.59(7)	(3/2-)		
3528.30(14)	3527.7(3)		(1)					3528.30(14)	(3/2-)		
3546.92(9)	3545.8(3)		(1)					3546.92(9)	(3/2-)		
3564.51(16)	3565.0(3)		1	3560	1			3564.51(16)	1/2-		
	3600.5(3)		1					3600.5(6)	(3/2-)		
3638.38(6)	3638.4(3)		1					3638.38(6)	1/2-		
3648.77(11)	3649.0(3)		1					3648.77(11)	1/2-		
	3671.5(3)		1					3671.5(6)	3/2-		
	3703.7(3)		1					3707.7(6)	1/2-		
	3744.9(3)		1					3744.9(6)	3/2-		
	3765.0(3)		1					3765.0(6)	(3/2-)		
3792.41(4)	3792.6(3)		1	3788	1			3792.41(4)	3/2-		
3852.72(12)	3851.9(3)		1					3852.72(12)	3/2-		
3865.37(10)	3865.7(3)		1					3865.37(10)	3/2-		
	3899.3(3)		1					3899.3(6)	3/2-		
	3948.1(3)		(1)					3948.1(6)	(3/2-)		

Fußnoten am Ende der Tabelle, Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung der Tabelle 10.2								
Diese Arbeit			Andere Arbeiten				Angenommene	
Niveauenergie E_x (keV) ^a			(d,p) ^b		(p,d) ^c	(d,t) ^d	Niveaus	
(n, $\gamma\gamma$)	(d,p)	(d,t)	E_x	l	E_x	E_x	E_x (keV) ^e	J^π
	3969.4(3)			(1)			3969.4(6)	(3/2-)
	3974.3(3)			1			3974.3(6)	3/2-
4032.6(3)	4032.5(3)			1			4032.6(3)	3/2-
	4059.1(3)			1			4059.1(6)	(1/2-)
	4067.8(3)		4063	1			4067.8(6)	3/2-
	4082.2(3)			1			4082.2(6)	3/2-
4087.57(12)	4086.8(3)		4080	1			4087.57(12)	3/2-
4121.20(9)	4122.1(3)			1			4121.20(9)	1/2-
4133.52(9)	4132.8(3)		4121	1			4133.52(9)	3/2-
4175.2(3)	4175.1(3)		4167	1			4175.2(3)	(1/2-)
4180.7(3)	4181.2(3)			1			4180.7(3)	(3/2-)
4204.2(3)	4205.9(3)			1			4204.2(3)	1/2-
4220.59(22)	4220.1(3)			1			4220.59(22)	3/2-
4240.5(3)	4239.8(3)			1			4240.5(3)	3/2-
	4267.4(3)			1			4267.4(6)	(1/2-)
4277.03(11)	4277.4(3)			1			4277.03(11)	3/2-
4297.82(21)	4298.5(3)			1			4297.82(21)	1/2-
	4311.7(3)			1			4311.7(6)	(1/2-)
	4336.2(3)			1			4336.2(6)	(1/2-)
4356.15(13)	4356.3(3)			1			4356.15(13)	(1/2-)
4364.58(5)	4365.3(3)		4352	(2)			4364.58(5)	1/2-
4374.0(3)							4374.0(3)	(1/2-, 3/2-)
4388.95(10)	4389.1(3)		4382	1			4388.95(10)	1/2-
	4425.1(3)			1			4425.1(6)	(3/2-)
4432.94(10)	4433.1(3)		4426	1			4432.94(10)	3/2-
	4467.4(3)	(1)	4457	(1)			4467.4(6)	(1/2-)
4588.50(12)							4588.50(12)	(1/2-, 3/2-)
					... ^h			
6082.42(3)							6082.42(3)	1/2+

^aDie Niveauenergien aus (n, $\gamma\gamma$) sind die aus Tab. 10.1. Die Niveauenergien aus (d,p) und (d,t) sind in Tab. 9.3 zum Teil genauer angegeben.

^bNiveauenergien in keV aus [Moo67].

^cNiveauenergien in keV, wenn zuzuordnen, aus [Gal82] (Zuordnung 2891 keV unsicher).

^dNiveauenergien in MeV, wenn zuzuordnen, aus [Jol64].

^eWenn Niveau nur aus (d,p) und/oder (d,t) bekannt ist, dann wurden 0.5 keV systematischer Fehler quadratisch addiert, ggf. zum Mittelwert aus (d,p) und (d,t), vgl. Tab. 9.3. Sonst sind Niveauenergien aus (n, $\gamma\gamma$) angegeben. Bei Niveaus nur aus (d,t) wurde über 2 MeV mit einem wachsenden systematischen Fehler der Unsicherheit in der Energieeichung Rechnung getragen.

^fWahrscheinlich Tail von 180 keV-Linie (250 keV) und Untergrund von $^{128}\text{Te}(d,t)^{127}\text{Te}$ (vgl. Abschnitt 9.2.4).

^gAb hier sind nur noch Niveaus aus (d,p) mit $l = 1$ oder $l = (1)$ und Niveaus aus (n, $\gamma\gamma$) aufgeführt. Die fehlenden Niveaus aus (d,p) sind Tab. 9.3 zu entnehmen. Zu dem dort angegebenen statistischen Fehler sind 0.5 keV systematischer Fehler quadratisch zu addieren.

^hDie ab hier fehlenden Niveaus aus (d,p) sind Tab. 9.3 zu entnehmen. Zu dem dort angegebenen statistischen Fehler sind 0.5 keV systematischer Fehler quadratisch zu addieren.

11 Vergleich mit theoretischen Modellen

Aus den Transferreaktionen mit leichten Teilchen und der Studie der $(n, \gamma\gamma)$ -Reaktion haben wir ein recht detailliertes Wissen über die Zustände mit niedrigem Spin in den ersten MeV Anregungsenergie gewonnen. Diese Zustände sollen mit zwei theoretischen Modellen verglichen werden: Dem Interacting-Boson-Fermion-Modell (IBFM) und dem Quasiparticle-Phonon-Modell (QPM). Jedes dieser beiden Modelle berücksichtigt gewisse Freiheitsgrade der Kernanregungen und der Unterschied beider kommt hauptsächlich aus der im Hinblick auf die Behandlung des Vielteilchen-Problems verfolgten Philosophie.

Der Vergleich ihrer Ergebnisse mit den experimentellen Daten sowie ein Vergleich der Ergebnisse der Modelle untereinander kann zu einem besseren Verständnis der Grenzen beider Modelle beitragen. Die IBFM-Rechnungen, die im nächsten Abschnitt beschrieben werden, sind von D. Bucurescu durchgeführt worden [Buc00a].

11.1 Interacting-Boson-Fermion-Modell (IBFM)-Rechnungen

Das IBFM, eine Erweiterung des Interacting-Boson-Modells (IBM) [Ari76, Ari78a, Ari78b] zu den Kernen mit ungerader Massenzahl, ist für eine Beschreibung der niedrigliegenden kollektiven Zustände ausgelegt. Eine erste wichtige Näherung ist, daß nur die Nukleonen außerhalb geschlossener Schalen für die niedrigsten Anregungen verantwortlich gemacht werden. Diese Nukleonen können Teilchen- oder Lochzustände sein.

Im weiteren werden diese Valenznukleonen in einem gerade-gerade-Kern durch ein System von N (N ist die halbe Anzahl der Valenznukleonen) s - und d -Bosonen ersetzt; in einem Kern mit ungerader Massenzahl wird ein Fermion (das ungerade Nukleon) zu dem System der Bosonen, das den gerade-gerade-Rumpf repräsentiert, gekoppelt. Diese Näherungen haben sich als sehr gut für die niedrigliegenden Kernanregungen erwiesen, was das IB(F)M zu einem vielseitigen Modell für die meisten Kerne im mittleren und hohen Massenbereich macht.

Auf der anderen Seite sollte man im Auge behalten, daß die Annahme eines inerten Rumpfes eine strenge Limitierung dieses Modells darstellt, wie der Vergleich mit experimentellen Daten zeigt. Das beobachtete Aufbrechen des Rumpfes bei 2-3 MeV Anregungsenergie führt zu einer viel höheren Niveaudichte als sie durch das Modell beschrieben wird.

Die hier gezeigten Rechnungen sind mit der IBFM-1 Variante des Modells [Iac79] durchgeführt worden, bei dem keine Unterscheidung zwischen Neutronen und Protonen gemacht wird. Dieses Modell wurde schon in früheren Arbeiten unserer Gruppe für die Beschreibung der Entwicklung der Spektren (bei niedriger Anregungsenergie) der Tellur-Isotope ^{119}Te bis ^{129}Te angewandt. Die Einzelheiten den Hamilton-Operator und die Prozedur der Parameterwahl betreffend, können in Ref. [Buc00b] nachgelesen werden, detaillierte Ergebnisse für einzelne Isotope dieser Reihe in Ref. [Hon99, Bon00, Buc00c].

In der vorliegenden Arbeit sollen die Ergebnisse dieser Rechnungen mit den nun vorliegenden detaillierteren Daten für ^{129}Te verglichen werden.

Der Kern ^{129}Te wird in diesem Modell als bestehend aus einem ^{130}Te -Rumpf beschrieben, zu dem man ein Fermion (ein Neutron-Loch) koppelt. In der IBM-Beschreibung besitzt dieser Rumpf drei Bosonen, ein Proton-Boson und zwei Neutron(-Loch)-Bosonen. Die niedrigsten Anregungen des Rumpfes konnten gut durch einen IBM-Hamilton-Operator beschrieben werden, der sehr nahe am dynamischen Symmetrie-Limit der $U(5)$ (anharmonischer Vibrator, vgl. Ref. [Cas90]) liegt. Man sollte allerdings anmerken, dass es in der Gegend von 2 MeV Anregungsenergie Zustände im Rumpf-Kern gibt, die nicht durch diese Beschreibung wiedergegeben werden, und die möglicherweise sog. Intruderzustände sind [Buc00b, Egi01], vgl. Abschnitt 11.5. Außerdem berücksichtigen wir keine Oktupol-Freiheitsgrade, die dennoch bei etwa 2 MeV vorhanden sind.

Das ungerade Fermion durfte die Valenzorbitale $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ und $1h_{11/2}$ des Schalenmodells (der 50-82-Hauptschale) besetzen. Durch Begrenzungen des Programms ODDA [Scho82, Scho] wurden entweder die Orbitale $2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ oder $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ zusätzlich zum $1h_{11/2}$ -Orbital negativer Parität in getrennten Rechnungen berücksichtigt. Dadurch bekommt man eine Abschätzung der Fragmentation der Niedrig-Spin-Orbitale negativer Parität beim Neutron-Stripping bzw. -Pickup.

Es ist bemerkenswert bei diesen Rechnungen, daß für beide Paritäten und alle Isotope der Massen 119 bis 129 die Parameter für die Stärke der Boson-Fermion-Wechselwirkung konstant gehalten werden konnten. ($\Gamma_0=0.2$ MeV und $\Lambda_0=0.95$ MeV² für die Quadrupol- bzw. die Austausch-Wechselwirkung.)

Ein detaillierter Vergleich mit den aktuellen ^{129}Te -Daten wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

11.1.1 Zustände positiver Parität

Abbildung 11.1 zeigt einen Vergleich des experimentellen Spektrums mit dem berechneten. Die niedrigsten Zustände bis 1.5 MeV Anregung können leicht berechneten Zuständen zugeordnet werden, wie im Bild gezeigt wird. Diese Zuordnung erfolgte sowohl aufgrund der Energie, als auch aufgrund der elektromagnetischen Zerfalleigenschaften (meist Verzweigungsverhältnisse) und der spektroskopischen Faktoren für Neutron-Transfer.

Die experimentellen und vorhergesagten Verzweigungsverhältnisse für die niedrigsten Zustände sind in Abb. 11.2 verglichen. Generell werden die Verzweigungsverhältnisse korrekt beschrieben. Andere Zerfalleigenschaften wie zum Beispiel absolute Übergangswahrscheinlichkeiten und $E2/M1$ Mischungsverhältnisse sind experimentell nicht bekannt. Für den $3/2^+$ -Grundzustand werden die bekannten statischen Momente [Ten96] $\mu = 0.702(4)$ n.m. und $Q = 0.055(13)$ b gut vorhergesagt als $\mu = 0.801$ n.m. bzw. $Q = 0.095$ b.

Die Struktur der Wellenfunktionen der niedrigsten vier Zustände positiver Parität mit kleinem Spin ist in Abb. 11.3 gezeigt. Während der erste Zustand von jedem

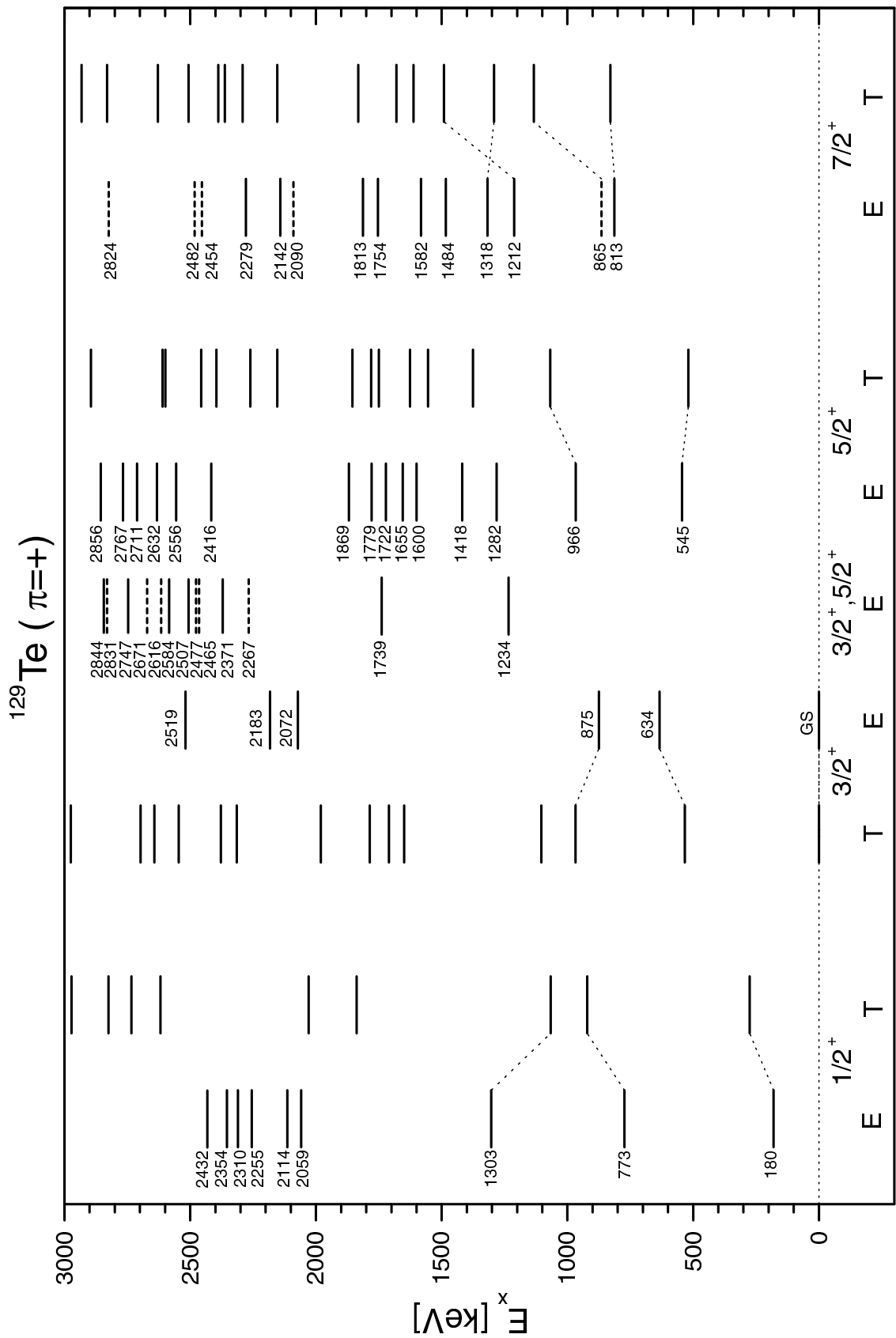


Abbildung 11.1: Experimentelles und IBFM-Niveauschema für positive Parität im Vergleich. Es ist E_x der Zustände aus (d,p), (d,t) angegeben, auch wenn das Niveau in (n, γ) gesehen wurde.

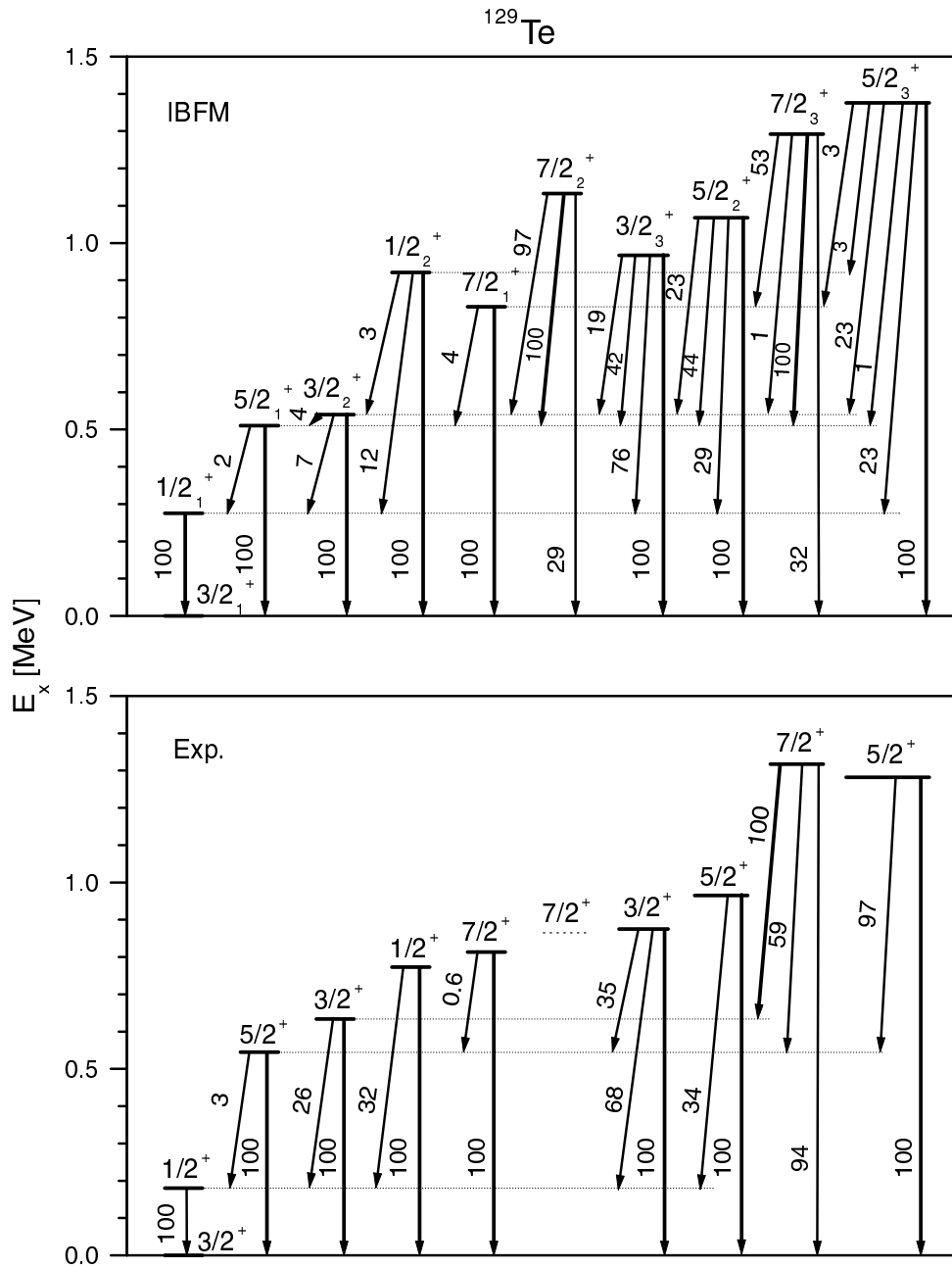


Abbildung 11.2: Vergleich experimenteller und berechneter Verzweigungsverhältnisse.

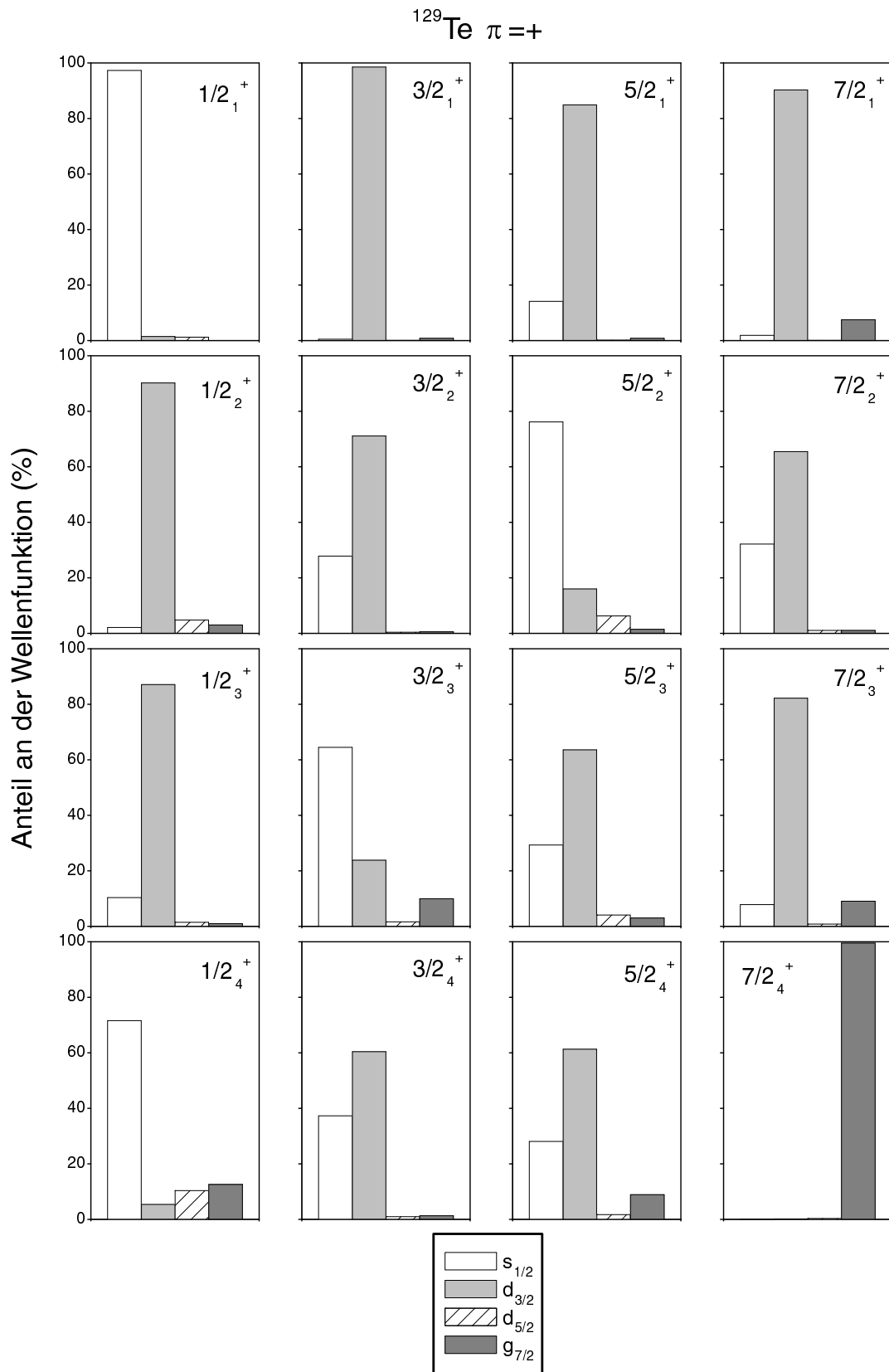


Abbildung 11.3: Anteile verschiedener Konfigurationen an der Wellenfunktion einiger Zustände.

Spin von $1/2$ bis $7/2$ ein fast reiner Quasiteilchen-Zustand, dominiert vom $s_{1/2}$ - oder $d_{3/2}$ -Orbital, ist, enthalten die höheren Zustände verschiedene Beimischungen der vier Orbitale; $s_{1/2}$ und $d_{3/2}$ dominieren immer noch in den meisten.

Die experimentellen und die berechneten spektroskopischen Stärken für Ein-Neutron-Transfer sind in Abb. 11.4 gezeigt. Die vorhergesagten Werte kann man leicht mit der Struktur der Wellenfunktionen, wie sie in Abb. 11.3 gezeigt ist, korrelieren. Daß entgegen den Vorhersagen des IBFM Niveaus über 1.5 MeV Anregungsenergie kaum noch in (d,p) und (d,t) gemeinsam gesehen wurden, wie schon in Abschnitt 10 gezeigt, ist wahrscheinlich eine Folge des starken Einflusses der später besprochenen nicht-statistischen Effekte in ^{129}Te .

Über 1.5 MeV Anregungsenergie wird eine Eins-zu-eins-Zuordnung zwischen den experimentellen und den theoretischen Niveaus schwierig, da die experimentellen Daten nicht vollständig eindeutig sind. Die Niveau-Anzahl und das generelle Muster des experimentellen Niveauschemas werden bis 2.2 MeV recht gut wiedergegeben. Auf der anderen Seite ist dies wahrscheinlich die Region, wo Boson-Abschneideeffekte schon anfangen, an Bedeutung zu gewinnen. Abbildung 11.5 zeigt den etwas vorweggenommenen Vergleich mit dem zweiten theoretischen Modell in dieser Arbeit. Es sind gerechnete Niveauschemata von IBFM und QPM dargestellt. In der Tat beginnt die durch das IBFM vorhergesagte Niveaudichte bereits ab 2 MeV deutlich kleiner zu sein als die des QPM, was die Wichtigkeit anderer Anregungsmodi bei höherer Energie offenbart.

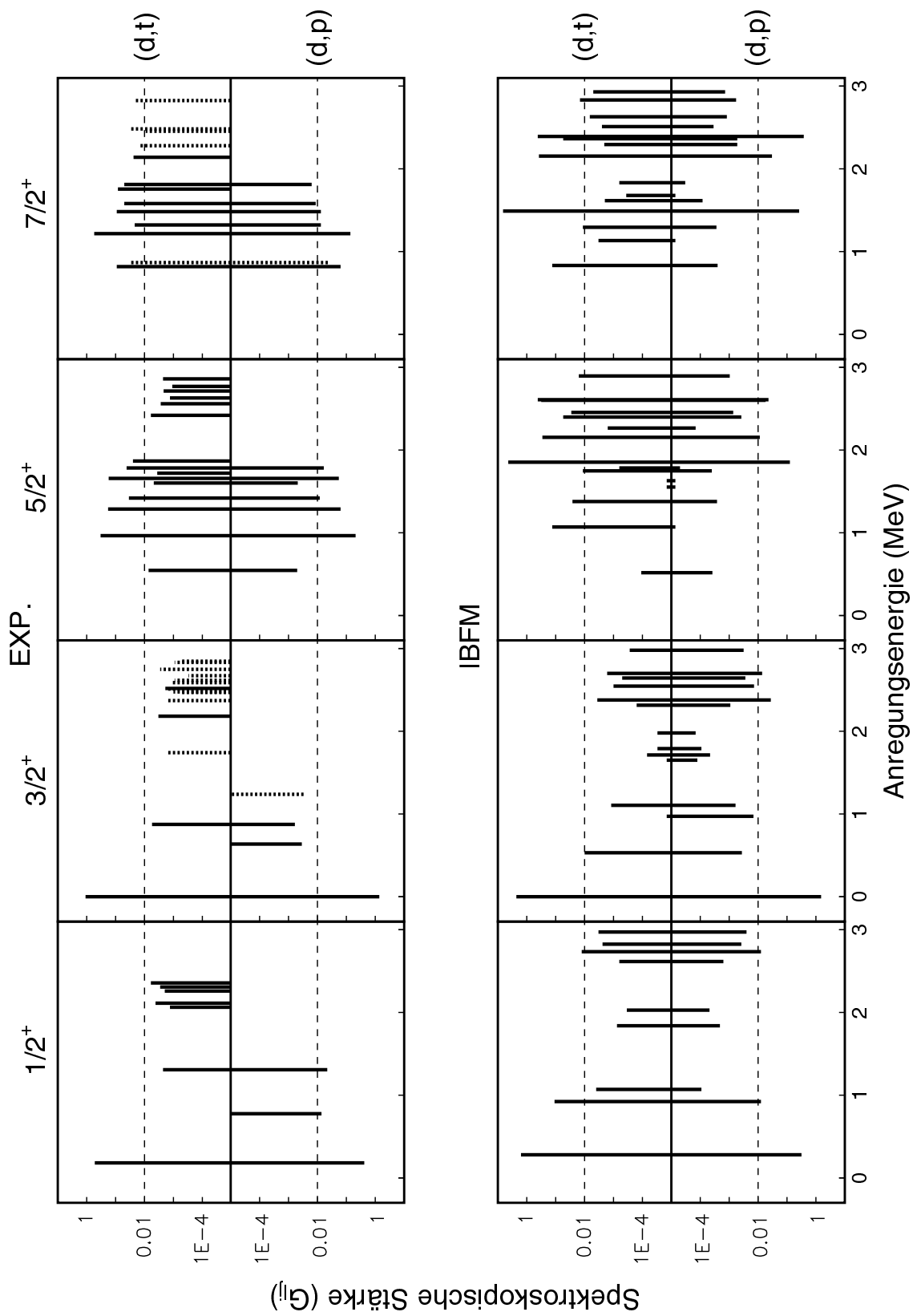


Abbildung 11.4: Vergleich experimenteller und berechneter spektroskopischer Stärken.

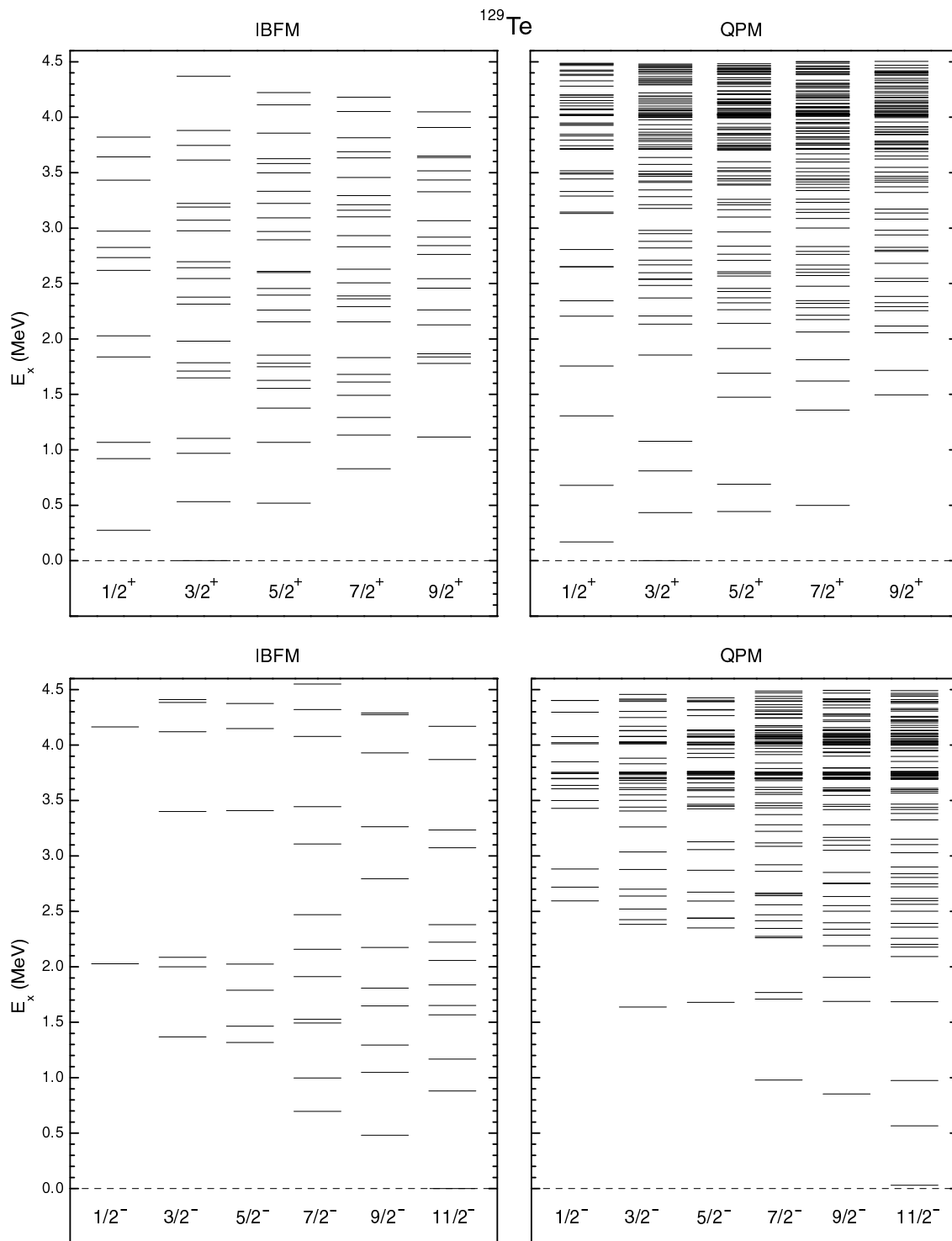


Abbildung 11.5: Vergleich der mit IBFM und QPM berechneten Niveauschemata. Oben: Zustände positiver Parität, unten: Zustände negativer Parität.

11.1.2 Zustände negativer Parität

Der Vergleich zwischen experimentellen und gerechneten Spektren ist in Abb. 11.6 auf der nächsten Seite gegeben. Die niedrigsten Zustände jedes Spins zwischen $11/2$ und $3/2$ sind wie der zweite $7/2$ -Zustand in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Alle diese Zustände gehören zu der $h_{11/2}$ -Familie, das heißt ihre Struktur ist stark durch das an Rumpfstände koppelnde $h_{11/2}$ -Orbital dominiert. Die Zuordnungen, die in Abb. 11.6 gezeigt sind, wurden auch anhand von Verzweigungsverhältnissen im γ -Zerfall vorgenommen. Diese werden durch die Rechnungen gut beschrieben. Eine Ausnahme bildet der erste $1/2$ -Zustand: Der gerechnete Zustand, der der höchste „antialigned“ Zustand ist (d.h. er resultiert aus einer antiparallelen Kopplung des $h_{11/2}$ -Quasiteilchen-Zustandes zum höchsten Spinzustand des $N = 3$ Boson-Rumpfes ($J = 6$) [Bon96]), konnte nicht eindeutig einem experimentellen Niveau zugeordnet werden. Am besten gepasst hätte der Zustand bei 2040 keV, der sich in der (\vec{d}, p) -Messung aber als $3/2$ -Zustand herausgestellt hat. Seine Verzweigungsverhältnisse von 100 und 64 zu den Zuständen $\frac{5}{2}_1^-$ und $\frac{3}{2}_1^-$ würden gut als 100 bzw. 49 vorhergesagt. Da die niedrigsten experimentellen $1/2$ -Niveaus aber nicht im (n, γ) -Experiment gesehen wurden, wird auf eine Zuordnung zu dem gerechneten Zustand verzichtet.

Bei den höher angeregten Zuständen ist es schwierig, zu beurteilen, wie weit die Übereinstimmung mit den Rechnungen geht. Es scheint so, daß die Anzahl der beobachteten Zustände mit niedrigem Spin (wie $3/2^-$) viel größer ist, als die der berechneten Zustände im selben Energiebereich. Dies kann wahrscheinlich wieder auf den Boson-Abschneideeffekt zurückgeführt werden. Demnach wird das IBFM bei Energien von 2 MeV unrealistisch, wie es auch der Vergleich mit dem Ergebnis des QPM in Abb. 11.5 zeigt.

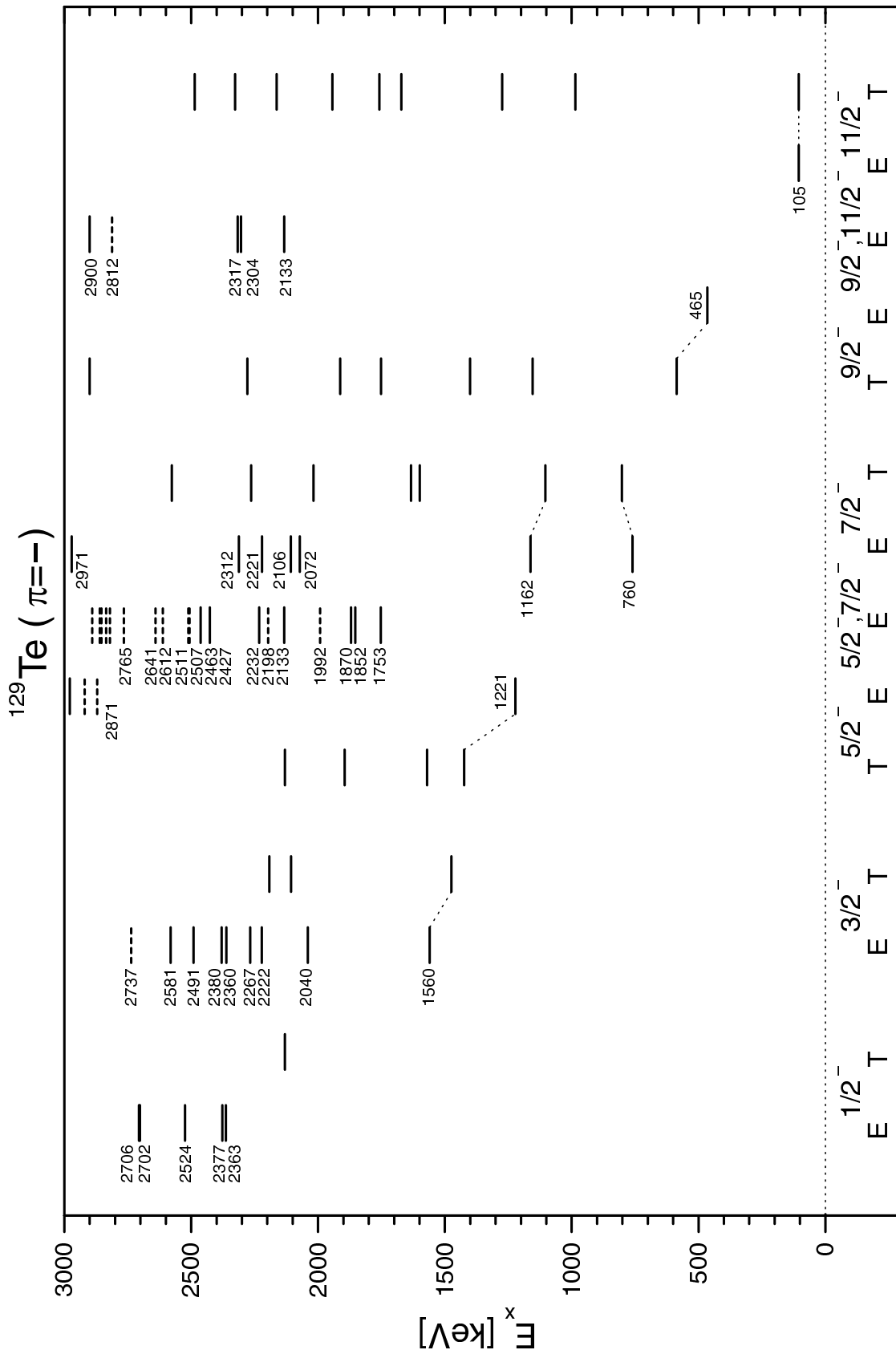


Abbildung 11.6: Experimentelles und IBFM-Niveauschema für negative Parität im Vergleich. Es ist E_x der Zustände aus (d,p), (d,t) angegeben, auch wenn das Niveau in (n, γ) gesehen wurde.

11.2 Quasiparticle-Phonon-Modell (QPM)-Rechnungen

Das Quasiparticle-Phonon-Modell (QPM) wurde in den siebziger Jahren von V. G. Soloviev entwickelt [Sol78].

Die Kernzustände werden in diesem Modell in kollektiven Koordinaten beschrieben. Das heißt, die tatsächlichen, mikroskopischen Wechselwirkungen der Nukleonen eines Kerns werden durch effektive Wechselwirkungen ersetzt. Einige Parameter, welche diese Wechselwirkungen beschreiben, werden experimentellen Daten angepasst.

Generelle Ideen zum QPM und seinem Formalismus, um die Anregungszustände in sphärischen Nukliden mit ungerader Massenzahl zu beschreiben, werden in den Referenzen [Vdo78, Gal88] vorgestellt.

Eine recht aktueller Versuch der halbmikroskopischen Beschreibung der Niveauschemata der ungeraden Isotope ^{115}Te bis ^{131}Te durch das QPM ist in Ref. [Dia94] unternommen worden. Während bei der Energie der Niveaus im Detail kaum Übereinstimmung mit den bis dahin bekannten experimentellen Daten erzielt werden konnte, wurden die spektroskopischen Faktoren der jeweils ersten angeregten Zustände im allgemeinen gut reproduziert.

Die QPM-Rechnungen, deren vorläufige Ergebnisse schon in Abb. 11.5 in Abschnitt 11.1.1 dargestellt waren, wurden von V. Yu. Ponomarev durchgeführt [Pon01]. Eine Veröffentlichung, in der V. Yu. Ponomarev die Theorie zu seinen QPM-Rechnungen ausführlich beschreibt, stellt Ref. [Bry00] dar.

Der schon im vorigen Abschnitt gezogene Vergleich der Niveaudichten zeigt, daß das QPM im Gegensatz zum IBFM in der Lage ist, die zunehmende Niveaudichte oberhalb 2 MeV Anregungsenergie korrekt zu beschreiben. Andererseits wird die Anzahl der niedrigliegenden Zustände unter 1.5 MeV besonders bei Zuständen mit positiver Parität eher unterschätzt. Auf einen detaillierteren Vergleich der Niveauschemata sei an dieser Stelle verzichtet. Dieser wird nachgeholt, sobald das gesamte experimentelle Niveauschema von ^{131}Te vorliegt, dem schwersten Tellur-Isotop, das in unserer Reihe untersucht worden ist. Auch das Niveauschema dieses Isotops soll im Detail mit QPM-Rechnungen verglichen werden. Dann werden auch Fortschritte im Vergleich zu den von H. Dias und L. Losano [Dia94] vorgenommenen Rechnungen diskutiert.

11.3 Direkter Neutroneneinfang bei der $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ -Reaktion

Seit langem weiß man, daß die Intensitäten der Gamma-Strahlung nach dem Einfang thermischer Neutronen bei Kernen mit Massenzahlen in der Gegend von 40 und 140 Regelmäßigkeiten aufweisen, die nicht im Einklang mit der statistischen Theorie des Zerfalls hochangeregter Zustände sind. Dieses Verhalten äußert sich in einer starken Korrelation zwischen primären (n,γ) -Intensitäten und spektroskopischen Faktoren in (d,p) . A. M. Lane und J. E. Lynn entwickelten eine Theorie des direkten Neutroneneinfangs, die diesen Zusammenhang beschreibt [Lan60a, Lan60b].

S. F. Mughabghab konnte für eine große Anzahl von Nukliden gute Übereinstimmung zwischen (durch die Lane-Lynn-Theorie aus spektroskopischen Faktoren in

(d,p) vorhergesagten) theoretischen und experimentellen (n, γ)-Wirkungsquerschnitten zeigen [Mug79].

Auch bei der $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ -Reaktion spielt der direkte Neutroneneinfang eine wichtige Rolle, wie J. Honzátko et al. schon 1981 zeigen konnten. ^{128}Te liegt in der bevorzugten Massenregion des direkten Einfangs thermischer Neutronen und der Wert des Einfangquerschnittes σ_γ ist mit 0.215 b [Mug81] so klein, daß der direkte Einfang beobachtet werden kann, ohne von statistischen Compoundkern-Prozessen überdeckt zu werden [Hon81].

Im Rahmen der neuen Untersuchung der ungeraden Tellur-Isotope hat unsere Gruppe auch bei den Targetkernen ^{126}Te und ^{130}Te den direkten Neutroneneinfang nachgewiesen [Tom00, Egi01]. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit für $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ sind in Abb. 11.7 anschaulich dargestellt.

Die x -Achse ist der partielle (n, γ)-Wirkungsquerschnitt, wie er sich aus $\sigma_{\gamma f} = I_{\gamma f} \sigma_\gamma$ ergibt, wobei $I_{\gamma f}$ die Intensität einer primären Gamma-Linie ist, die ein Niveau mit $l = 1$ in (d,p) bevölkert (vgl. letzte Seite von Tab. 10.1). So gehört z.B. der Punkt mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt zur γ -Linie 3722 keV mit $\sigma_{\gamma f} = 42$ mbarn.

Der y -Wert ist der nach der Lane-Lynn-Theorie berechnete theoretische Wert des Einfangquerschnitts σ_{DC} .¹² Dieser ist direkt proportional zur spektroskopischen Stärke $(2J+1)S_{ij}$ des Zustandes in (d,p), das durch den entsprechenden primären γ -Übergang bevölkert wird (vgl. Tab. 9.3). So hat z.B. das Niveau mit $l = 1$ bei 6082 keV – 3722 keV = 2360 keV die größte spektroskopische Stärke.

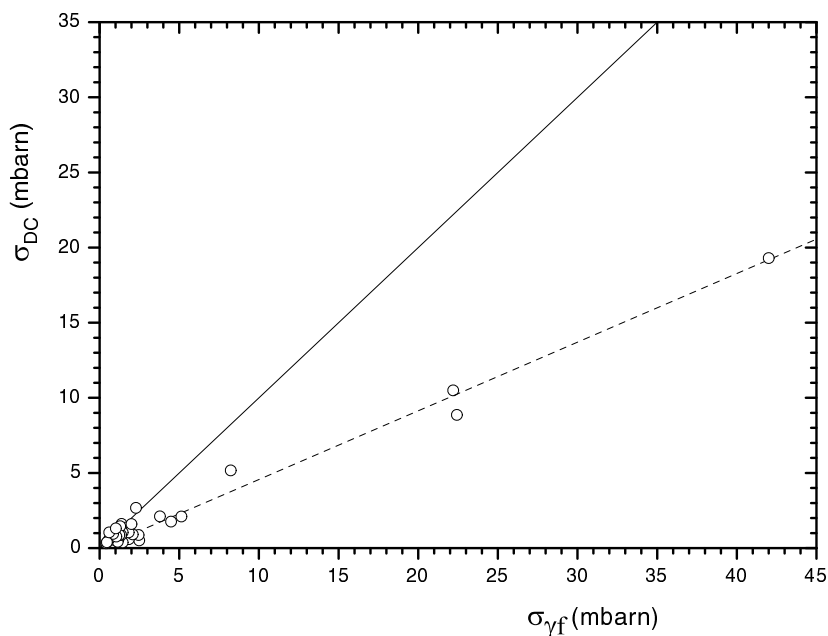


Abbildung 11.7: Wirkungsquerschnitte aus der Lane-Lynn-Theorie und aus (n, γ). Die gestrichelte Linie ist ein linearer Fit an die Punkte.

¹²In Ref. [Mug79], S. 12 ist die Formel der Lane-Lynn-Theorie, die den Einfang eines s-Wellen-Neutrons in ein p-Orbital beschreibt, übersichtlich angegeben.

Die gestrichelte Gerade in Abb. 11.7 zeigt den linearen Zusammenhang der beiden Wirkungsquerschnitte. Eine Gerade mit Steigung eins, auf der die Punkte idealerweise liegen sollten, ist ebenfalls eingezeichnet. Die Abweichung kommt daher, daß diese aus (d,p) erhaltenen spektroskopischen Faktoren ca. einen Faktor zwei zu klein sind. Wie schon in Abschnitt 9.5 angesprochen, wurden die spektroskopischen Faktoren der (d,p)-Messung für die ersten drei Zustände den Werten von W. H. Moore et al. [Moo67] angepasst. Dennoch ergeben sich für die höherenergetischen Zustände mit $l=1$ Werte, die ca. 50% unter den Werten aus Ref. [Moo67] liegen. Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß W. H. Moore et al. mit $E_d = 7.5$ MeV deutlich unter der Coulomb-Schwelle von ca. 11.5 MeV geblieben sind, woraus aber nur mäßig strukturierte Winkelverteilungen resultierten. In der Veröffentlichung von J. Honzátko et al. [Hon81], bei der die Ergebnisse der (d,p)-Messung von W. H. Moore et al. benutzt wurden, wurde eine sehr gute Eins-zu-eins-Übereinstimmung zwischen σ_{DC} und $\sigma_{\gamma\text{f}}$ durch eine Anpassung der bis dahin nicht genau bekannten kohärenten Streulänge, die in der Lane-Lynn-Formel vorkommt, erzielt. Der angenommene Wert von $a_{\text{coh}} = 5.2$ fm ist aber inzwischen durch eine Messung von L. Koester et al. [Koe91], die $a_{\text{coh}}(^{128}\text{Te})$ zu 5.88(7) fm bestimmten, überholt. Doch auch mit den neuen experimentellen Daten ist die Bedeutung des direkten Neutroneneinfangs bei der Reaktion $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ offensichtlich. Abbildung 11.8 zeigt noch einmal eine andere Darstellung (vgl. Abb. 11.7). Die Punkte mit den stärksten Wirkungsquerschnitten sind leicht zuzuordnen. Mit Hilfe der Anregungsenergie kann jeder Zustand identifiziert werden.

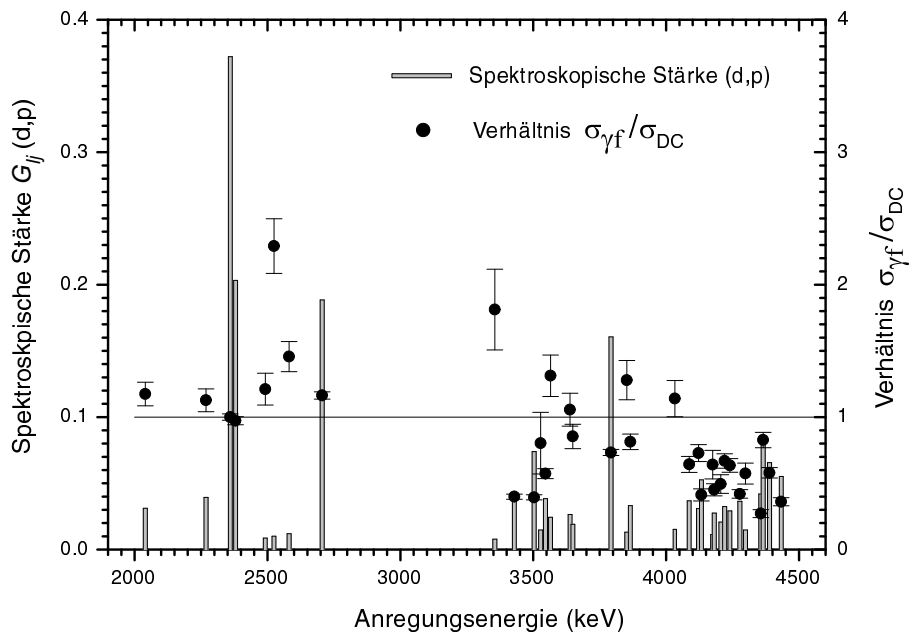


Abbildung 11.8: Spektroskopische Stärke in (d,p) (graue Balken und linke Skala) und Verhältnis der Wirkungsquerschnitte aus (n, γ) zu σ_{DC} der Lane-Lynn-Theorie (Punkte und rechte Skala) über der Anregungsenergie. Das Verhältnis ist für die stärkste Linie (2360 keV) auf eins normiert.

11.4 Ungewöhnliche Isomer-Bevölkerung

Eine ungewöhnlich starke Bevölkung des langlebigen $h_{11/2}$ -Isomers der ungeraden Tellur-Isotope wurde in verschiedenen Reaktionen beobachtet. Durch die genaue Untersuchung des Niveauschemas von ^{129}Te im Rahmen dieser Arbeit konnte der Mechanismus aufgezeigt werden, der für diese starke Bevölkung verantwortlich ist. Ein Schlüssel zum Verständnis der starken Bevölkung ist der zum ersten Mal beobachtete $5/2^-$ -Zustand bei 1221 keV [Bon99]. Abb. 11.9 zeigt den für die Diskussion relevanten Ausschnitt des Niveauschemas.

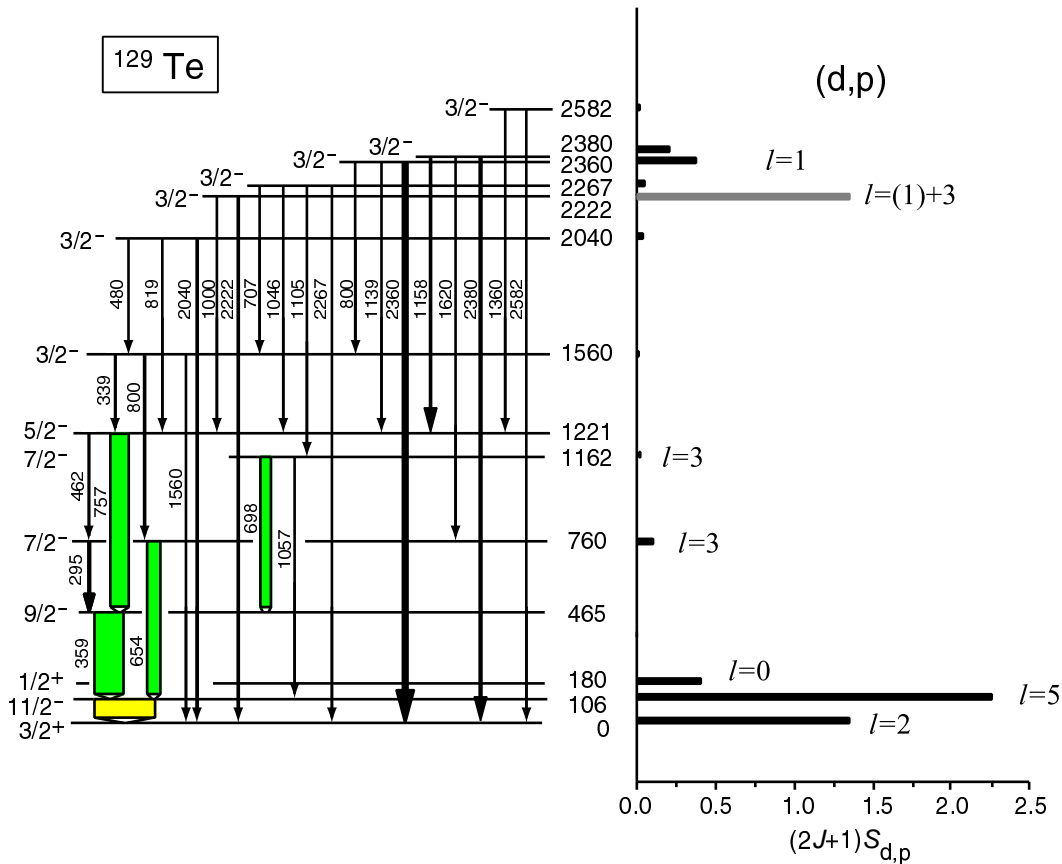


Abbildung 11.9: Bevölkung der Isomers in ^{129}Te . Die Stärken der Pfeile spiegeln (qualitativ) die Stärken des Übergangs wider. Rechts sind spektroskopische Stärken in (d,p) aufgetragen.

Der $5/2^-$ -Zustand sammelt effektiv Intensität von höherliegenden $3/2^-$ -Zuständen, die durch direkten Neutroneneinfang primär bevölkert werden, und die auch starke Verzweigungen zum Grundzustand zeigen. Ca. 42% der Gesamtintensität, die das Isomer bevölkert, gehen über diesen Zustand. Daneben spielt auch das ebenfalls neu entdeckte $7/2^-$ -Niveau bei 1162 keV mit ca. 25% Anteil eine entscheidende Rolle. Abgesehen vom $11/2^-$ -Zustand werden alle anderen niedrigliegenden Zustände mit negativer Parität in (d,p) nur schwach bevölkert. Der $5/2^-$ - und der $9/2^-$ -Zustand werden sogar überhaupt nicht gesehen. Dies deutet auf eine komplizierte Struktur der Zustände hin, was auch in den Ref. [Sha81, Dia94] betont wird.

Im Rahmen der IBFM werden die $3/2^-$ - und $5/2^-$ -Zustände durch eine Mischung der $1h_{11/2}$ -Neutron-Wellenfunktion als Hauptbestandteil mit einem kleinen $3p$ -Beitrag, gekoppelt an den ersten 4^+ -Zustand des Rumpfes, beschrieben [Bon99, Bon96]. Die IBFM-Rechnungen geben die Lage der Zustände gut wieder (vgl. Abb. 11.6) und bestätigen die verstärkten $E2$ -Übergänge zwischen den Zuständen mit negativer Parität.

Abbildung 11.9 sehr ähnliche Bilder des Mechanismus der Isomer-Bevölkerung haben sich im Rahmen der Untersuchungen unserer Gruppe auch bei ^{123}Te , ^{125}Te [Bon99] und ^{131}Te [Egi01] ergeben.

11.5 Intruder-Zustände

Sogenannte Intruder-Zustände entstehen, wenn zwei Protonen über eine Schalen-grenze in die nächsthöhere Schale angehoben werden. Durch eine starke p-n-Wechsel-wirkung wird die dafür normalerweise erforderliche hohe Energie verkleinert, so daß diese Zustände schon unter 2 MeV Anregungsenergie beobachtet werden können [Cas90].

In den Kernen ^{120}Te bis ^{130}Te , die als Rumpf für die IBFM-Rechnungen des be-nachbarten ungeraden Isotops mit der jeweils um eins kleineren Massenzahl dienen, wurden eine Reihe von Intruderzuständen in der Gegend um 2 MeV Anregungsener-gie beobachtet, wie in Ref. [Buc00b, Rik89] gezeigt.

Diese Intruder-Zustände können nicht von der IBM-Rechnung (die der IBFM-Rech-nung zugrunde liegt) wiedergegeben werden, was sich auf das vorhergesagte Ni-veauschema des benachbarten ungeraden Isotops auswirkt, da Zustände, die aus einer Kopplung des Fermions mit diesen Intrudern resultieren, nicht beschrieben werden.

Schon unter 2 MeV Anregungsenergie gibt es experimentelle Zustände von ^{129}Te , die nicht von den IBFM-Rechnungen reproduziert werden (vgl. z.B. Abb. 11.1). Diese können folglich von Intruder-Zuständen herrühren. Eine eindeutige Identifikation einzelner Niveaus ist jedoch schwierig. Allerdings wird die schlechte Beschreibung der ab 2 MeV steigenden experimentellen Niveaudichte zum Teil verständlich, wenn man die Existenz von Intrudern in Betracht zieht.

12 Schlußbetrachtung

Der neue Fokalebenen-detektor hat in mehreren Strahlzeiten seine uneingeschränkte Einsatzfähigkeit bewiesen. Die gemessenen Spektren waren von ausgezeichneter Qualität. Man kann daher davon ausgehen, daß der Detektor auch in Zukunft intensiv zur Kernspektroskopie genutzt wird, gerade weil auch Prof. G. Graw schon Interesse angemeldet hat, Messungen damit durchzuführen.

Damit ist die Aufgabe, nicht nur einen Detektor für Messungen im Rahmen dieser Doktorarbeit, sondern eine neue Infrastruktureinrichtung für das Beschleunigerlabor zu schaffen, zur vollen Zufriedenheit aller Beteiligten erfüllt worden.

Die Untersuchungen zur Kernstruktur von ^{129}Te haben aufgezeigt, daß die hochauflösende Kernspektroskopie mit Hilfe von moderner Technik noch viele Besonderheiten der Kernstruktur aufdecken kann, die zuvor nicht, oder noch nicht im Detail bekannt waren. Der Münchner Tandem-Beschleuniger ist mit seinem Magnetspektrographen Q3D der zur Zeit weltbeste Meßplatz für Transfer- und Streuexperimente, gerade auch wegen der neuen Atomstrahlquelle für polarisierte Ionen. Die Ergebnisse der Messung $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen nach dem Einfang thermischer Neutronen in Řež bei Prag haben eindrucksvoll den Nutzen dieser Methode gezeigt. Die Kombination aus Transfermessungen und Neutroneneinfang hat den Mechanismus der ungewöhnlich starken Isomerbevölkerung in ^{129}Te offenbart. Außerdem konnte die Bedeutung des direkten Neutroneneinfangs nach der Lane-Lynn-Theorie demonstriert werden.

Das neu gewonnene Wissen über das Niveauschema von ^{129}Te macht Vergleiche mit theoretischen Modellen wie dem IBFM erst sinnvoll, denn es geht ja auch darum, Vergleiche im Detail anzustellen. Dabei hat es sich gezeigt, daß das IBFM in der Lage ist, niedrigliegende Zustände von ^{129}Te und ihre Eigenschaften gut zu beschreiben. Endgültige Rechnungen zum QPM stehen zwar noch aus, aber auch hier zeichnen sich Erfolge bei der Beschreibung des experimentellen Niveauschemas ab.

Durch systematische Untersuchungen einer ganzen Reihe von Isotopen, wie sie unsere Gruppe bei Tellur durchgeführt hat, kann man die theoretischen Modelle nicht nur punktuell testen, sondern man kann Abhängigkeiten der Parameter von der Neutronenzahl und Einflüsse der Schalenstruktur studieren. Die Ergebnisse der Untersuchung von ^{129}Te haben sich hier perfekt eingereicht.

Anhang

A Koinzidenzschaltungen des Detektors

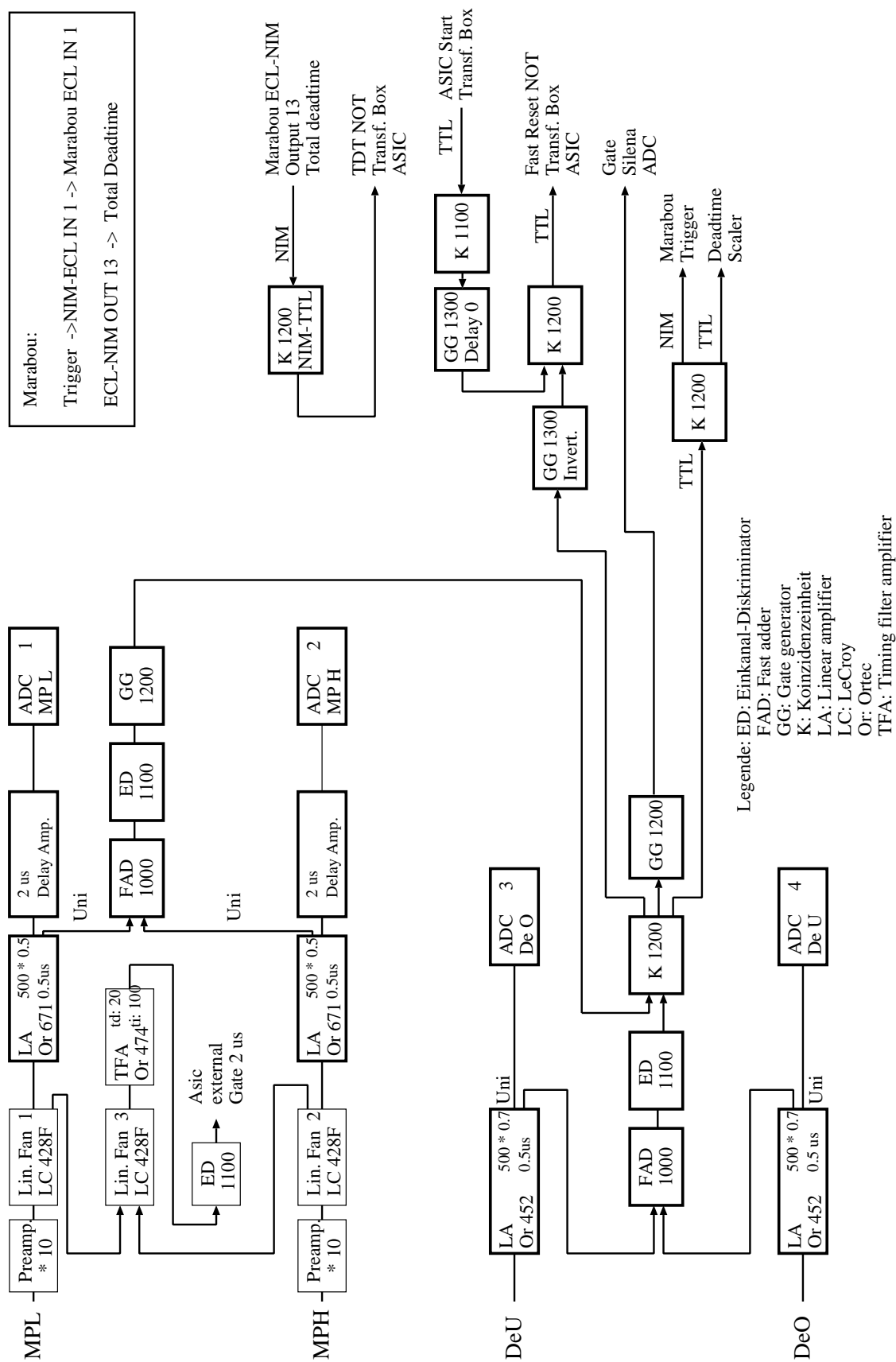


Abbildung A.1: Koinzidenzschaltung bei normalem Detektorbetrieb.

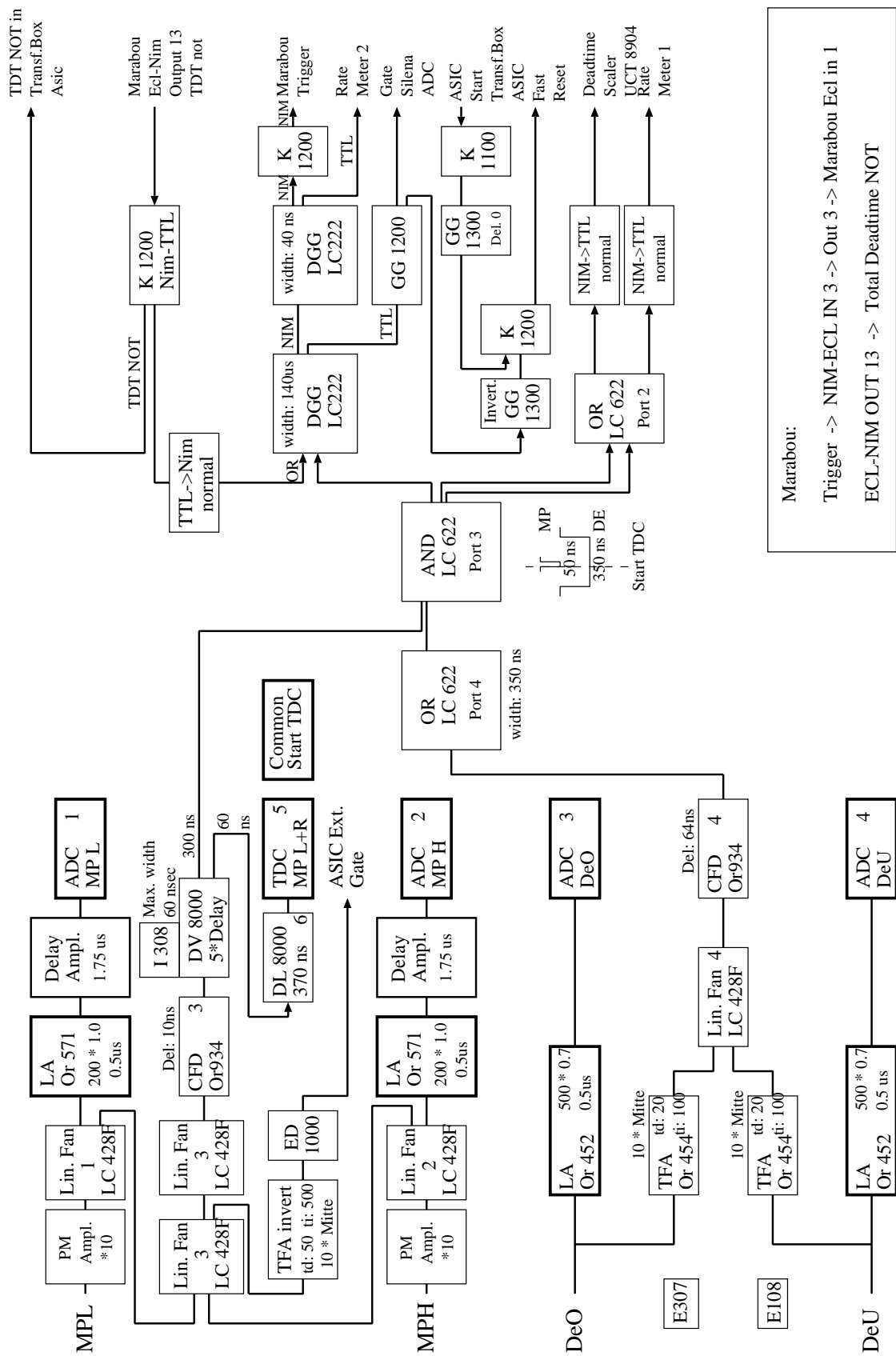


Abbildung A.2: Koinzidenzschaltung beim (d,pf)-Experiment.

B Oszilloskopbilder einiger Timings

Die folgenden Oszilloskopbilder, an denen einige Zeiten und Timings veranschaulicht werden sollen, wurden mit Hilfe eines Pulsgenerators aufgenommen, dessen Signal auf einen Kathodenstreifen-Vorverstärker (TPC-ALEPH) gegeben wurde. Dessen Ausgang kann mit beliebig vielen Shaper-Eingängen der Detektorelektronik, die im Meßbetrieb am Q3D hängt, verbunden werden. So kann man alle denkbaren Startstreifen/Multiplizität-Kombinationen einstellen und das Verhalten des ASICs testen. Um diese Tests auch unabhängig von MARaBOU durchführen zu können, existiert eine Empfänger-Box (vergleichbar mit dem Dual-Input Register DIRNE), mit deren Hilfe man sich die einzelnen Rohdaten als Spektrum auf einem Vielkanalanalysator ansehen kann. So kann man die korrekte Auslese durch MARaBOU unabhängig verifizieren.

Da für den Test, bei dem die folgenden Oszilloskopbilder aufgenommen wurden, die ASIC-Elektronik im Kontrollraum stand und nicht am Q3D hing, muß man für einen Vergleich mit dem realen Detektorbetrieb die dann auftretenden Signallaufzeiten von der Q3D-Halle zum Kontrollraum (und ggf. zurück) im Kopf behalten (die Laufzeit beträgt ca. 375 ns einfach).

Dadurch verändern sich ggf. die Zeiten im Vergleich zu folgenden Bildern.

Abb. B.1 zeigt den Verlauf eines „Fast Resets“. Sobald das Shaper-Signal die Schwelle überschritten hat, erzeugen die PHDs das Signal „Wired Or“. Dieses Signal wurde mit einem Testkopf an der Elektronik abgegriffen, dessen Masse nicht mit der Elektronik verbunden war. Dadurch kann man Störungen auf dem „Wired Or“-Signal beobachten, die interessante Zeiten offenbaren. So sieht man hier, daß es ca. $1\ \mu\text{s}$ dauert („ASIC-Gate“), ehe der ASIC ca. $1\ \mu\text{s}$ lang die neun Streifenblöcke einliest (durch den Kreis markiert). Da das Ereignis gültige Multiplizität hatte, gibt er dann Signal „ASIC Start“. Dieses Signal erzeugt (nachdem es in einer K 1100-Einheit verkürzt und durch einen GG 1300 (Delay 0) geschickt wurde, vgl. Abb. A.1) bei nicht vorhandener Detektorkoinzidenz das Signal „Fast Reset“ (durch eine K 1200-Einheit). Nach $4\ \mu\text{s}$ fällt das Signal „Wired Or“ ab, und mit ihm das Signal „ASIC Start“. Da der Fast Reset im Kontrollraum erzeugt wird, ist für den realen Betrieb eine Laufzeit von 750 ns zu addieren. Der „Fast Reset“ dauert also momentan ca. $5\ \mu\text{s}$.

Bei diesem Test hat sich herausgestellt, daß bei einem Verzicht auf den GG 1300 das Signal „Fast Reset“ noch schneller erzeugt wird (fast unmittelbar nach „ASIC Start“). Außerdem kann man es auf 200 ns verkürzen (vgl. Abb. B.2). Dadurch dauert der ganze „Fast Reset“ noch eine Mikrosekunde weniger lang. Dies wurde im realen Detektorbetrieb aber noch nicht getestet, weshalb im weiteren der normale „Fast Reset“ gezeigt wird.

Im realen Betrieb kann man sich das Timing des „Fast Resets“ übrigens ansehen, ohne daß man ein „Hängenbleiben“ des ASIC riskiert, indem man die Auslese durch MARaBOU auf „ASIC Start“ triggert. Dann braucht der ASIC eigentlich nie einen „Fast Reset“, da ja jedes Ereignis abgeholt wird. Ist das Signal „Fast Reset“ korrekt eingestellt, gibt man es wieder auf die Transfer-Box und kann dann auf Detektorkoinzidenz triggern.

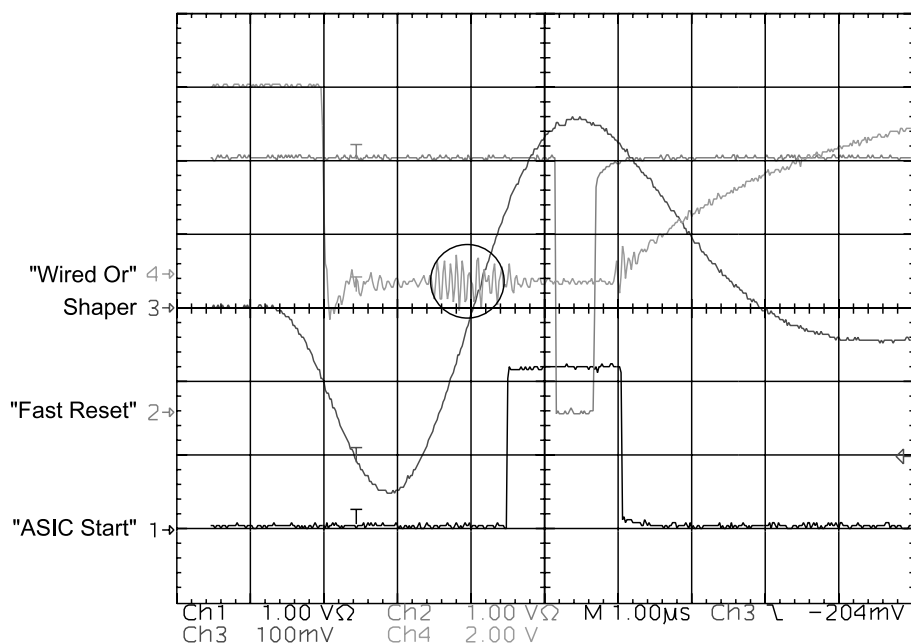


Abbildung B.1: Verlauf eines „Fast Reset“.

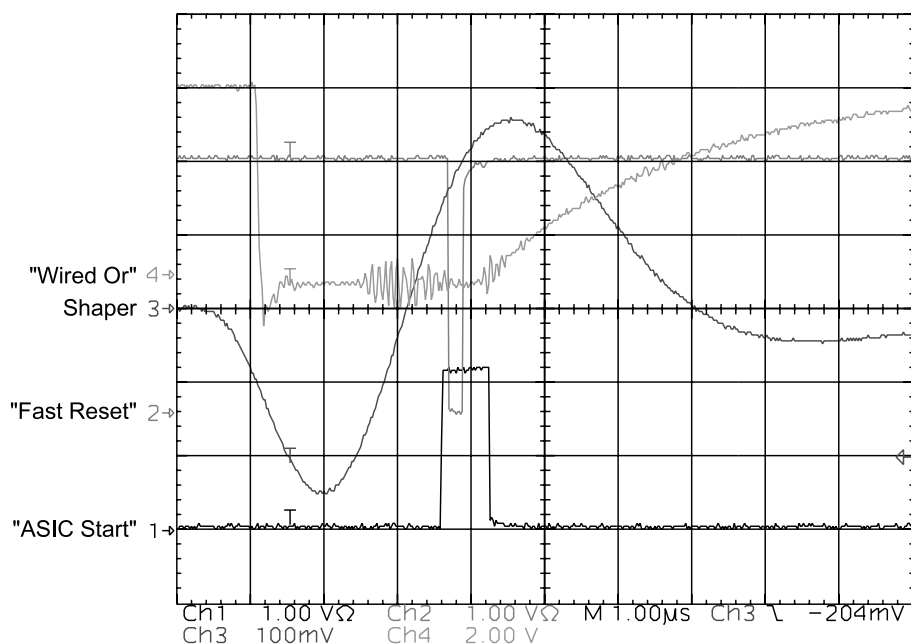


Abbildung B.2: Schneller „Fast Reset“, noch nicht getestet.

Wenn das Shaper-Signal größer als -0.4 V wird, dann erzeugt auch der Überschwinger ein „Wired Or“ und der „Fast Reset“ muß (bei Betrieb ohne „Externes Gate“) zweimal durchgeführt werden. Dies ist in Abb. B.3 zu sehen. Abbildung B.4 zeigt den Verlauf und die Dauer des „Internen Resets“. Das Shaper-Signal erzeugt zwar ein „Wired Or“, aber der ASIC erkennt die falsche Multiplizität und erzeugt kein Sig-

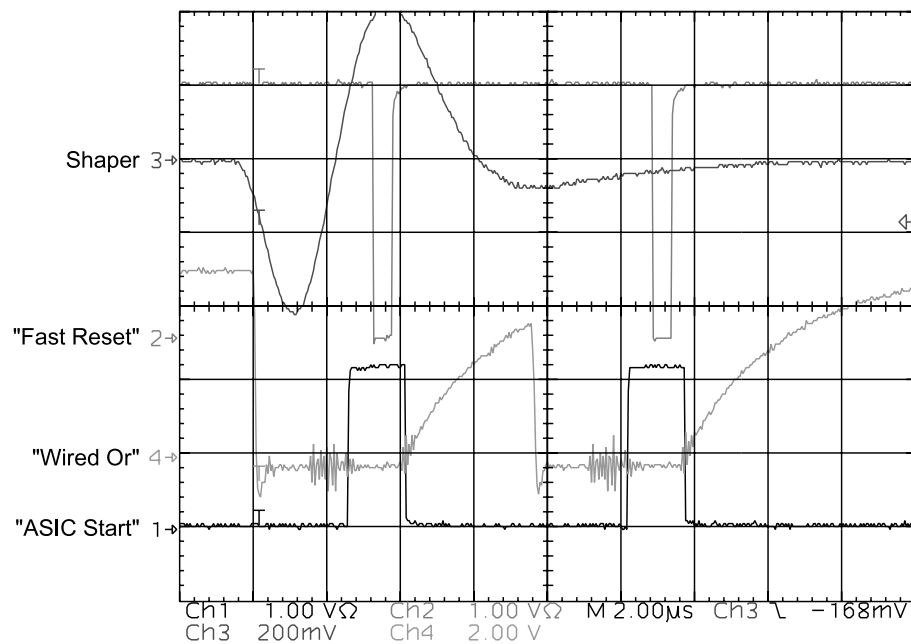


Abbildung B.3: „Fast Reset“ mit Überschwinger (Betrieb ohne „Externes Gate“).

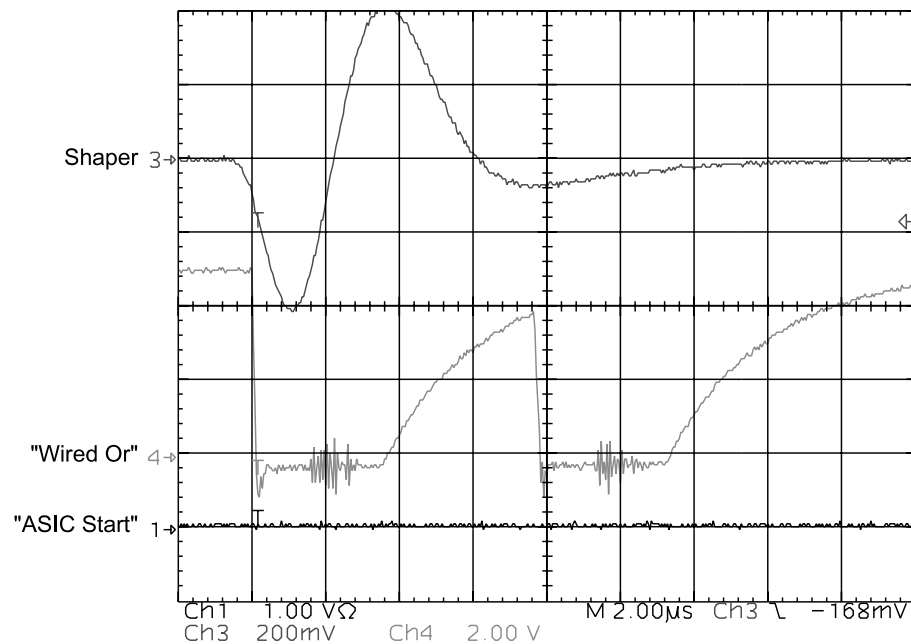


Abbildung B.4: „Interner Reset“ mit Überschwinger (Betrieb ohne „Externes Gate“).

nal „ASIC Start“. Nach ca. $4 \mu\text{s}$ setzt er selbstständig die Elektronik zurück (dabei ändern sich die Zeiten im realen Betrieb nicht).

Abbildung B.5 veranschaulicht die Wirkung des „Externen Gates“. Das Signal „Externes Gate“ öffnet die Eingänge der PHDs nur einmal, daher wird der Überschwinger nicht mehr gesehen (vgl. Abb.4.8).

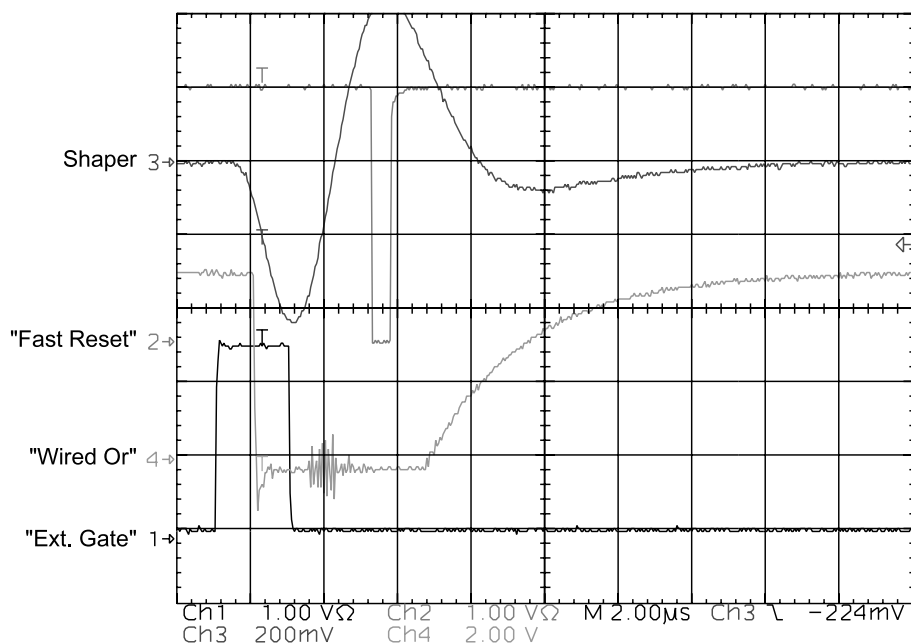


Abbildung B.5: „Fast Reset“ mit „Externem Gate“.

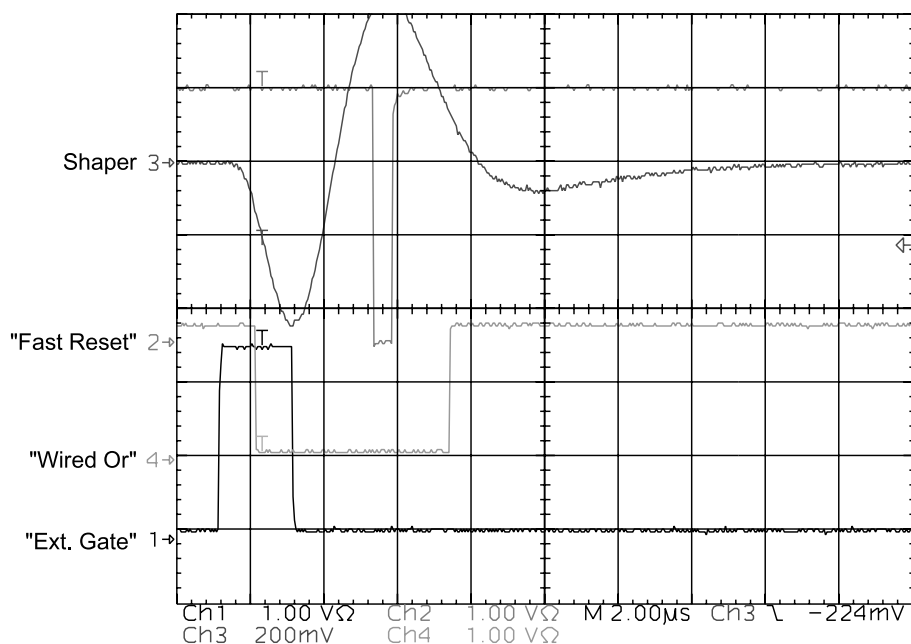


Abbildung B.6: „Fast Reset“ mit „Externem Gate“, „Wired Or“ nach K 1100.

In Abb. B.6 ist dargestellt, wie man sich das korrekte Timing des „Fast Resets“ im Kontrollraum ansehen kann, wenn die ASIC-Elektronik am Q3D hängt. Dazu wird das Signal „Wired Or“ durch eine K 1100-Einheit geschickt, wodurch es den gezeigten eckigen Verlauf annimmt. Die Flanke des „Wired Or“ sollte möglichst in der Mitte des $2 \mu\text{s}$ langen „Externen Gate“ liegen. Dann kann man sicher sein, daß die PHD-Eingänge rechtzeitig geöffnet werden.

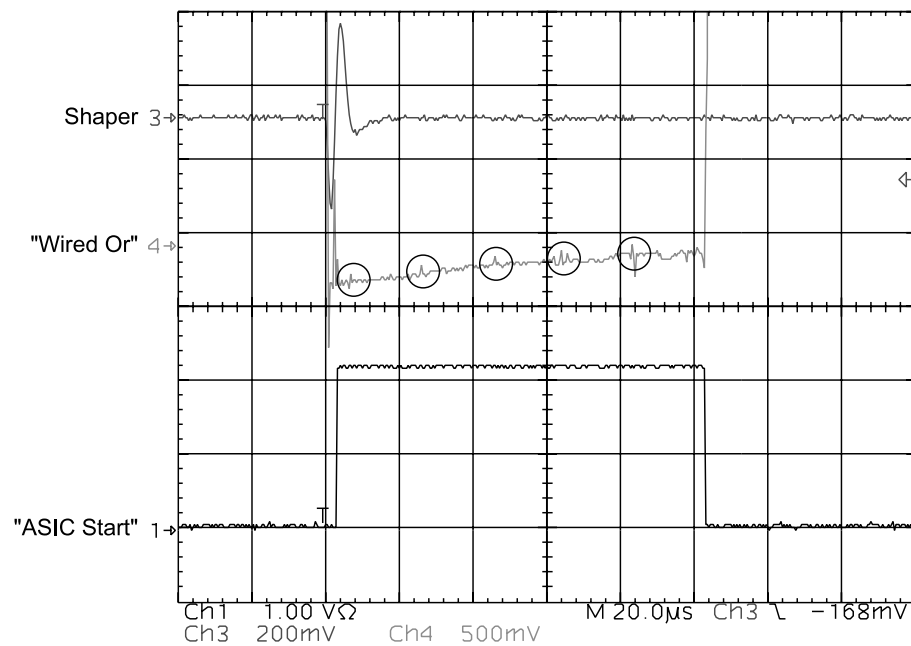


Abbildung B.7: Auslesen der Rohdatenblöcke durch Empfänger-Testbox.

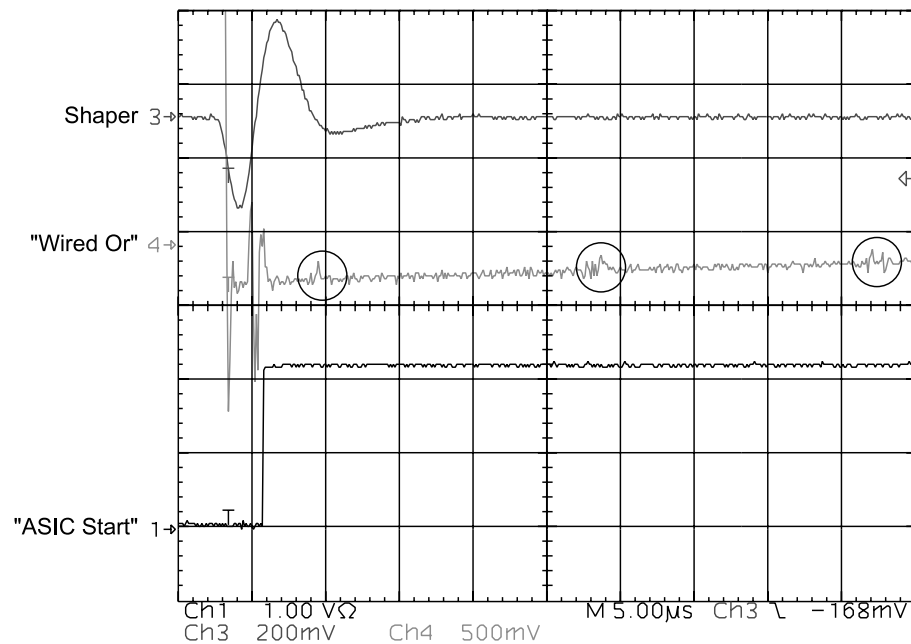


Abbildung B.8: Auslesen der Rohdatenblöcke durch Empfänger-Testbox, Detail.

In Abb. B.7 ist die Übergabe der fünf Rohdatenblöcke an den Ausgabepuffer der Multiplex- und Kontrolleinheit als Störung aus dem Signal „Wired Or“ zu sehen (durch Kreise markiert). Dabei erfolgte die Auslese durch die oben angesprochene Empfänger-Box, die zu Testzwecken gebaut wurde. Man sieht, daß etwa alle $20\ \mu\text{s}$ ein Rohdatenblock ausgelesen wird. Startstreifen und Multiplizität werden vom ASIC

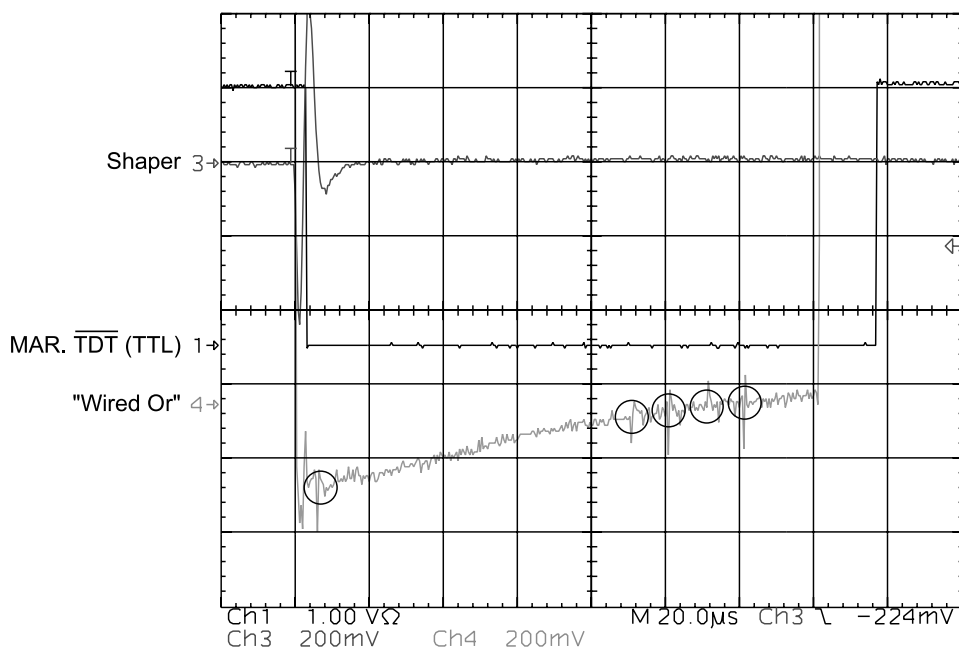


Abbildung B.9: Auslesen der Rohdatenblöcke durch Marabou mit MBS-Gate-Zeit $50\ \mu\text{s}$. Die Datenaufnahme wurde mit „ASIC Start“ getriggert.

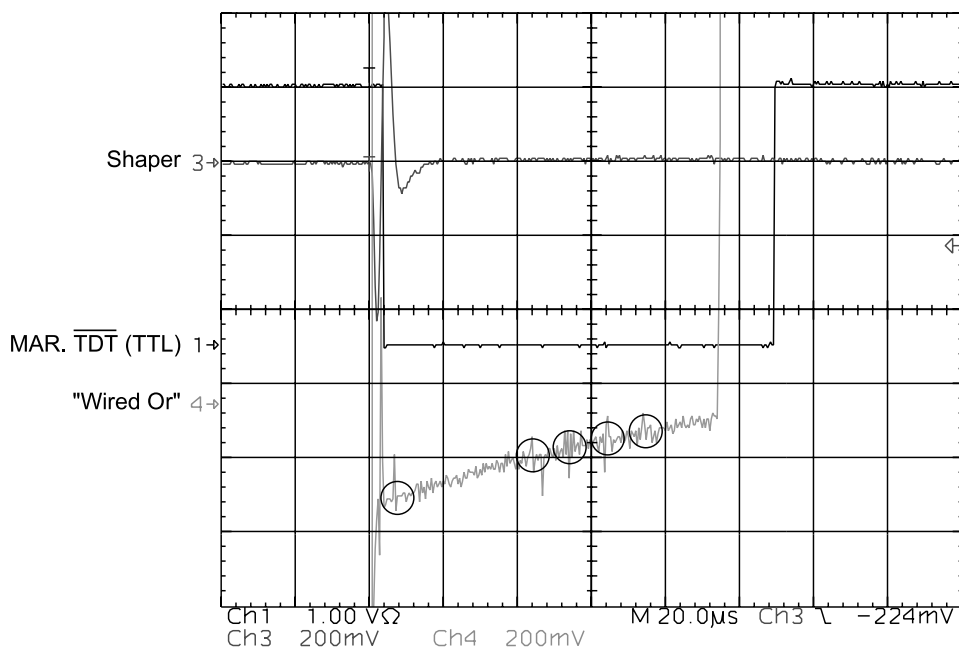


Abbildung B.10: Auslesen der Rohdatenblöcke durch Marabou mit MBS-Gate-Zeit $5\ \mu\text{s}$. Die Datenaufnahme wurde mit „ASIC Start“ getriggert.

ca. $4\ \mu\text{s}$ nach ASIC-Start in den Puffer geschrieben (siehe Abb. B.8), was auch bei der Auslese durch DIRNE und MARaBOU der Fall ist. Das Auslesen der weiteren Blöcke findet aber erst nach weiteren $85\ \mu\text{s}$ statt (Abb. B.9). Die resultierende Totzeit der Datenaufnahme (MAR. TDT) von ca. $150\ \mu\text{s}$ kann durch Verkürzen der MBS-Gate-Zeit (MARaBOU) auf ca. $100\ \mu\text{s}$ reduziert werden (Abb. B.10). So wurde aber noch nicht im realen Betrieb gemessen.

C Intensitätseichung der (n,γ)-Spektren

C.1 Eichung durch Instabilität von ^{129}Te

Mit einer Halbwertszeit von 69 min zerfällt ^{129}Te zu ^{129}I . Die dann von ^{129}I emittierte γ -Linie bei 459.6 keV kann man zur absoluten Intensitätseichung von ^{129}Te -Linien verwenden, wenn man alle beteiligten Verzweungsverhältnisse berücksichtigt.

Es gilt dann z.B. für die 634 keV-Linie von ^{129}Te :

$$I^{634} = (\text{Inhalt}_{\text{eff}}^{634} / \text{Inhalt}_{\text{eff}}^{460}) \cdot R \cdot \text{Br}_{\beta} \cdot \text{Br}.$$

Dabei sind die Peakhalte bereits Efficiency-korrigiert, mit dem Faktor R wird der Anteil, der das metastabile Isomer von ^{129}Te bevölkert, berücksichtigt, Br_{β} steht für des Verzweungsverhältnis beim β -Zerfall von ^{129}Te zum 487 keV-Zustand von ^{129}I , und Br schließlich für das Verzweungsverhältnis, mit dem der 487 keV-Zustand durch die γ -Linie mit 460 keV entleert wird.

Obige Formel gilt aber nur, wenn radioaktives Gleichgewicht eingetreten ist, d.h. wenn das Verhältnis aus Aktivität und Produktionsrate (A/P) gleich eins ist. Dieser Zustand ist annähernd nach fünf Halbwertszeiten erreicht [MK92]. Dies ist aber nie hundertprozentig der Fall. So wurde damit begonnen, das Eichspektrum 448 min lang aufzunehmen als das Verhältnis A/P gleich 0.885 war. (Dies wurde aus dem zeitlichen Verlauf der vorhergehenden Aktivierung ermittelt.) Daraus ergibt sich ein weiterer Korrekturfaktor mit dem Wert 0.969. Obige Formel lautet dann mit eingesetzten Zahlenwerten wie folgt:

$$I^{634} = 0.969(5) \cdot 2956(47)/5868(73) \cdot 0.1997(80)/0.215(8) \cdot 0.093 \cdot (100/120.74),$$

wobei sich die beiden letzten Faktoren nach Ref. [Fir96] zu 0.077(5) zusammenfassen lassen. Die Zahlenwerte für den Faktor R (Einfangquerschnitte von ^{129}Te) wurden Ref. [Mug81] entnommen. Damit folgt für die absolute Intensität der 634 keV-Linie von ^{129}Te :

$$I^{634} = 2956(47)/5868(73) \cdot 0.069(6) = (3.48 \pm 0.31) \%$$

Für die zweite Linie (2180 keV), anhand derer die Intensitätseichung durchgeführt wurde, ergibt sich

$$I^{2180} = 13727(121)/5868(73) \cdot 0.069(6) = (16.14 \pm 1.43) \%$$

C.2 Eichung mit Te-Al-Sandwichtarget

Die zweite Möglichkeit, die neben der Aktivierung von ^{129}Te zur absoluten Intensitätseichung genutzt wurde, ist die Eichmessung mit einem $^{129}\text{Te}/^{27}\text{Al}$ Sandwichtarget. Da dem Zerfall von ^{28}Al zu 100% die 1779.0 keV-Linie von ^{28}Si folgt, kann man unter der Berücksichtigung des Verhältnisses der Stoffmengen im Target und des der Einfangquerschnitte relativ einfach die Intensitätsbestimmung durchführen:

$$I^{634} = (\text{Inhalt}_{\text{eff}}^{634} / (\text{Inhalt}_{\text{eff}}^{1779} - \text{Inhalt}_{\text{BGR,eff}}^{1779})) \cdot \sigma_{\text{Al}} / \sigma_{\text{Te}} \cdot (m_{\text{Al}} / M_{\text{Al}}) / (m_{\text{Te}} / M_{\text{Te}}).$$

Da die 1779.0 keV-Linie aber schon ohne ^{27}Al -Target als Untergrund im Spektrum vorkommt, wurde eine Vergleichsmessung mit einem Target nur aus ^{129}Te gemacht.

Daraus erhält man $\text{Inhalt}_{\text{BGR,eff}}^{1779}$. Die Masse von Aluminium im Sandwichtarget war 560 mg und die von Tellur 855.8 mg. Daraus und mit den Einfangquerschnitten aus Ref. [Mug81] und mit den Peakgehalten der Testmessung folgt:

$$\begin{aligned} I^{634} &= 2282(86)/[224558(785) - 15671(208)] \cdot \\ &\quad \cdot 0.231(3)/0.215(8) \cdot [560.0(1)/26.9815]/[855.8(1)/127.9] = \\ &= 2282(86)/208887(812) \cdot 3.33(15) = (3.64 \pm 0.21) \%. \end{aligned}$$

Für die 2180 keV-Linie ergibt sich:

$$I^{2180} = 9739(134)/208887(812) \cdot 3.33(15) = (15.53 \pm 0.73) \%.$$

(Hier wurde nicht berücksichtigt, daß der Single-Escape der 2290 keV-Linie von ^{129}Te zur 1779 keV-Linie beiträgt, was aber vernachlässigbar ist.)

C.3 Korrektur der so gewonnenen Intensitäten

Das gewichtete Mittel der in beiden Verfahren bestimmten Intensitäten ergibt sich zu:

$$\bar{I}^{633} = (3.59 \pm 0.18) \% \text{ und}$$

$$\bar{I}^{2180} = (15.66 \pm 0.65) \%.$$

Der so erhaltene relative Fehler der absoluten Intensitätseichung beträgt also ca. 5 %. Daß dieser Fehler zu klein ist, hat sich beim Aufstellen des Niveauschemas mit Hilfe der Koinzidenzmessungen gezeigt. Die Summe der Bevölkerung des Grundzustandes und des Isomers betrug nur 84.5 %, obwohl 92 % der gesamten beobachteten Intensität eingeordnet waren.¹³ (Dabei muss man allerdings noch die Konversionskoeffizienten für die innere Konversion bei den starken $M1$ -Übergängen 180 keV und 359 keV beachten.)

Daher wurde beschlossen, im weiteren alle γ -Intensitäten von ^{129}Te um 10 % nach oben zu korrigieren. Damit kommt man auf eine Bevölkerung des Grundzustands von 82.3 %, zu der noch der Anteil der inneren Konversion der starken 180 keV-Linie (10 % von 44.0 %) addiert werden muß, also 86.7 %. Die Bevölkerung des Isomers beträgt dann 10.7 %, und, wenn man noch den Anteil der inneren Konversion der 359 keV-Linie (2 % von 7.6 %) berücksichtigt, 10.85 %. Daraus ergibt sich in Betracht des hohen Anteils der Summe der Intensität der zugeordneten Linien zur beobachteten Gesamintensität (92 %) eine plausible Bevölkerung des Grundzustandes und des Isomers (zusammen) von 97.55 %. (Die Konversionskoeffizienten wurden Ref. [Fir96] entnommen.)

Die um 10 % erhöhten Intensitäten sind auch in sehr guter Übereinstimmung mit einer früheren Messung von Honzátko et al. [Hon81, Hon97].

Insgesamt wird man den in dieser Arbeit angegebenen Intensitäten aber immer noch einen systematischen relativen Fehler von 10 % zuweisen.

¹³Es konnten 92 % der insgesamt beobachteten 248 % eingeordnet werden, d.h. eine Gesamintensität von 228 % ist im Niveauschema enthalten.

D Winkelverteilungen der Transfermessungen

An dieser Stelle sei erwähnt, wie man aus Peakgehalten im Spektrum einer Transferreaktion die absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte in mb/sr erhält.

Es gilt für den Wirkungsquerschnitt beim Q3D-Winkel (Streuwinkel) θ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = N(\theta)/(d\Omega \cdot N_{\text{ges}} \cdot F_{\text{target}}).$$

Dabei ist N_{ges} die Anzahl der Projektile, die in einem Zeitraum Δt auf das Target treffen, $N(\theta)$ ist die Anzahl der Ejektile, die im Zeitraum Δt in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreut werden, und F_{target} gibt die Flächendichte des Targets in Kernen/Flächeneinheit an. Der Raumwinkel wird durch die Schlitzbreiten des Q3D bestimmt (vgl. Abb. 2.2). F_{target} berechnet sich aus der Targetdicke ρ_{target} und dem Winkel ϑ , den die Targetleiter relativ zum Strahl einnimmt, zu

$$F_{\text{target}} = [(\rho_{\text{target}} \cdot L)/M] \cdot 1/\cos\vartheta.$$

Dabei ist L die Loschmidt-Zahl und M die molare Masse des Target-Isotops. Im Faraday-Cup gestoppte Ladungen werden in einem sog. Brookhaven-Integrator aufsummiert; im Falle von Protonen oder Deuteronen bedeutet dies eine Elementarladung e pro Teilchen. Die Gesamtzahl der Projektile berechnet sich damit zu

$$N_{\text{ges}} = Q_{\text{ges}}/e = [(\text{scaler}/1000) \cdot \text{skf} \cdot 10^{\text{exp}}]/1.6 \cdot 10^{-19},$$

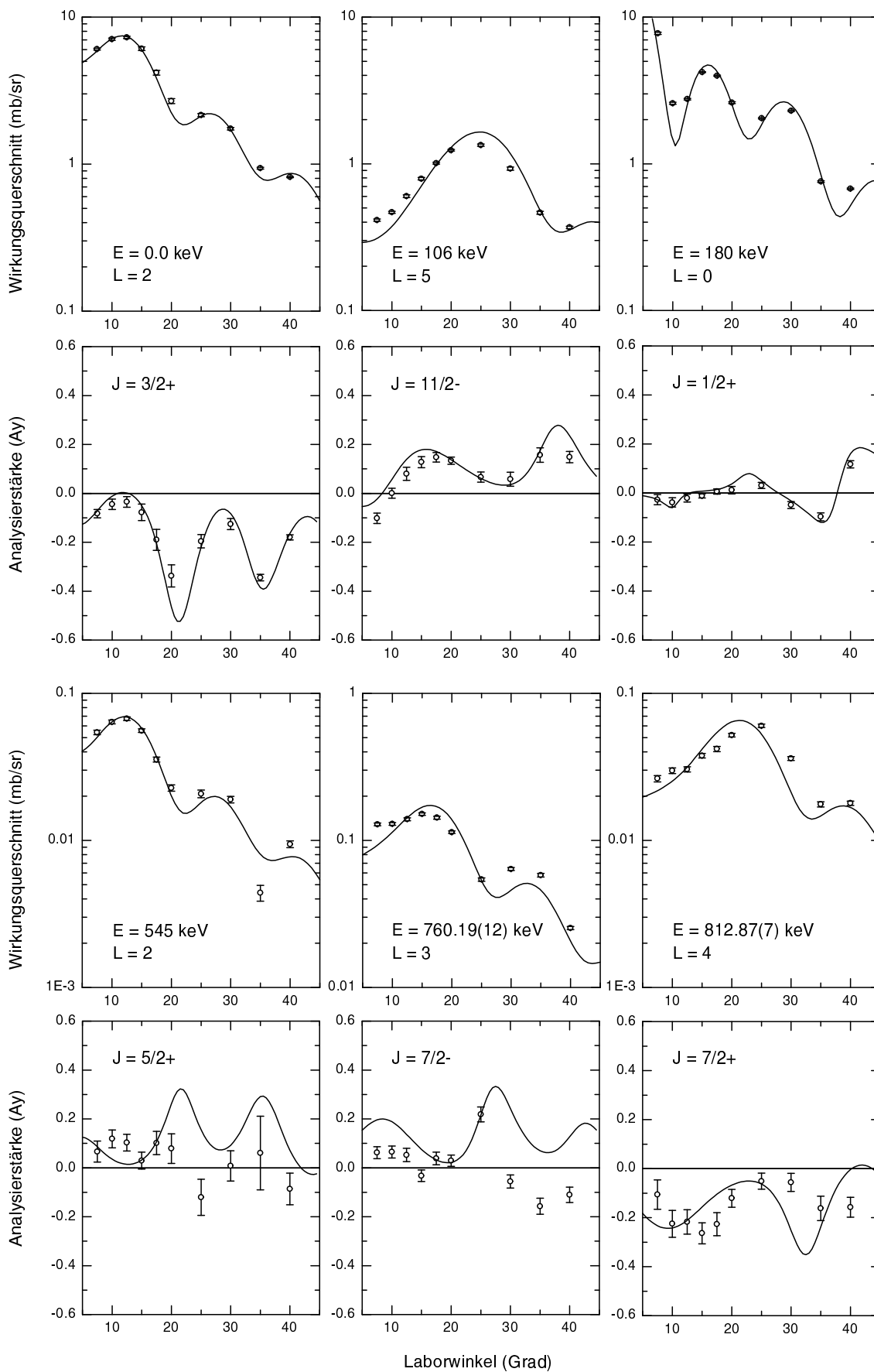
wobei skf und exp am Integrator einstellbare Größen sind, die ein Ladungs/Scalerinhalt-Verhältnis festlegen, und eine maximale Frequenz (die der Integrator auf den Scaler gibt) von 1000 Hz angenommen wurde. Der Scalerwert scaler wird von der Datenaufnahme mitgeschrieben.

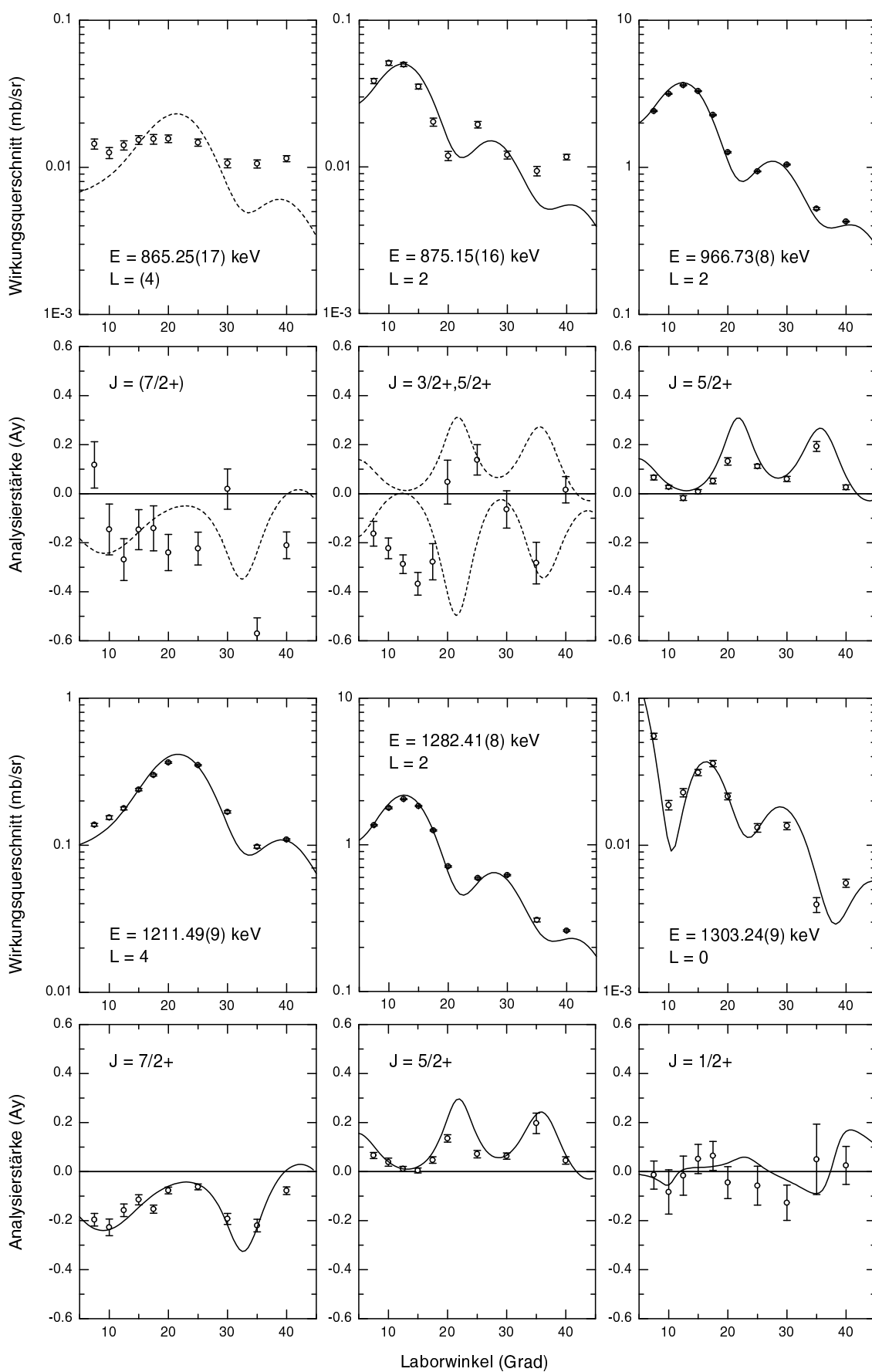
Wenn man jetzt $N(\theta)$ für eine Linie im Spektrum z.B. mit GASPAN bestimmt, kann man den absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitt berechnen.

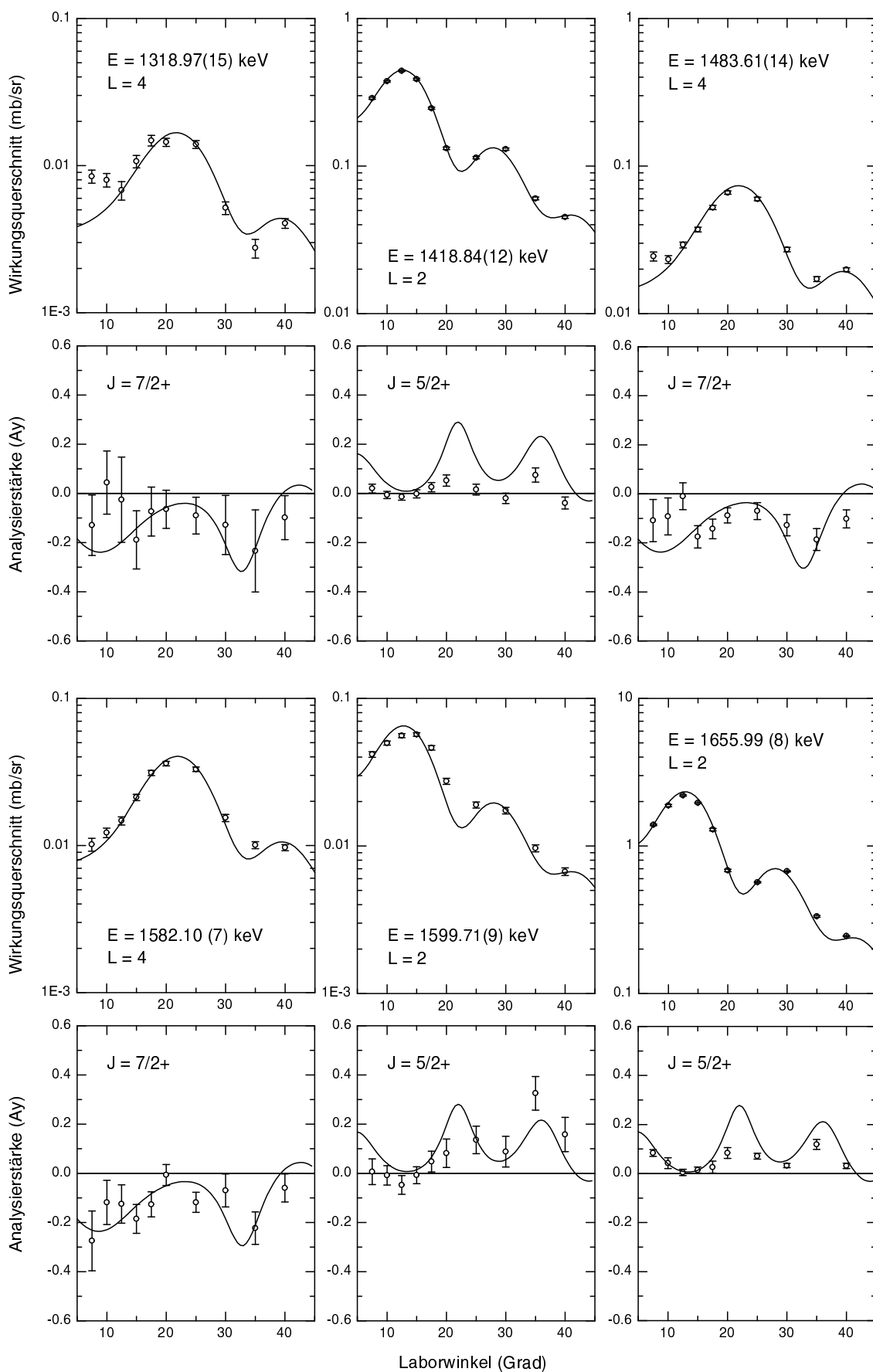
Dieser ist für alle hier gezeigten Winkelverteilungen angegeben.

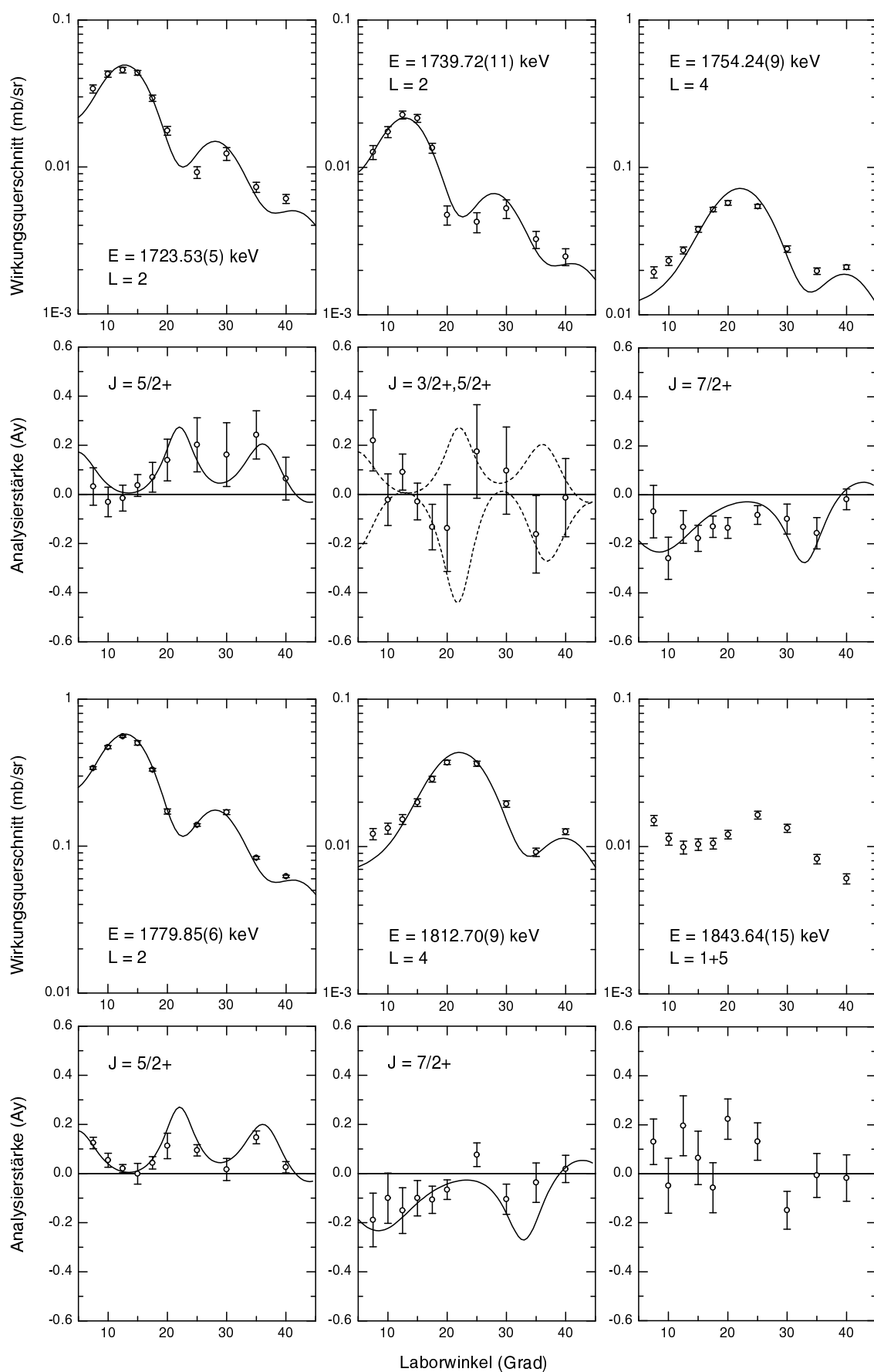
Der statistische Fehler der Wirkungsquerschnitte kann aus den Bildern der Winkelverteilungen abgeschätzt werden. So haben die Intensitäten von Zuständen, bei denen der Fehlerbalken den Punkt gerade berührt, ca. 5% mittleren Fehler, wie beim Zustand 2040 keV der (d,p)-Messung bei $E_d = 18$ MeV. Beim Zustand 3528 keV mit seinen deutlichen Fehlerbalken ergeben sich 19%, und beim Zustand 3356 keV z.B. 11% (vgl. Anh. D.3).

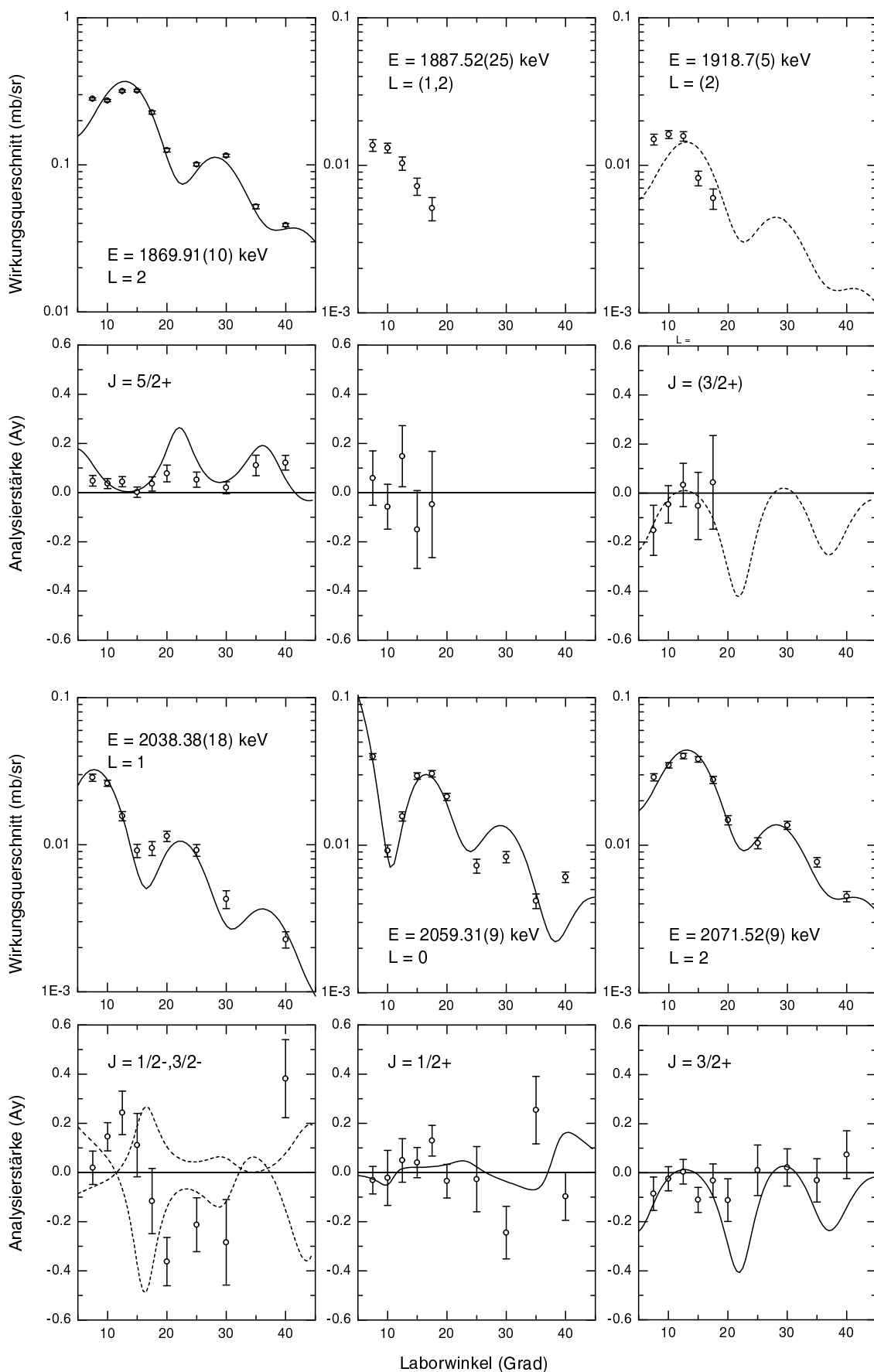
D.1 Winkelverteilungen der (\vec{d},t)-Reaktion

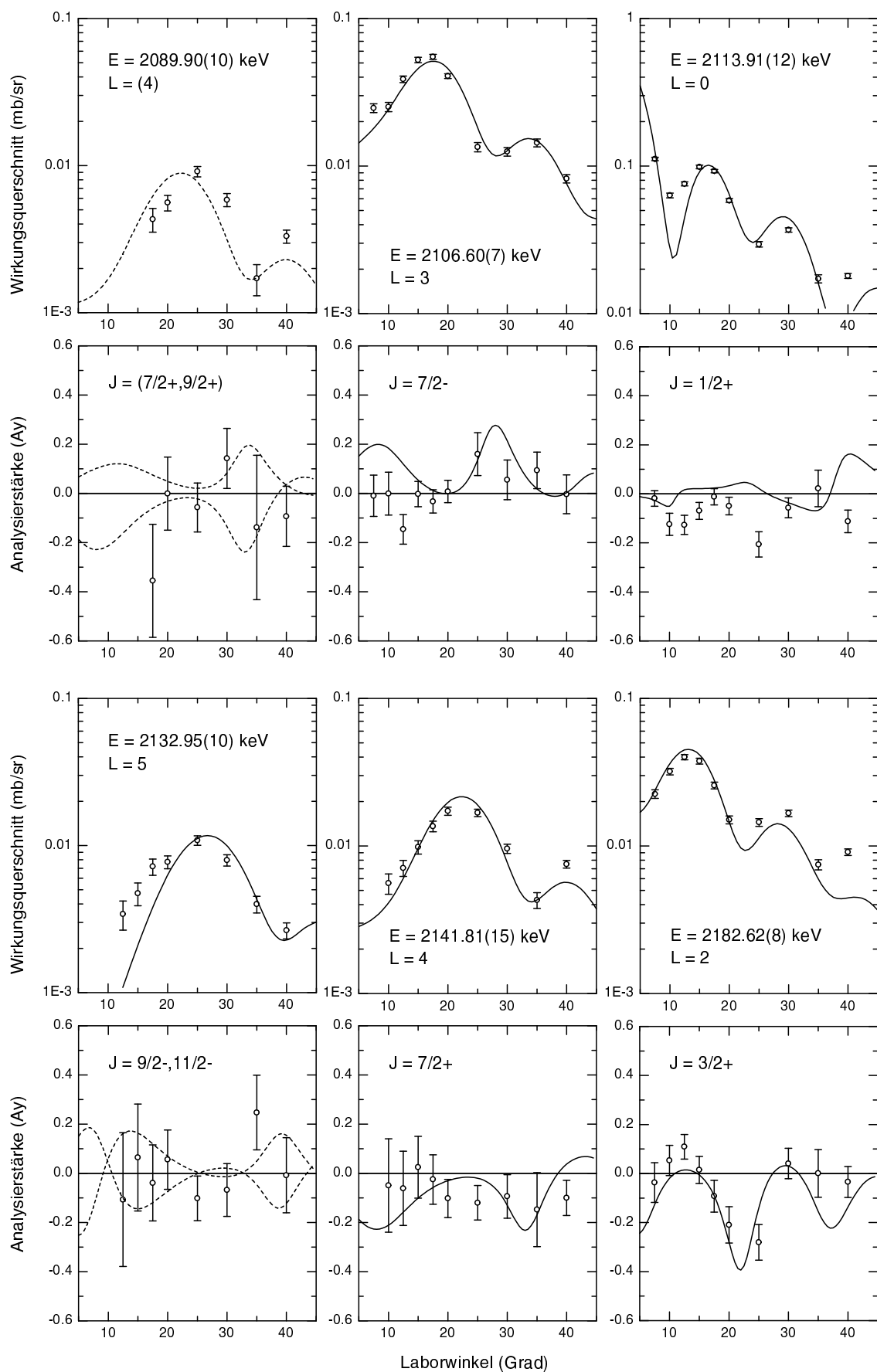


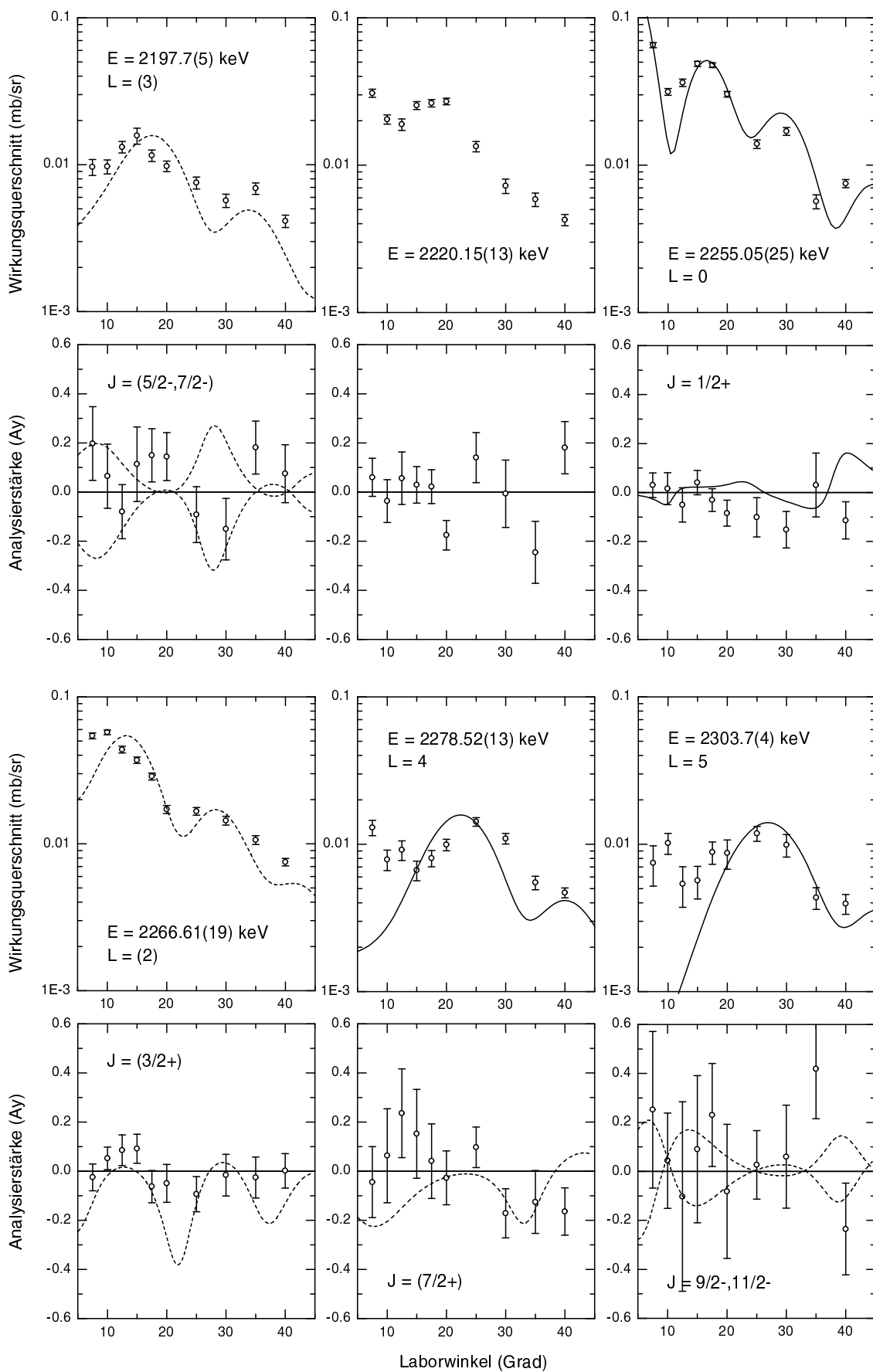


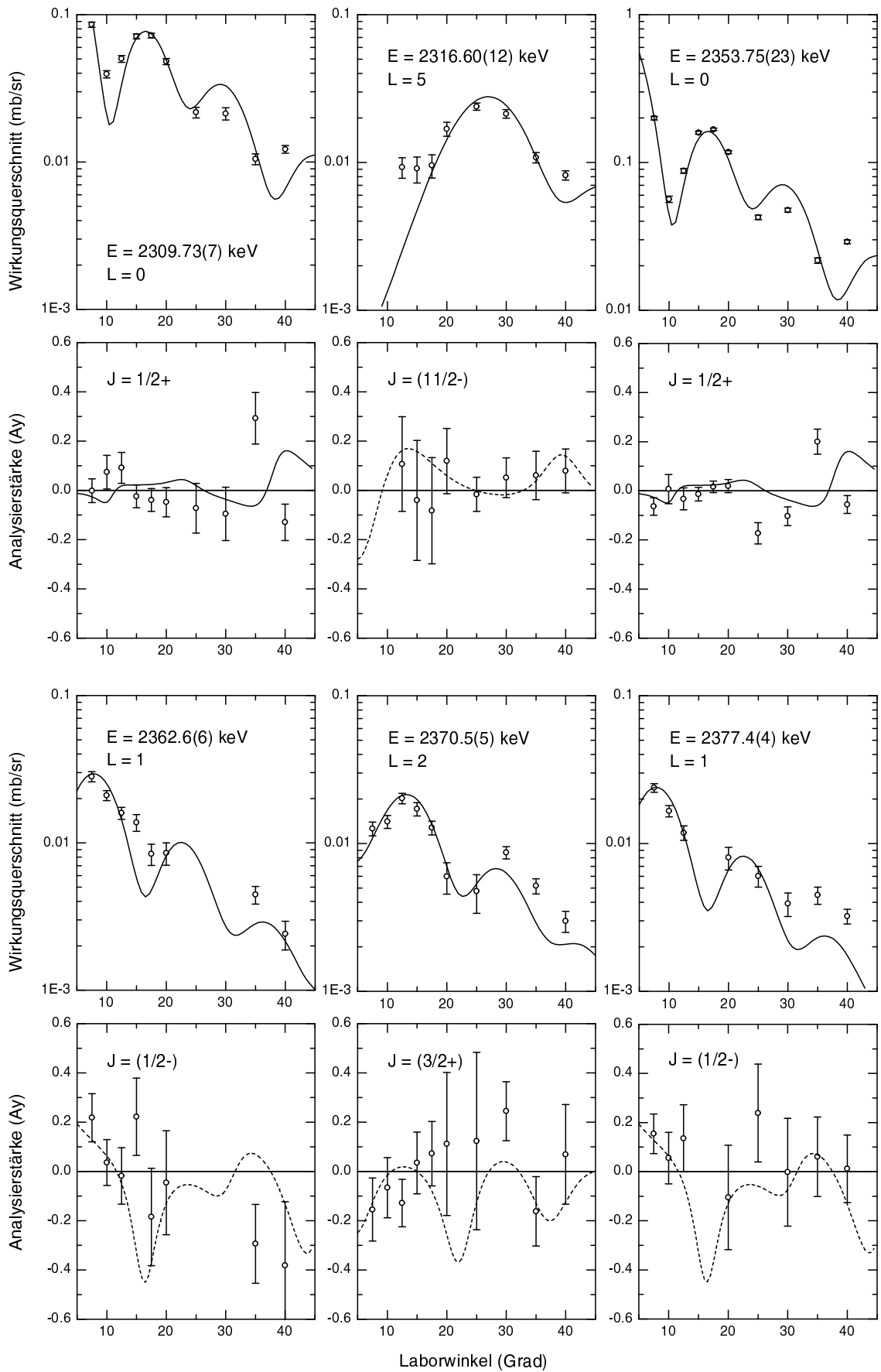


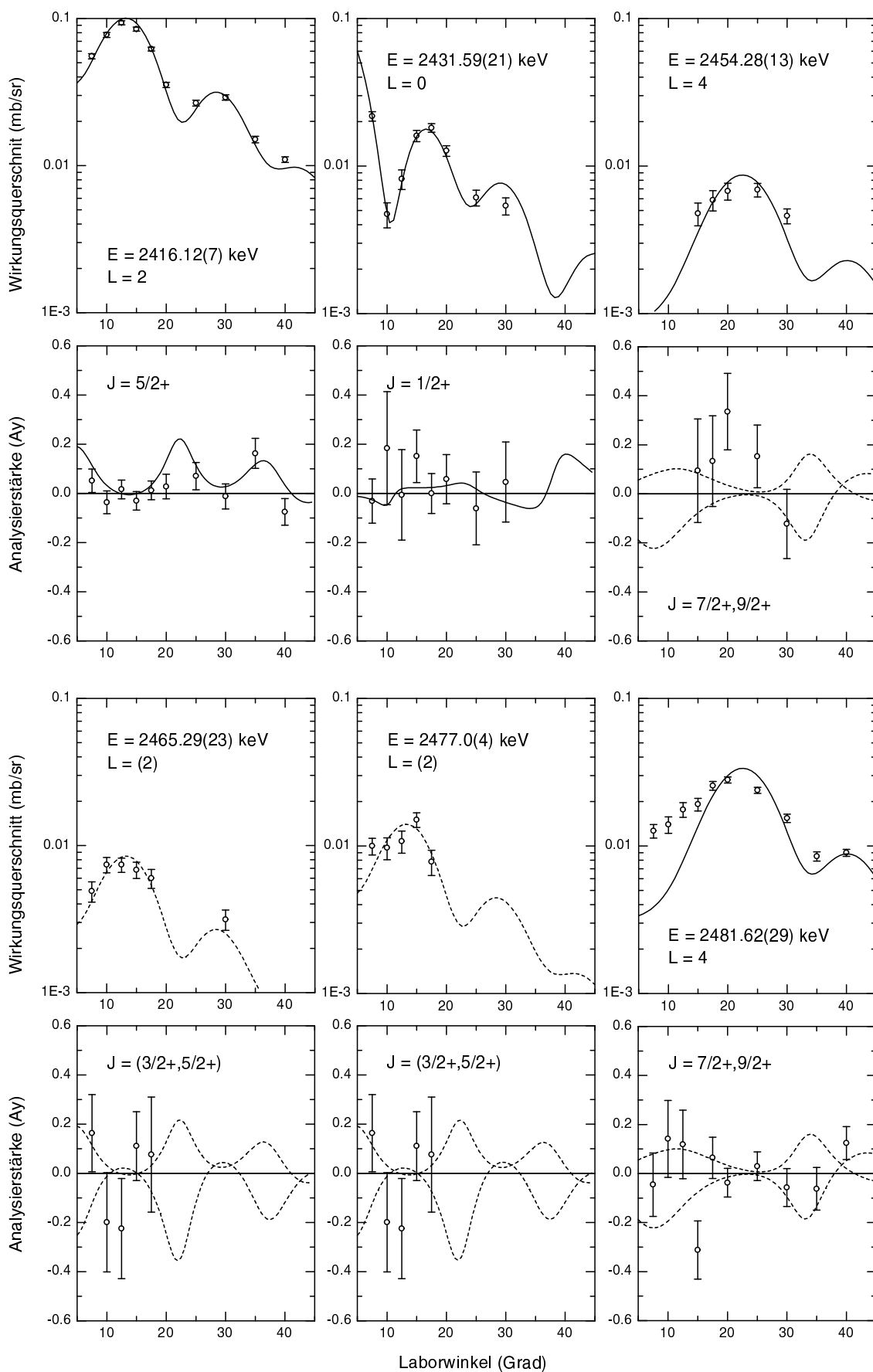


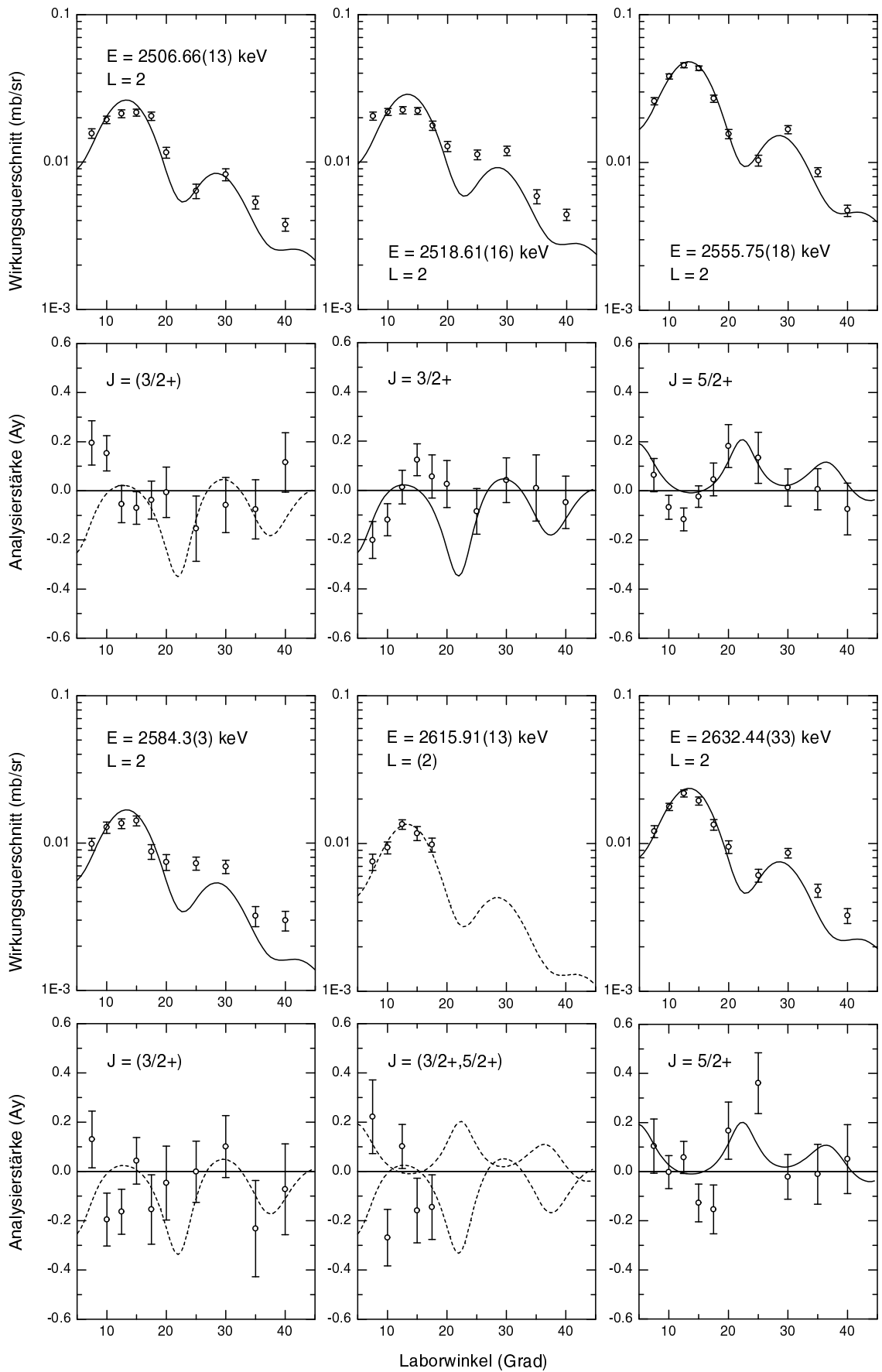


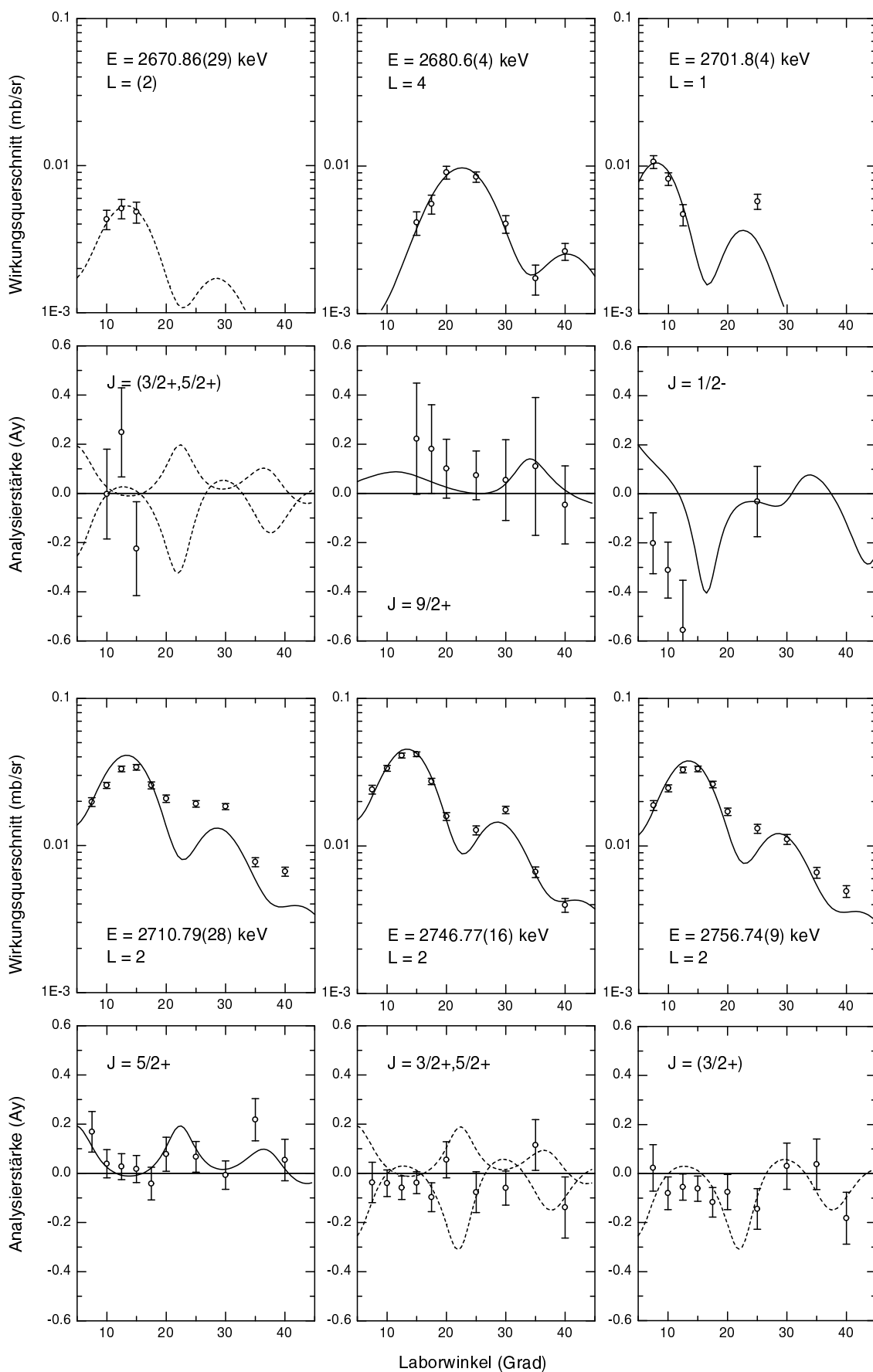


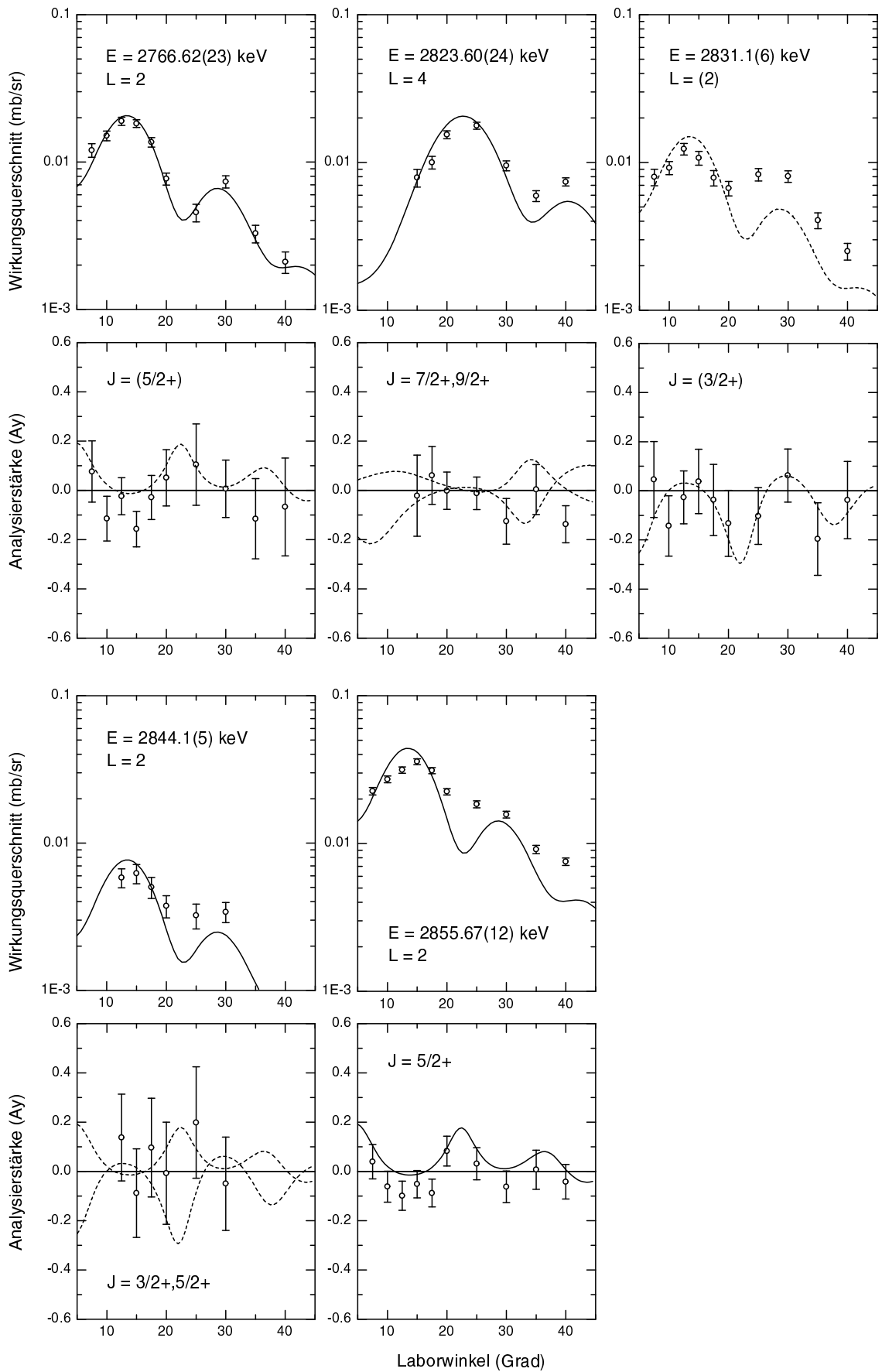




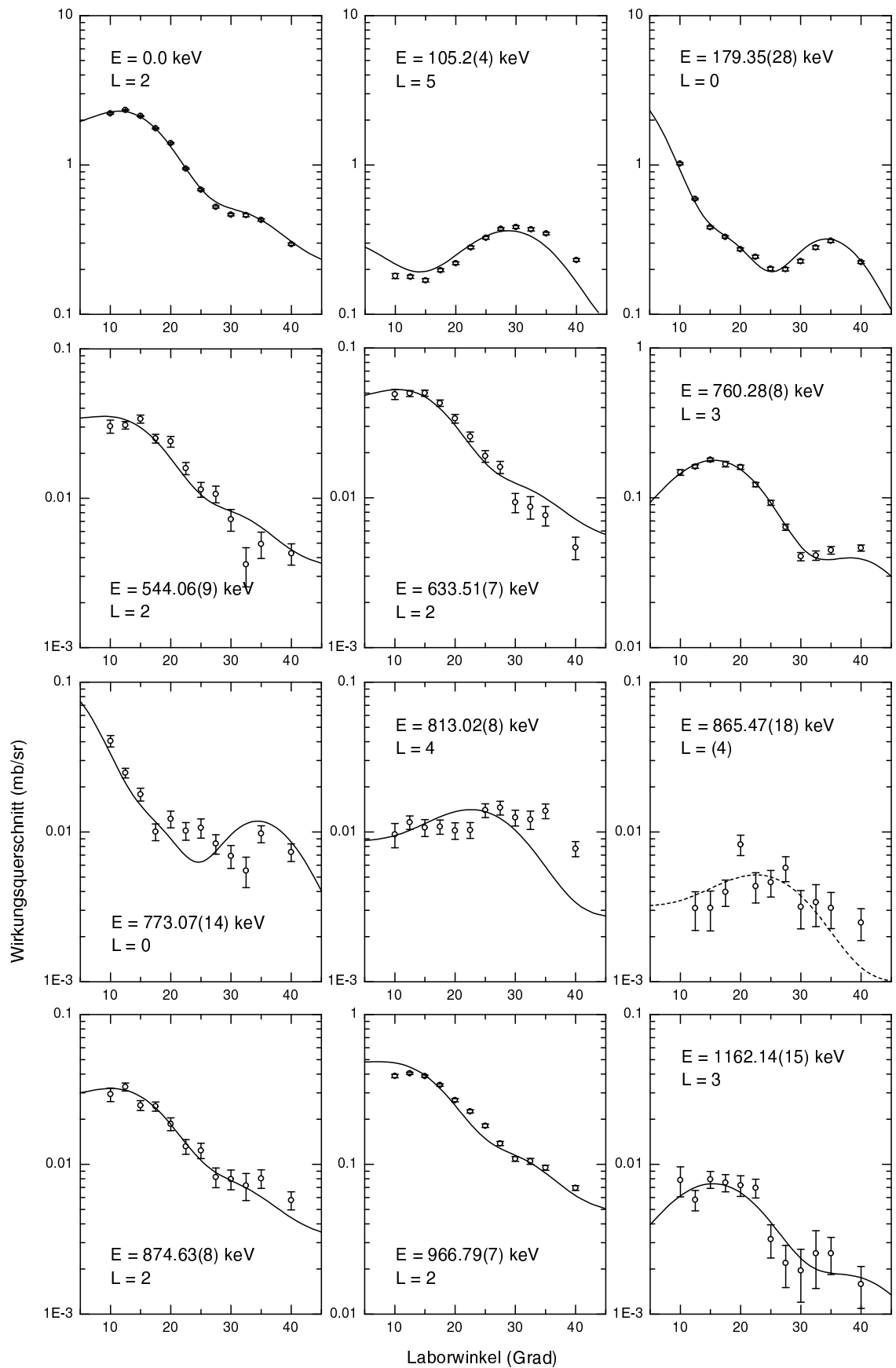


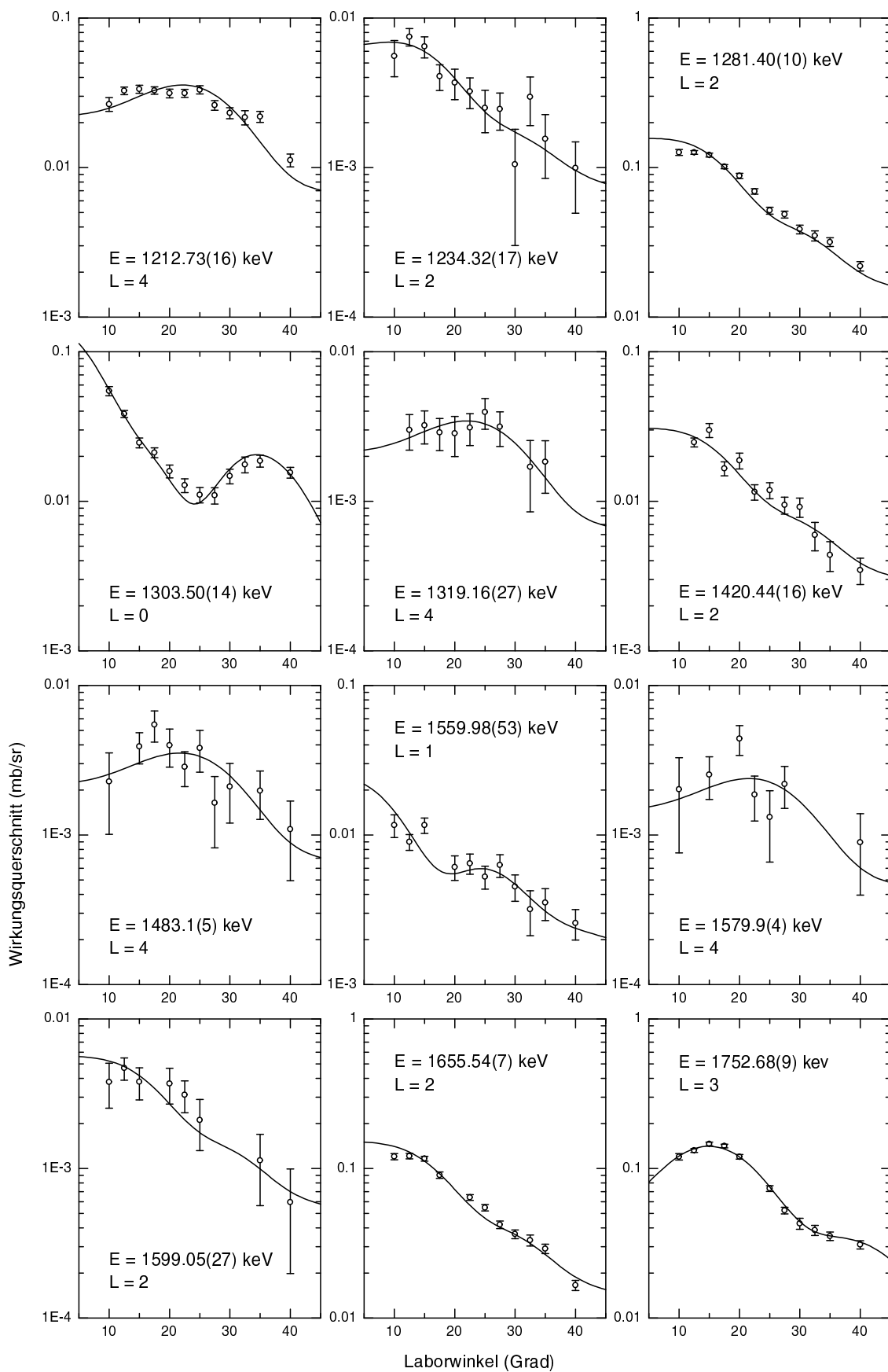


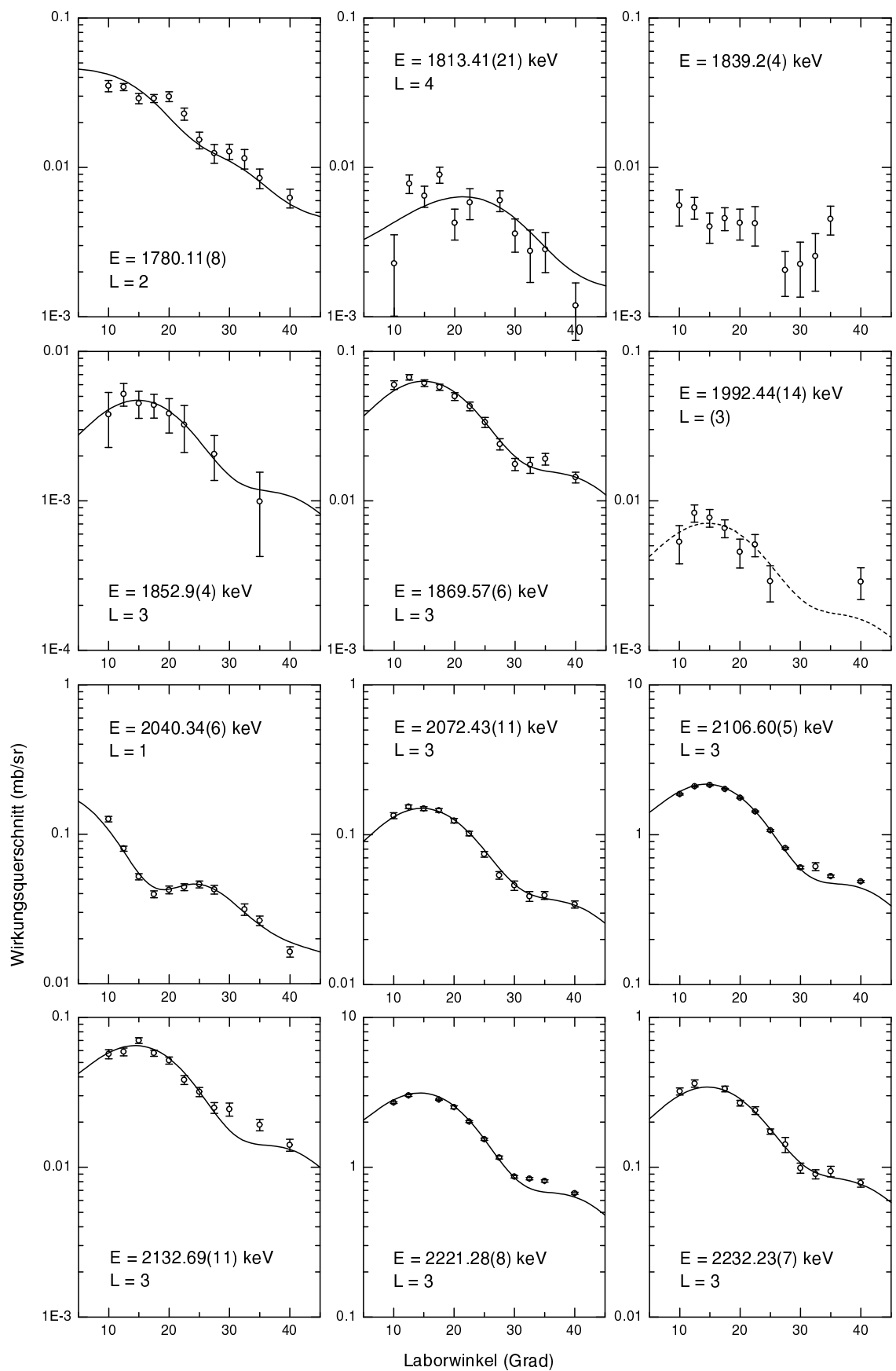


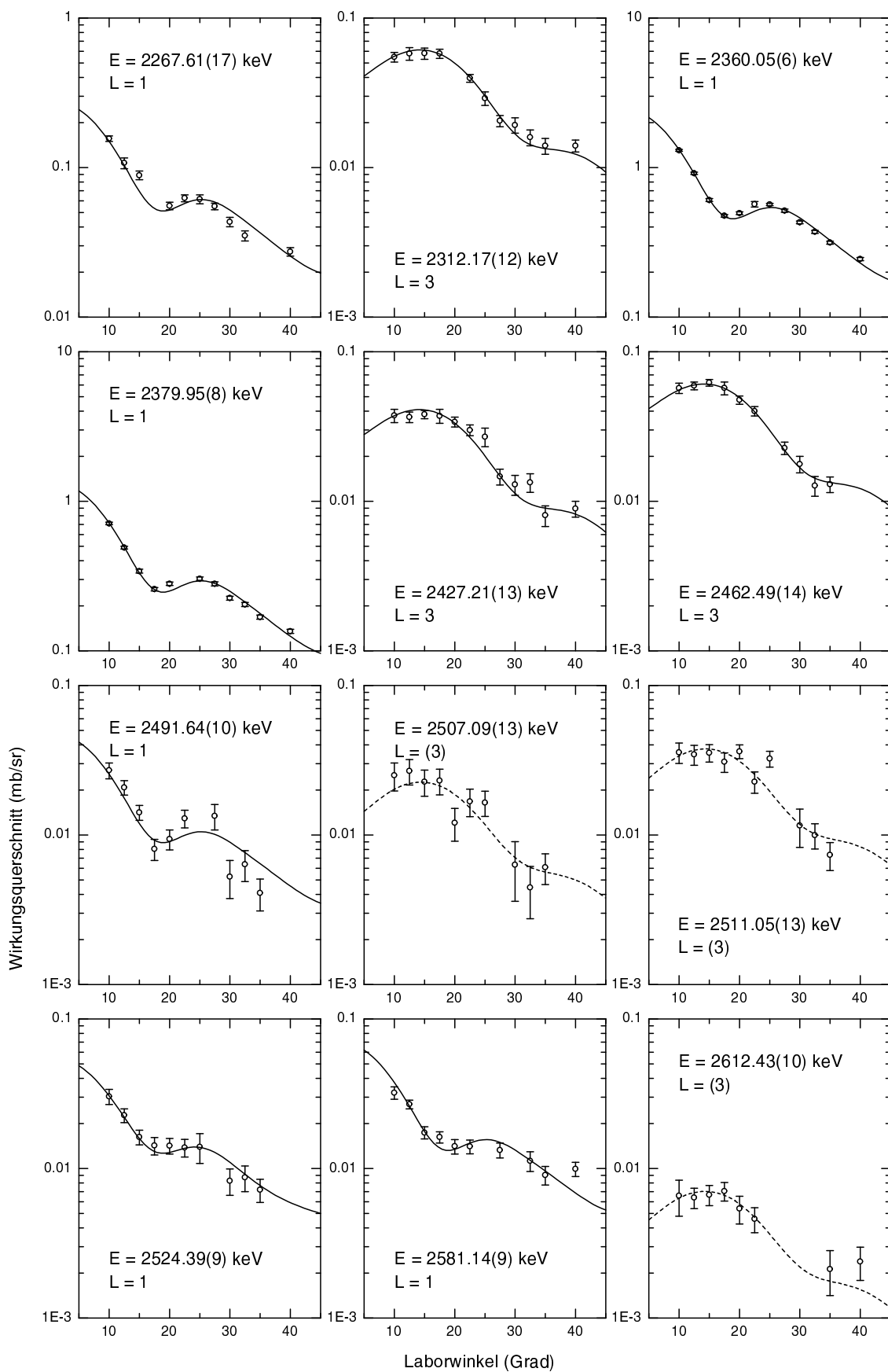


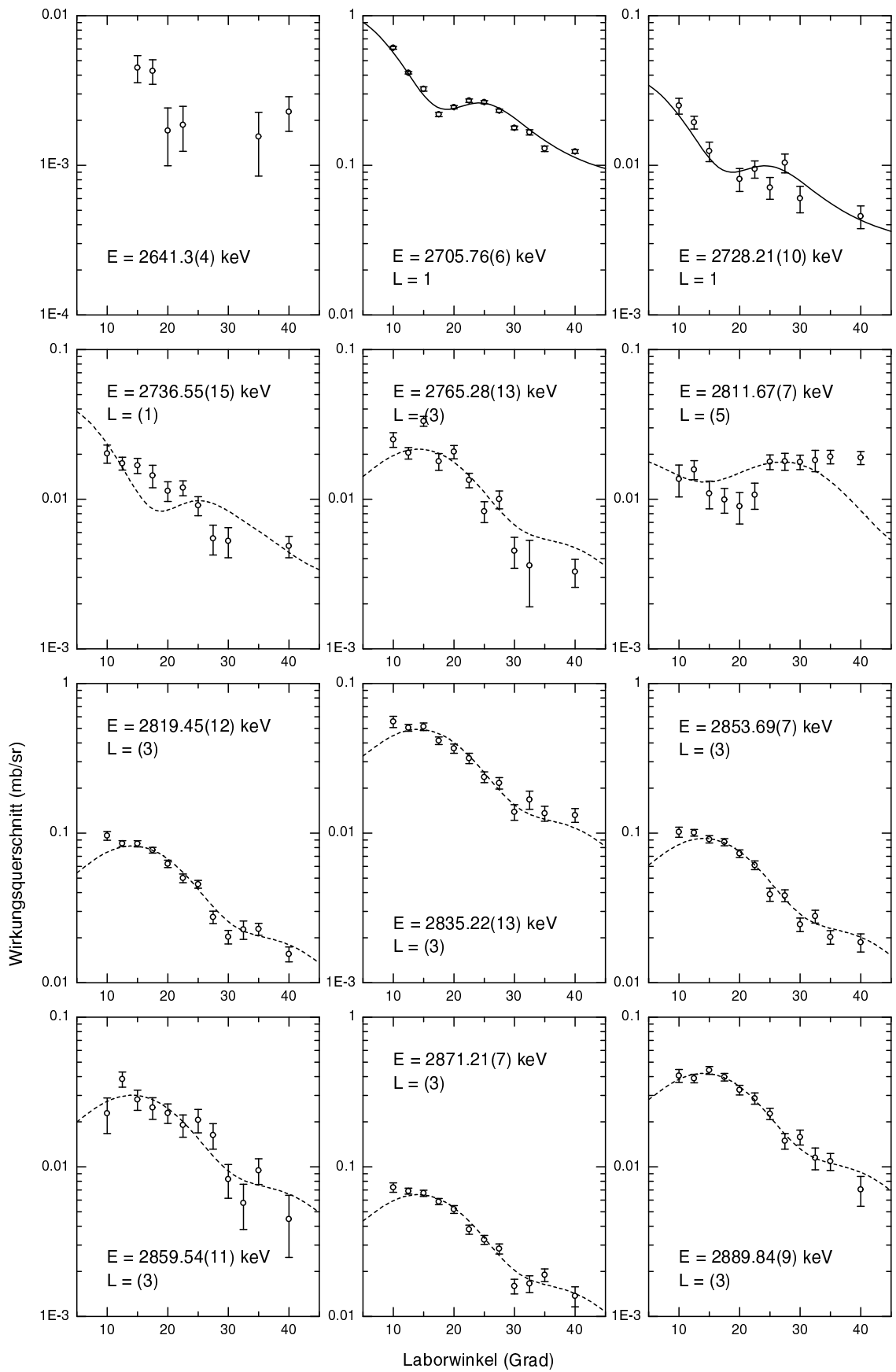
D.2 Winkelverteilungen der (d,p)-Reaktion bei $E_d = 24$ MeV

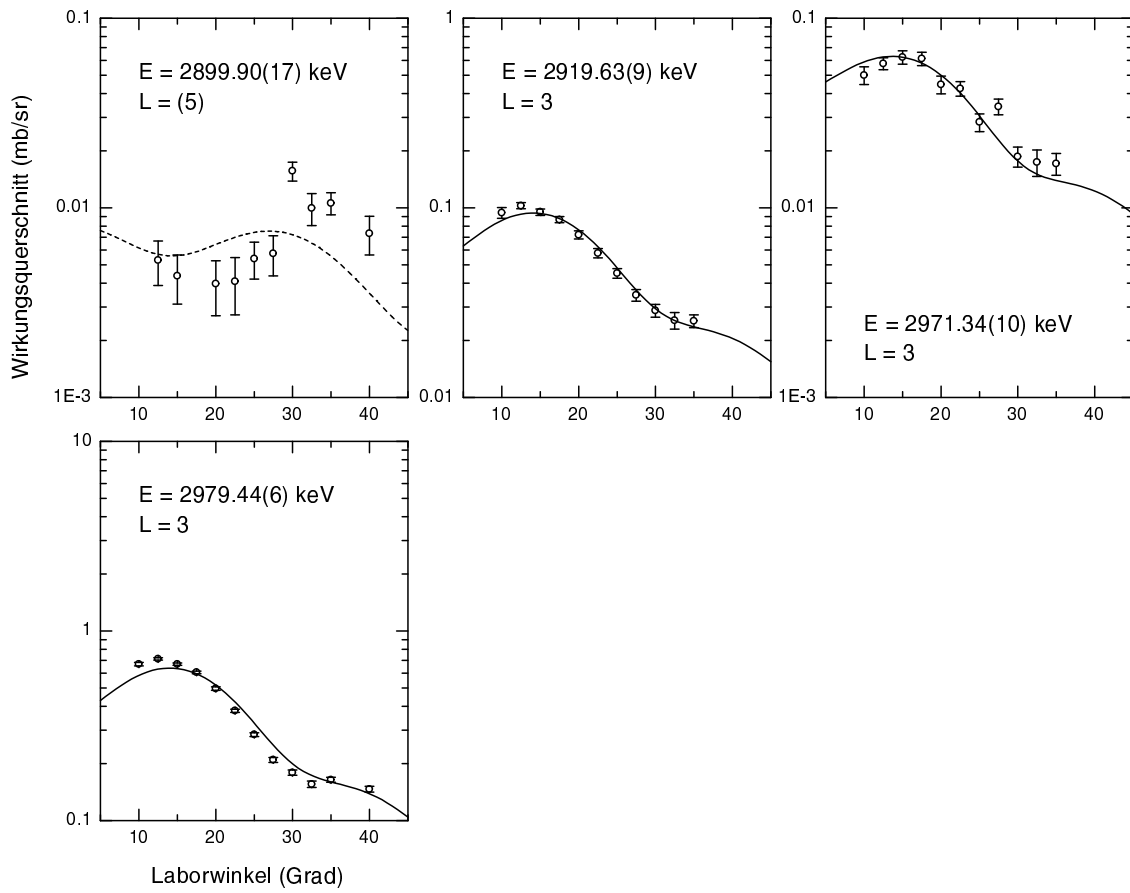




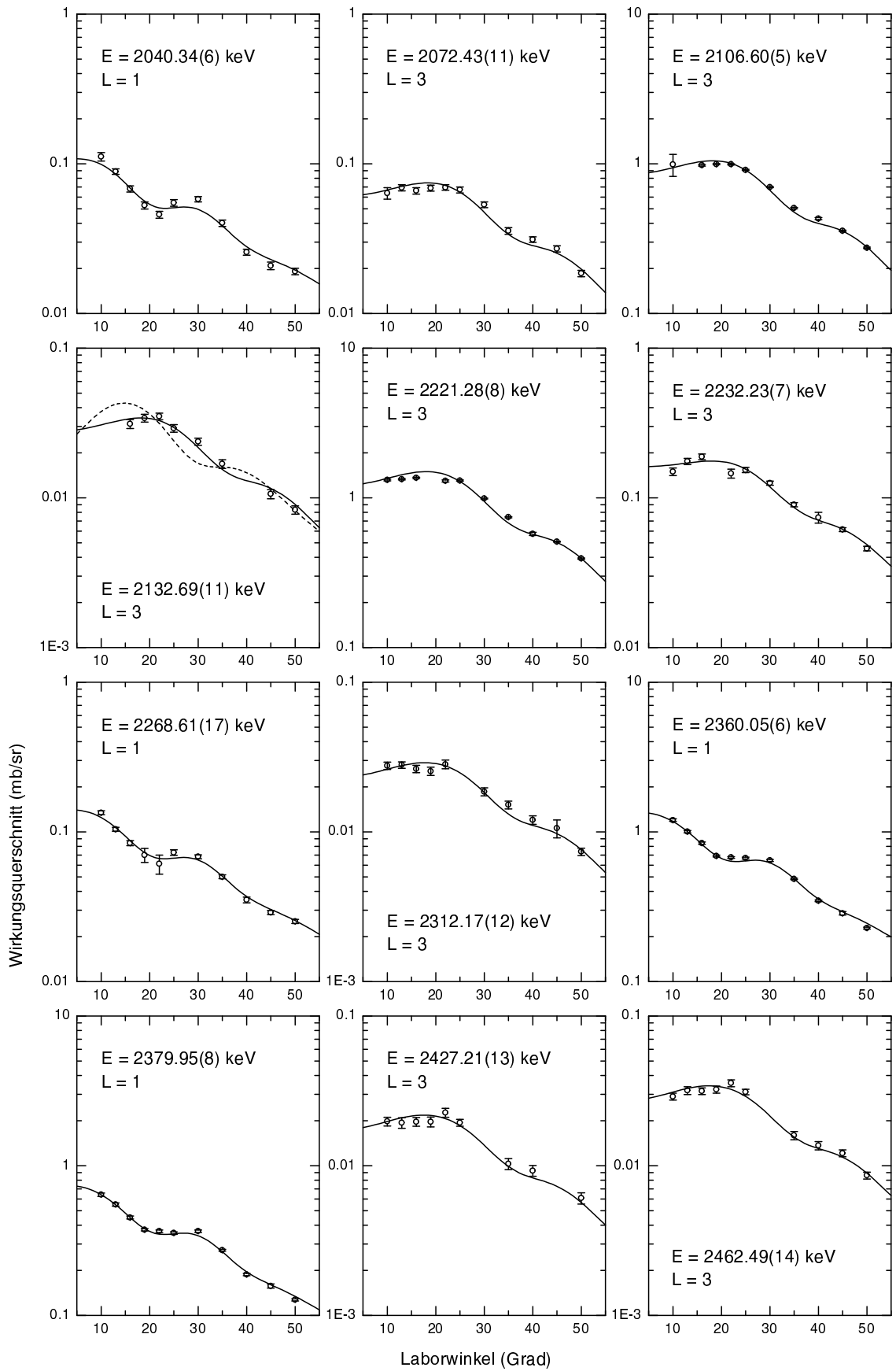


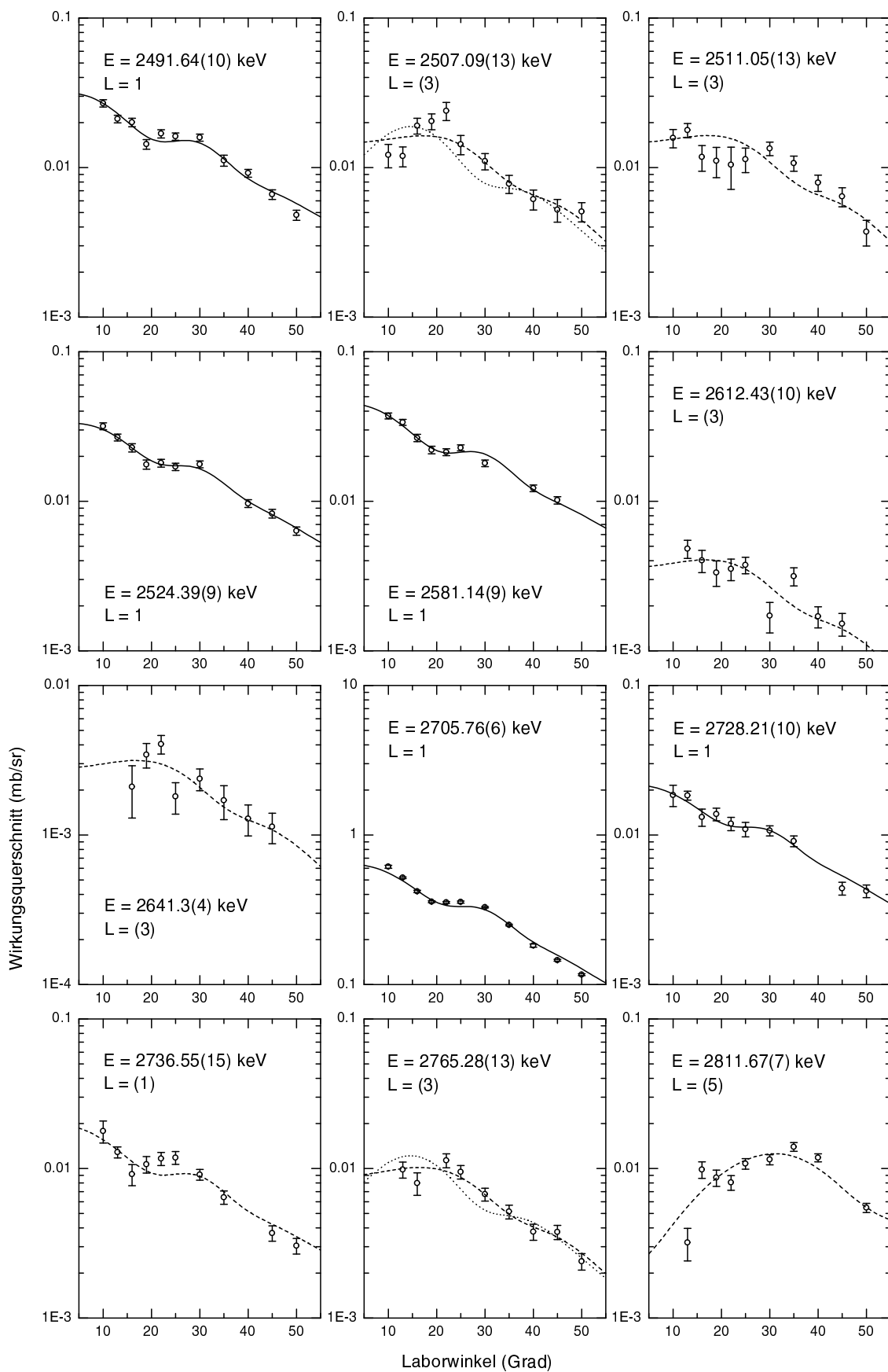


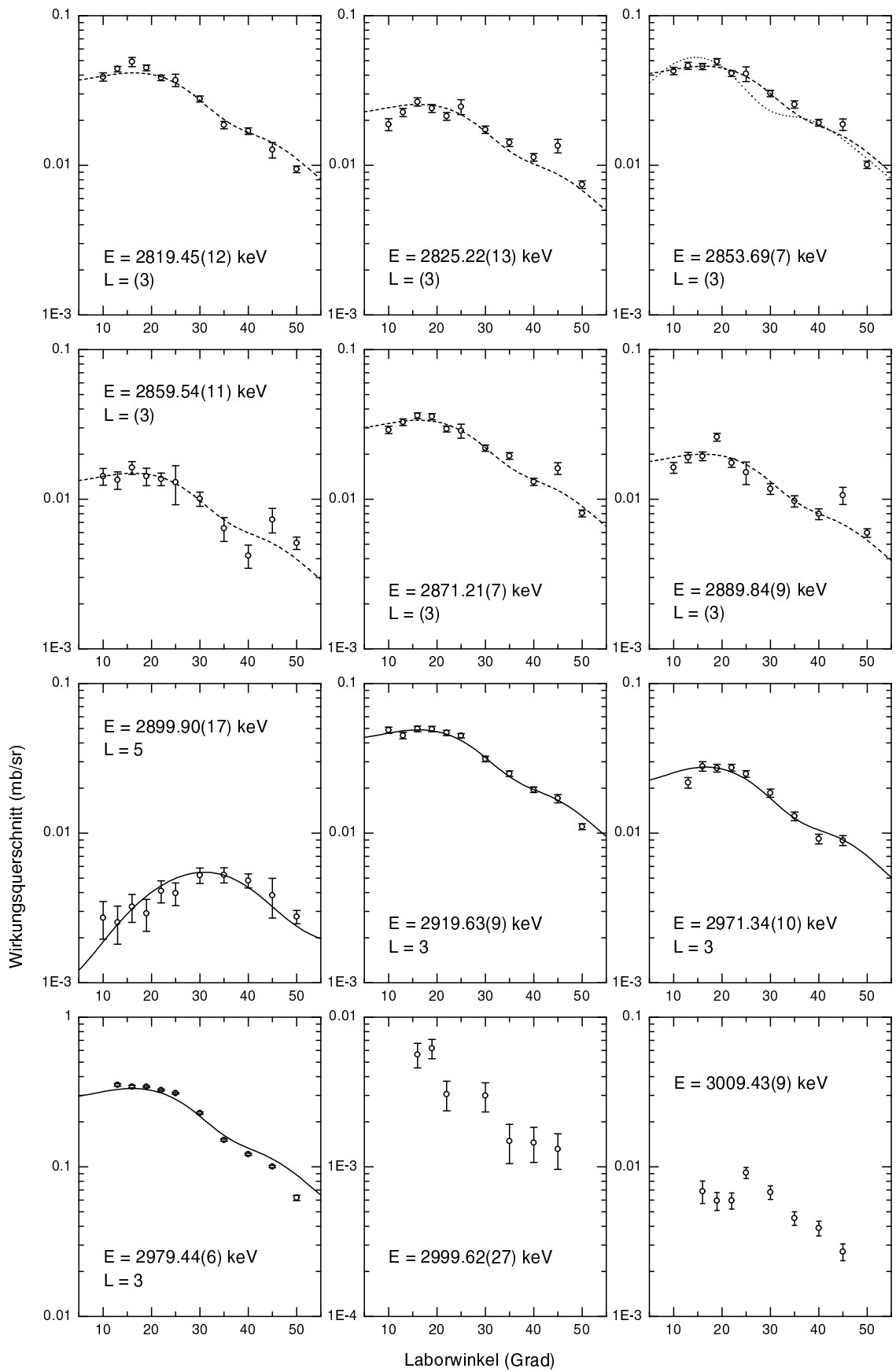


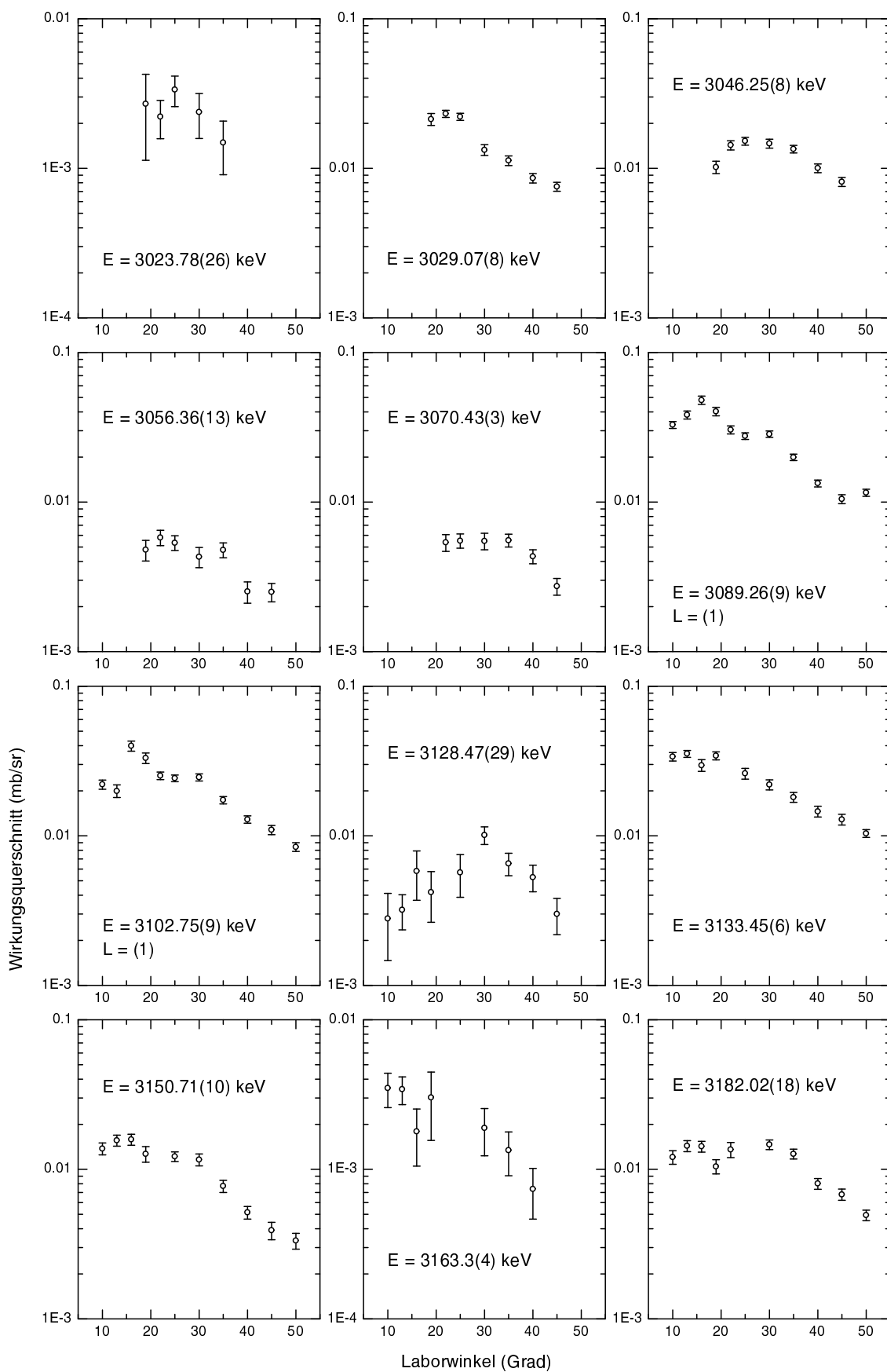


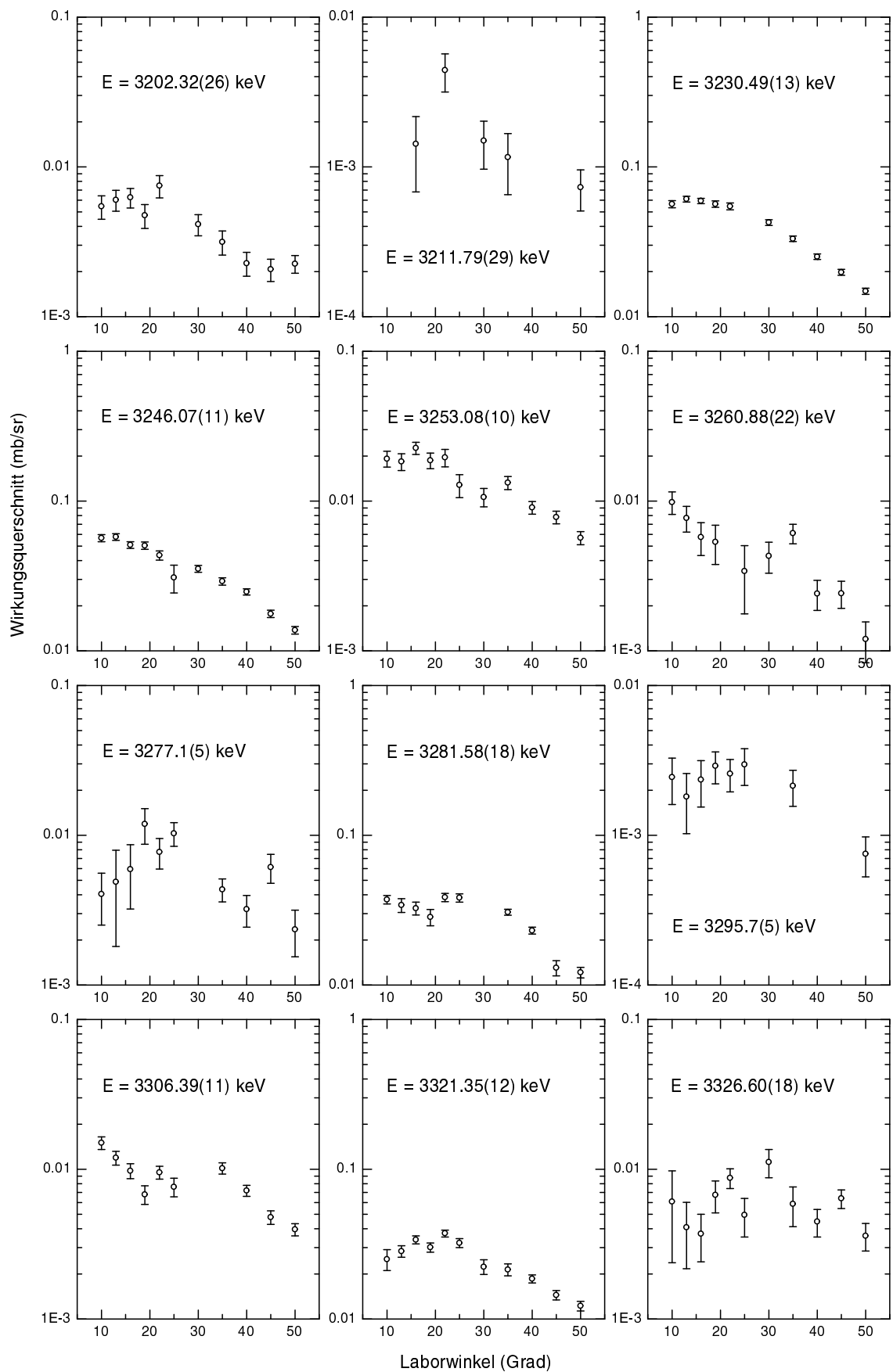
D.3 Winkelverteilungen der (d,p)-Reaktion bei $E_d = 18$ MeV

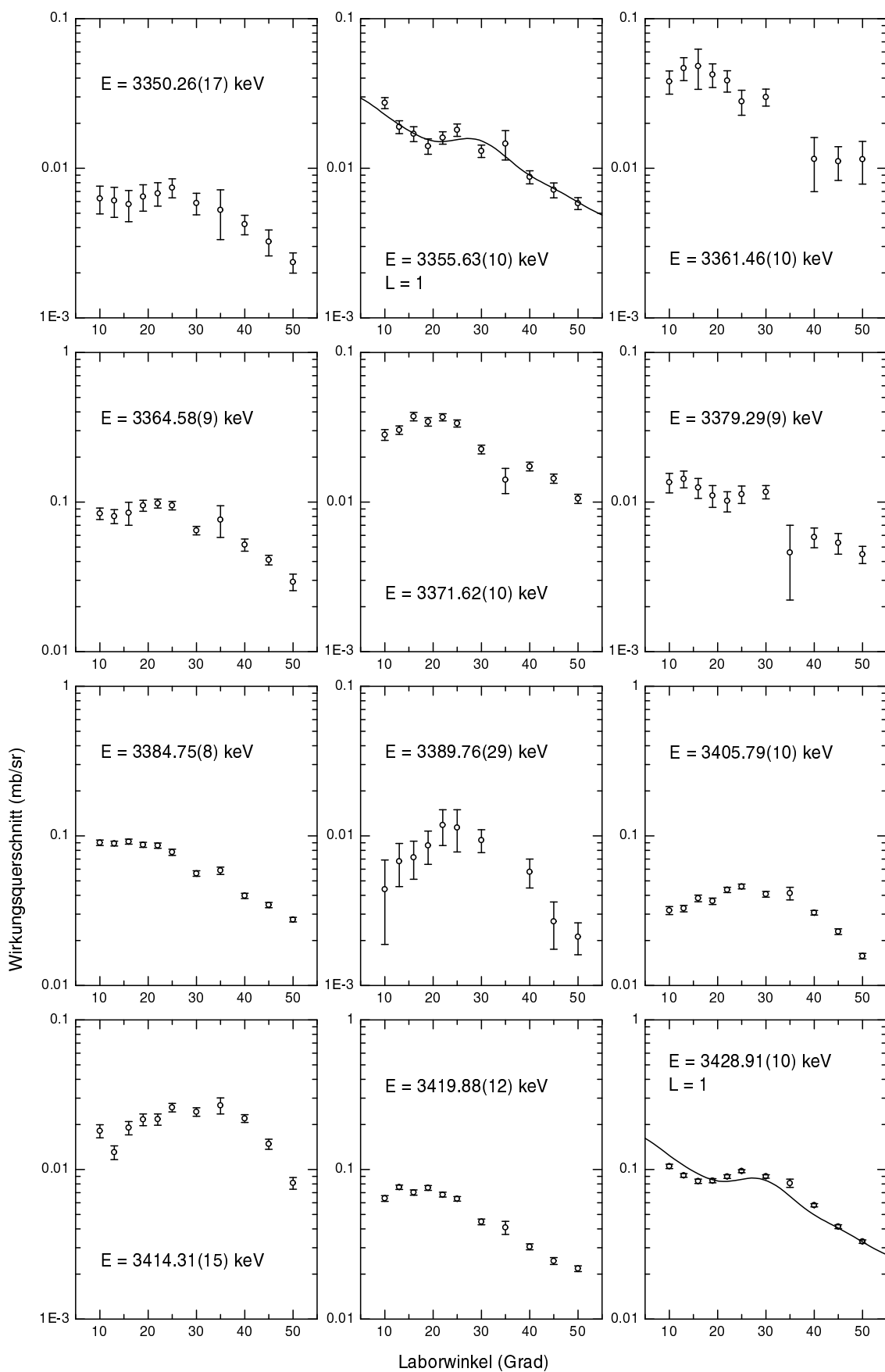


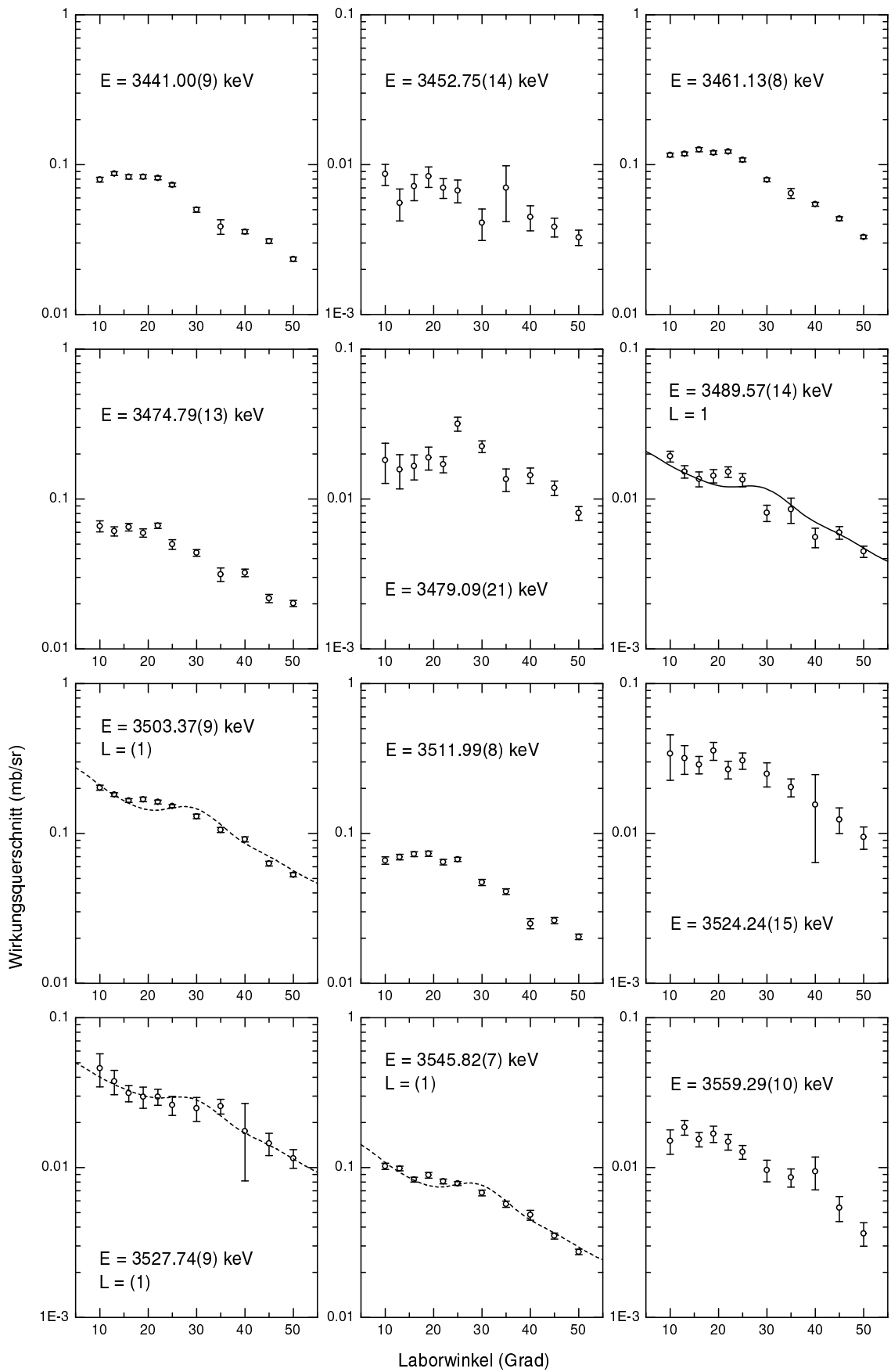


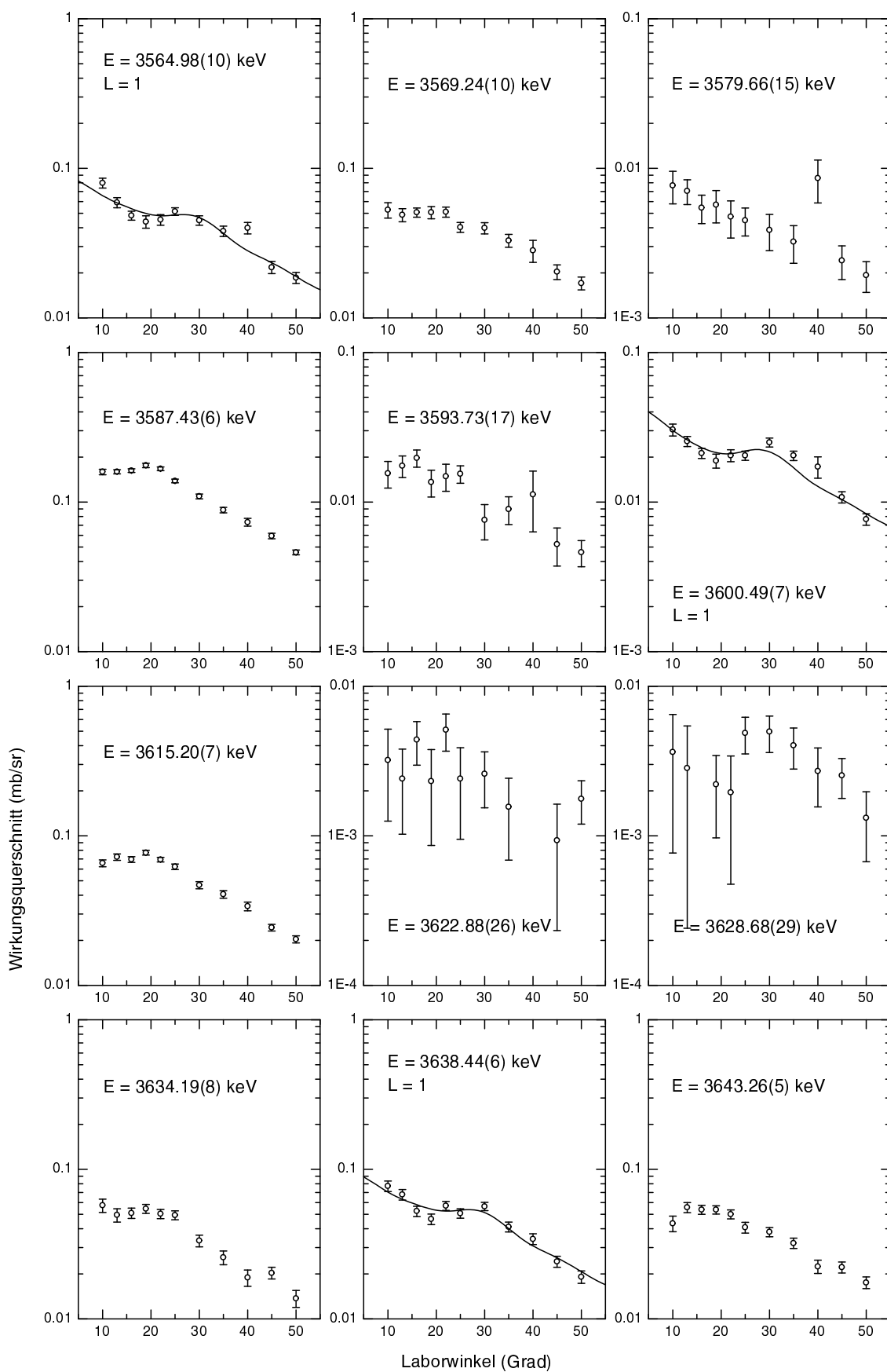


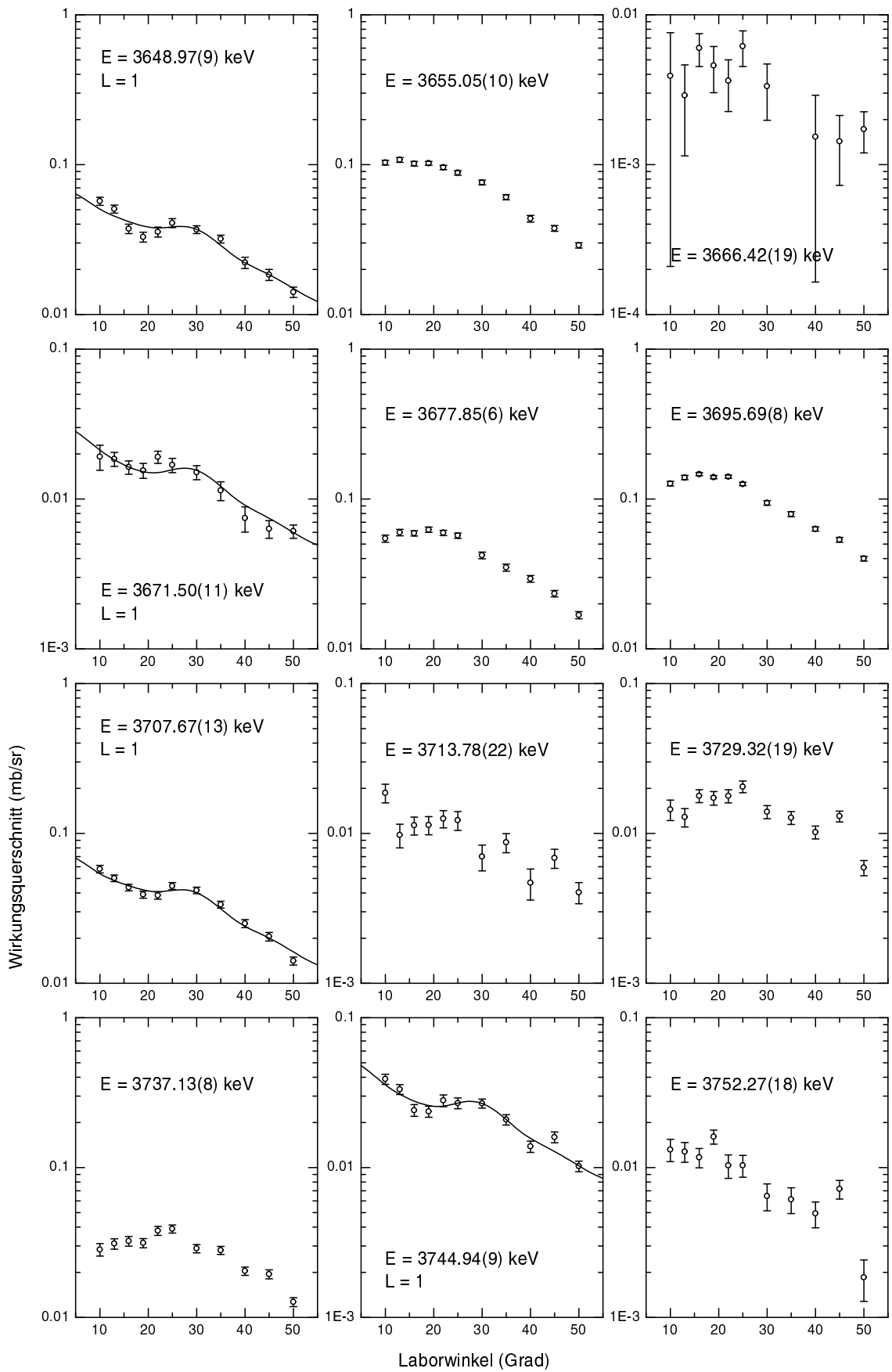


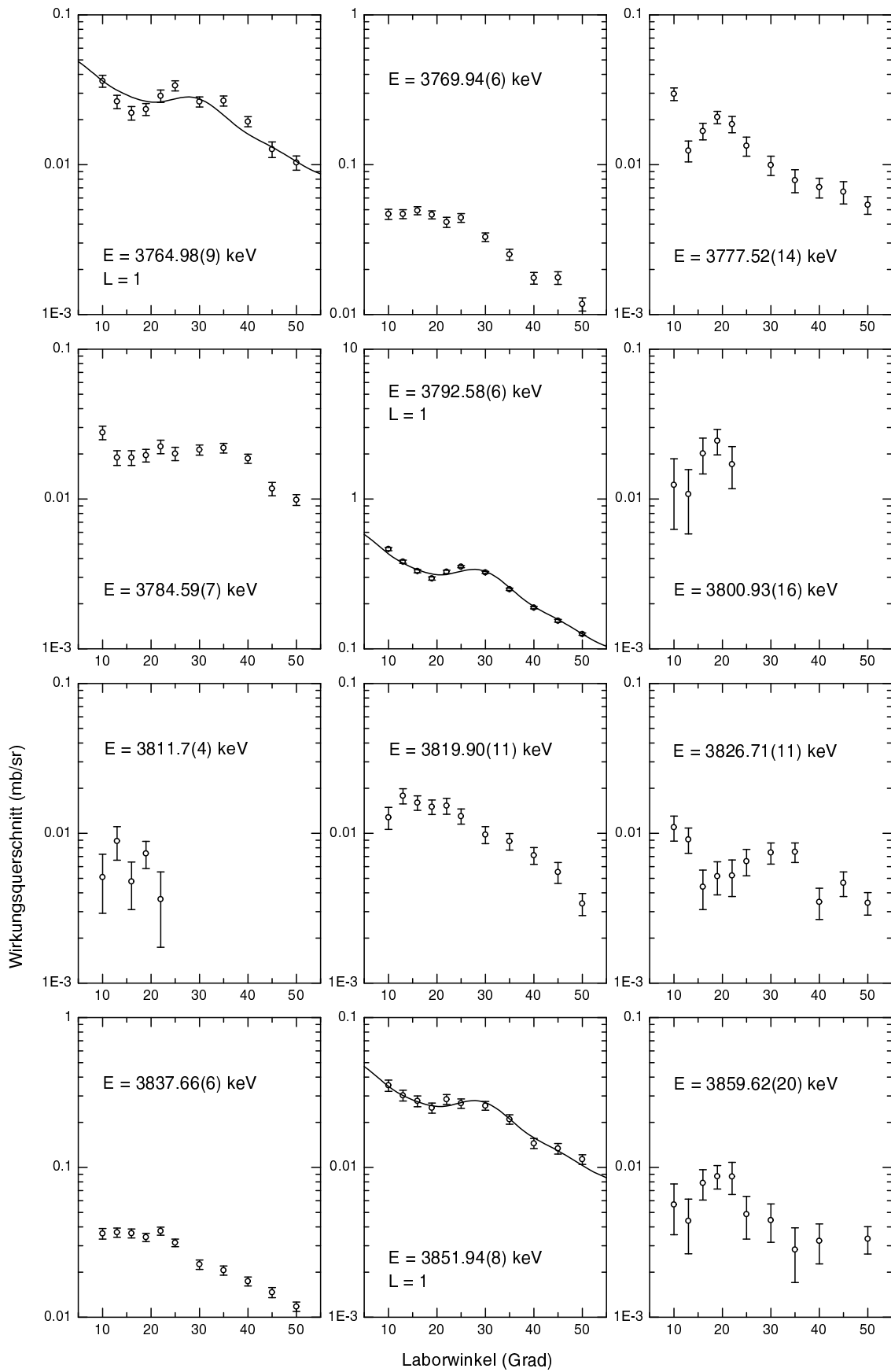


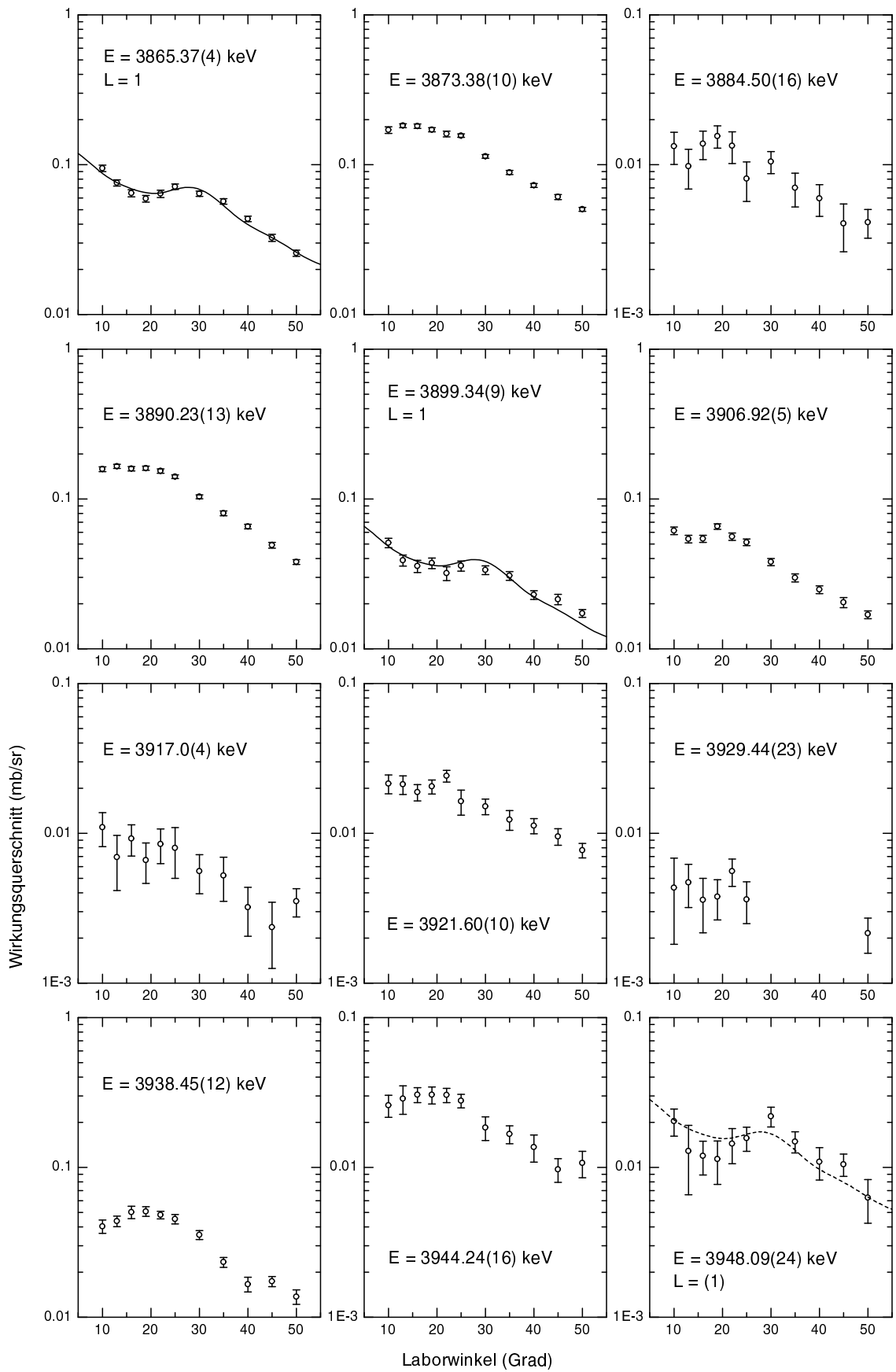


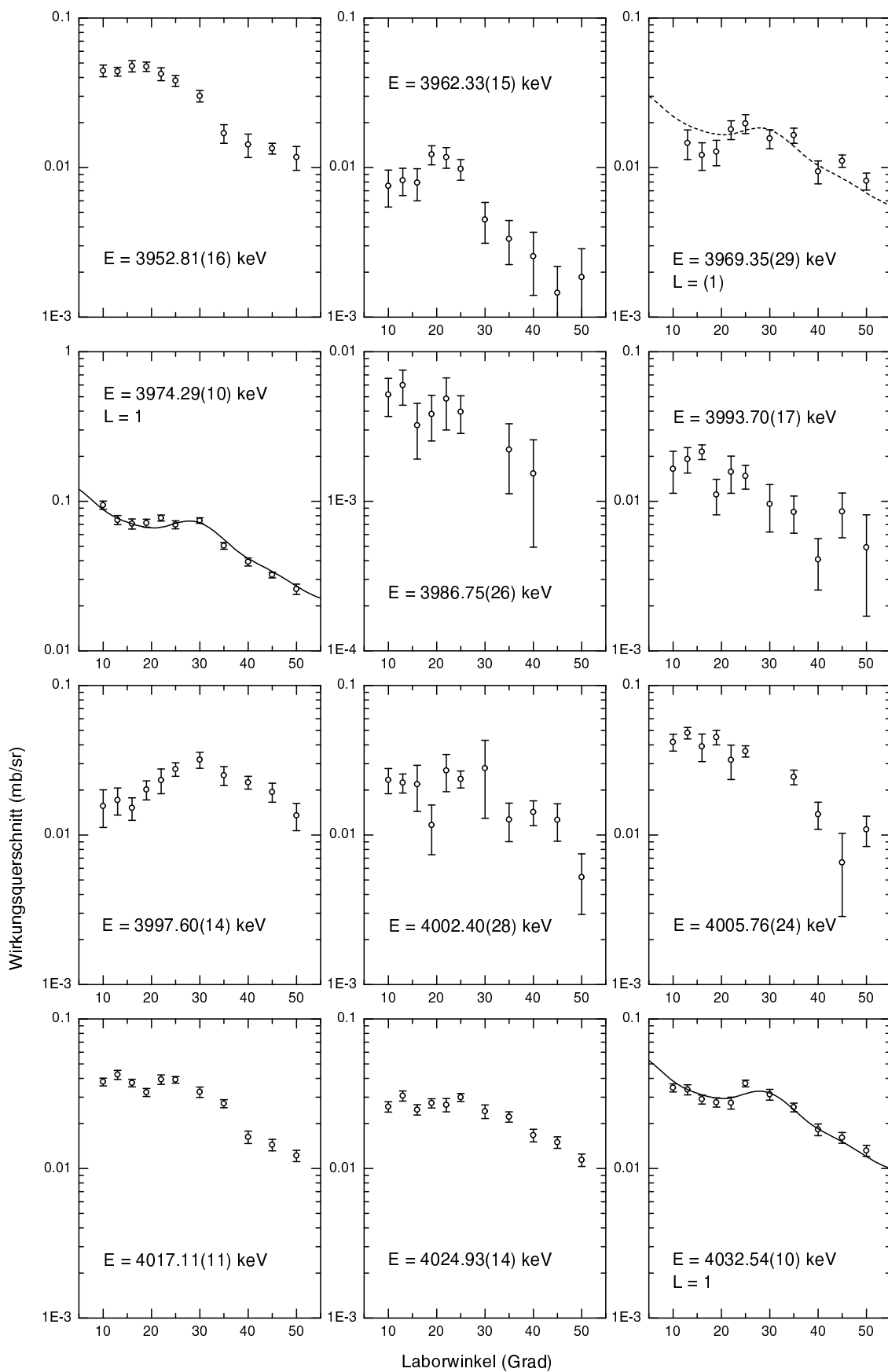


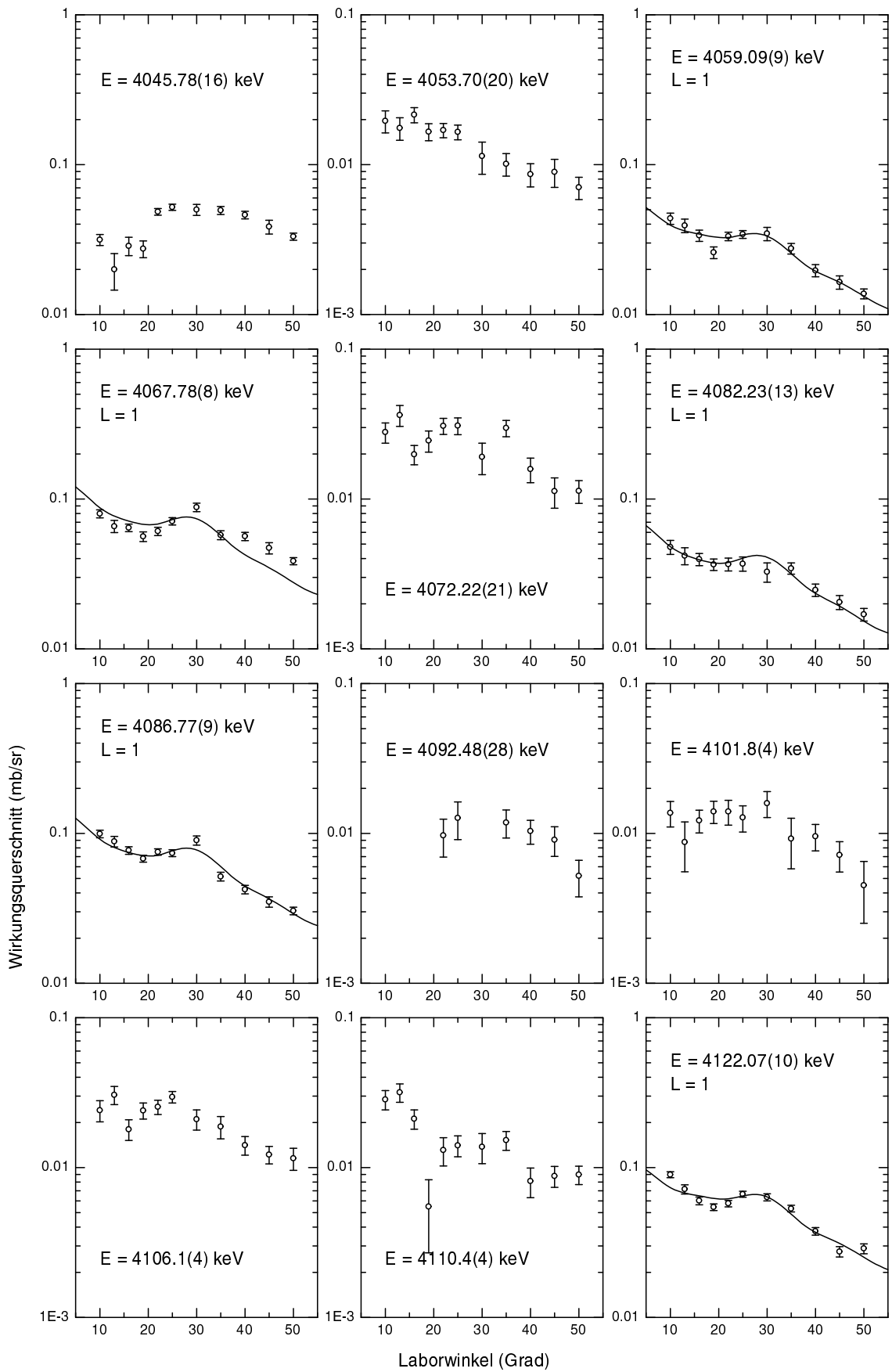


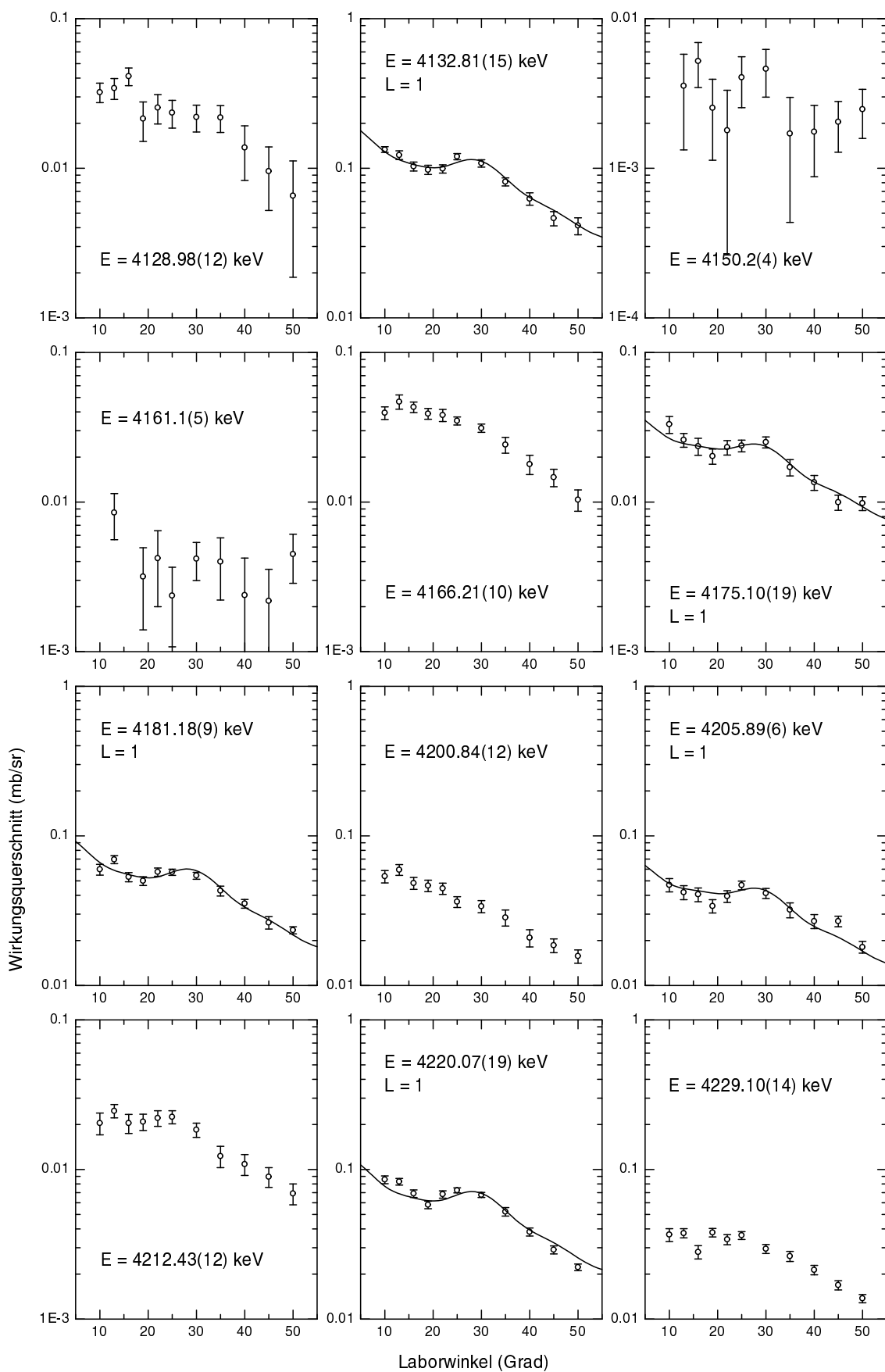


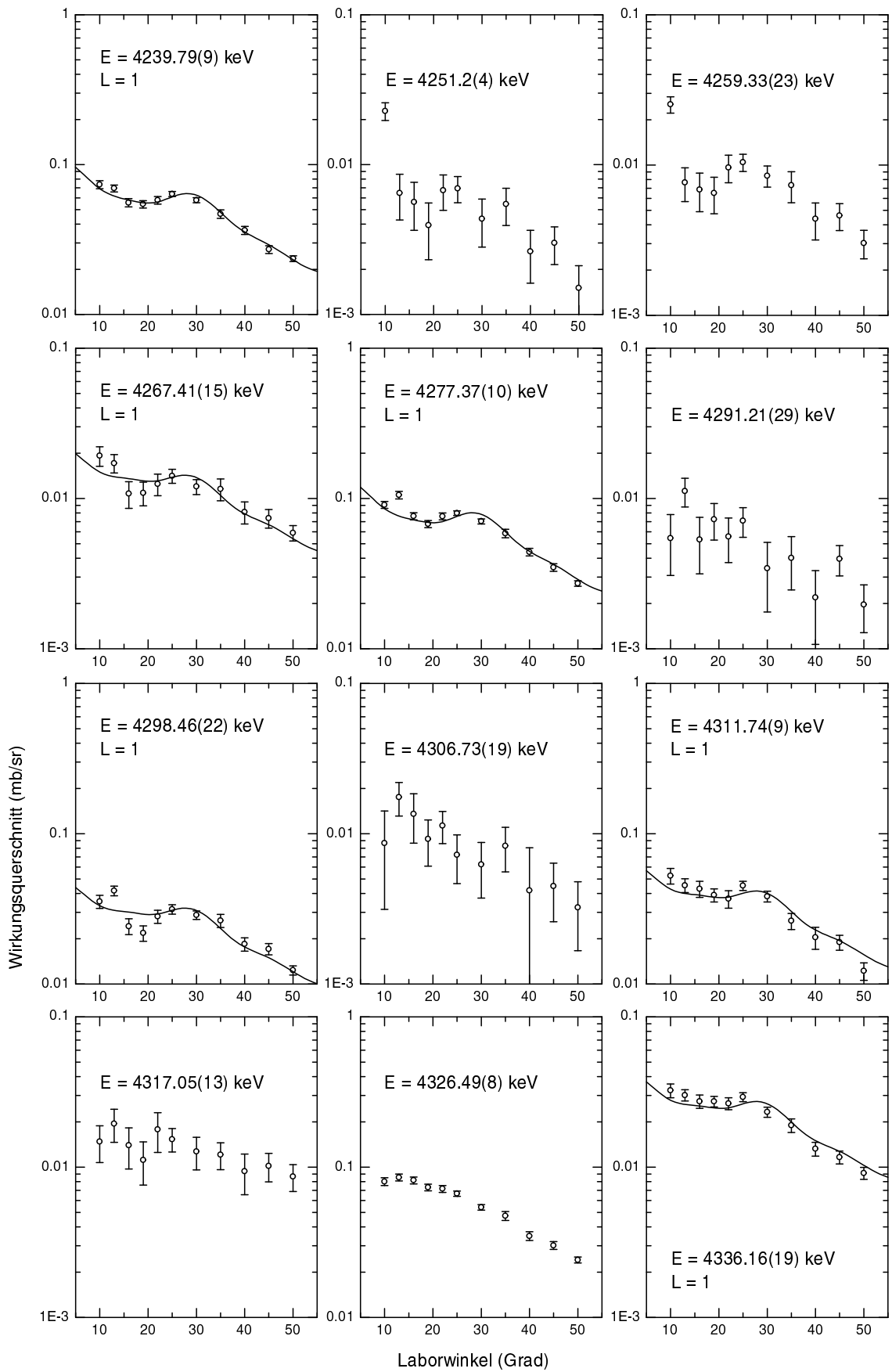


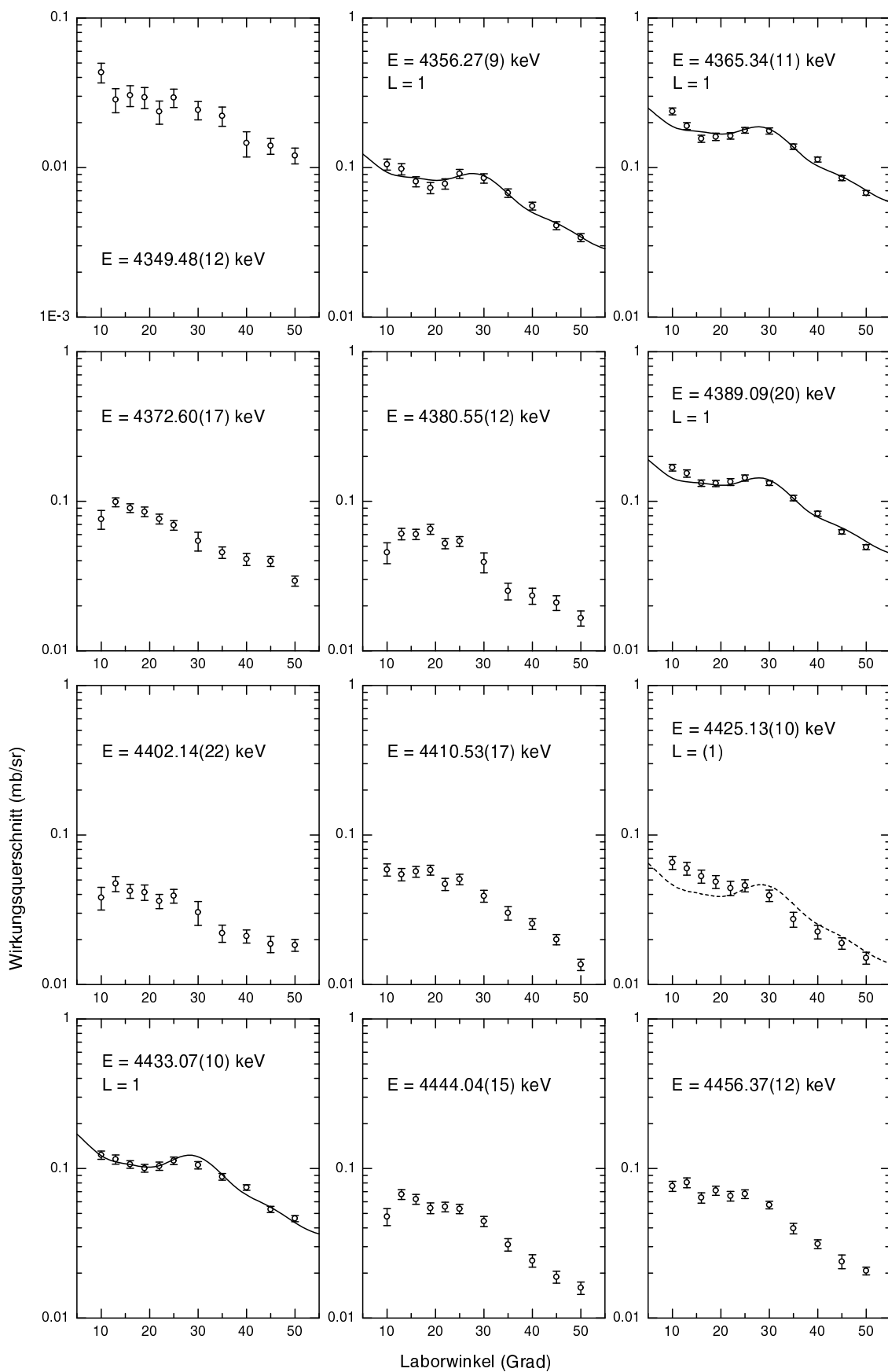


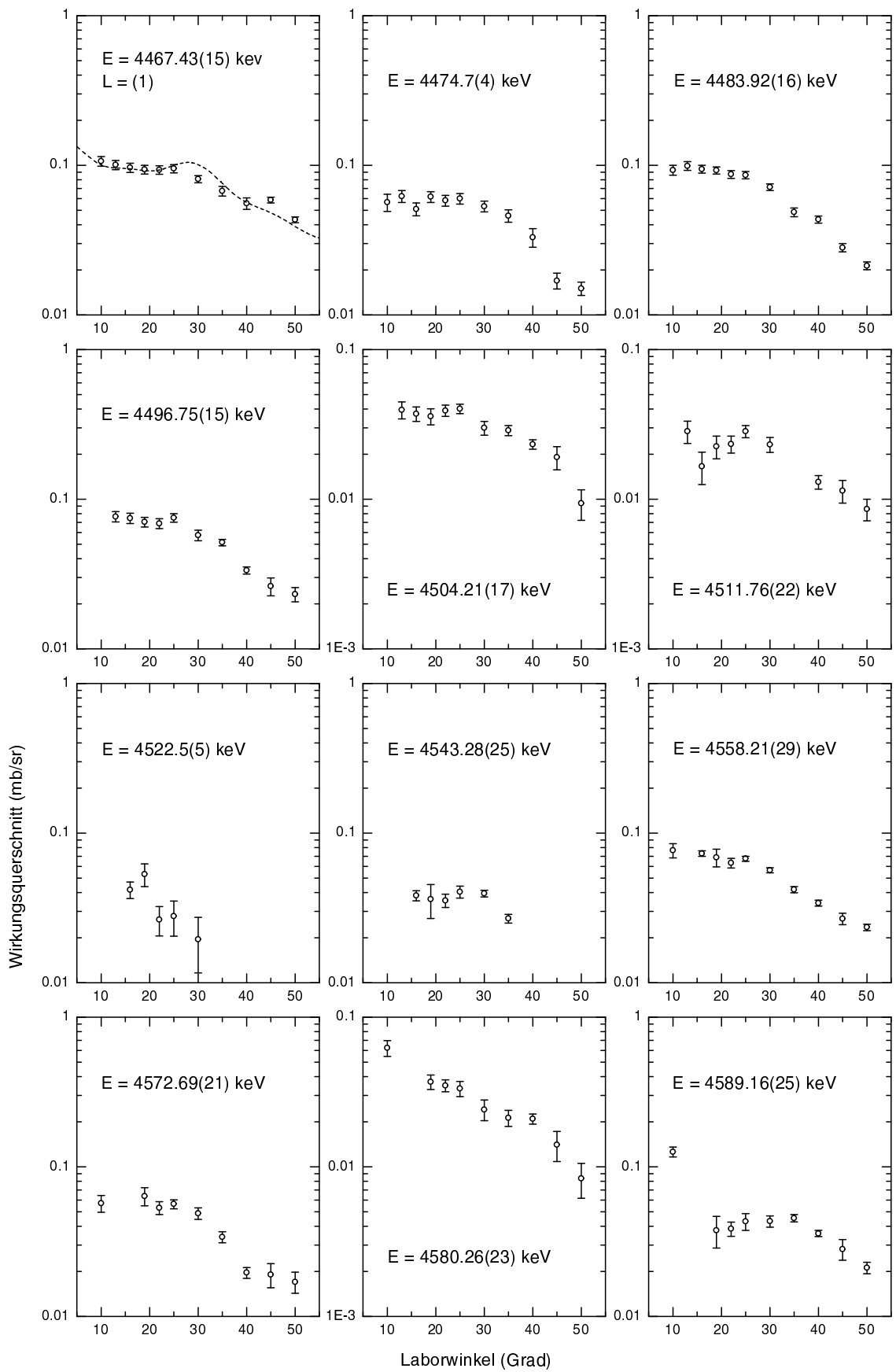


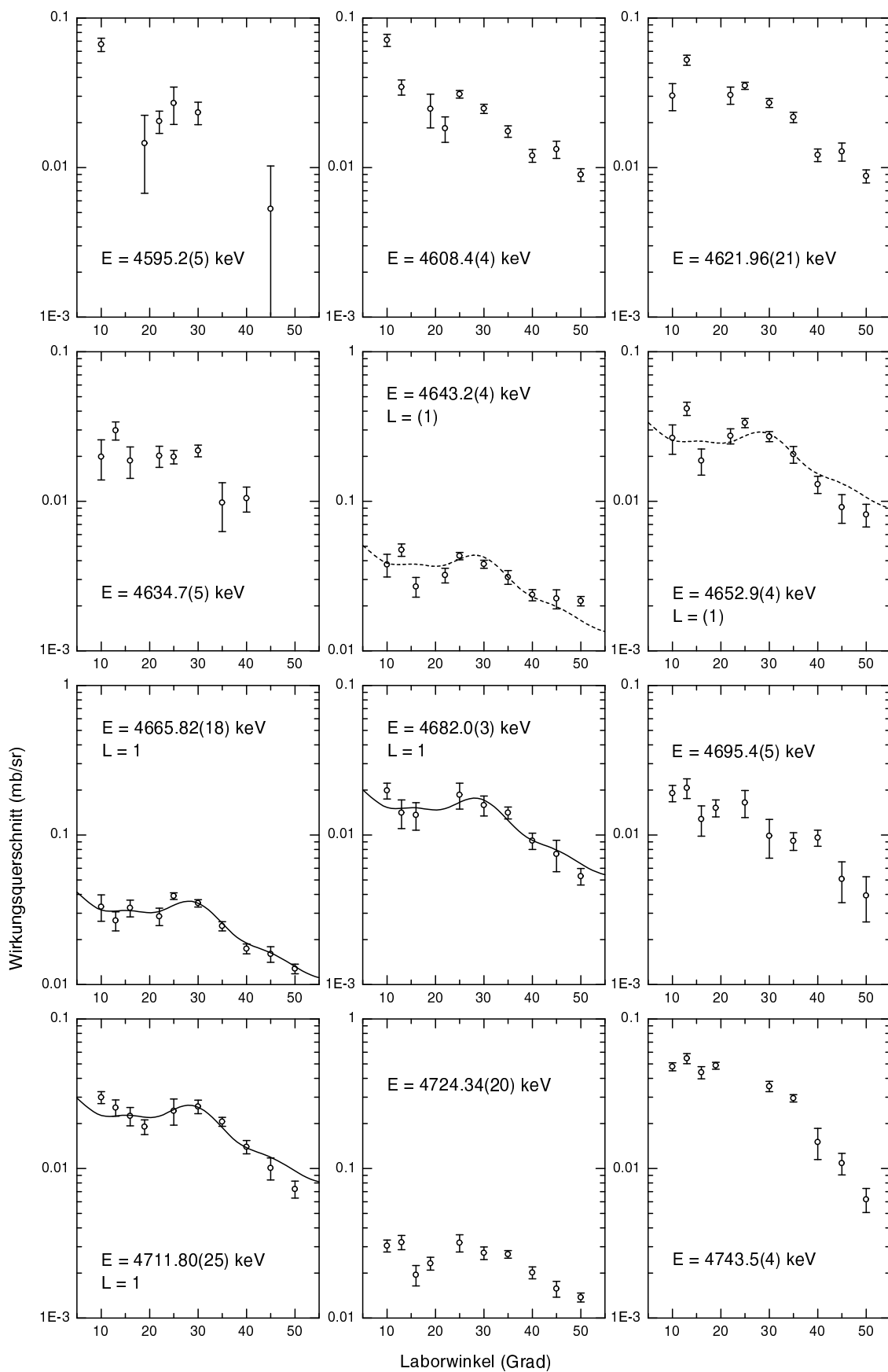


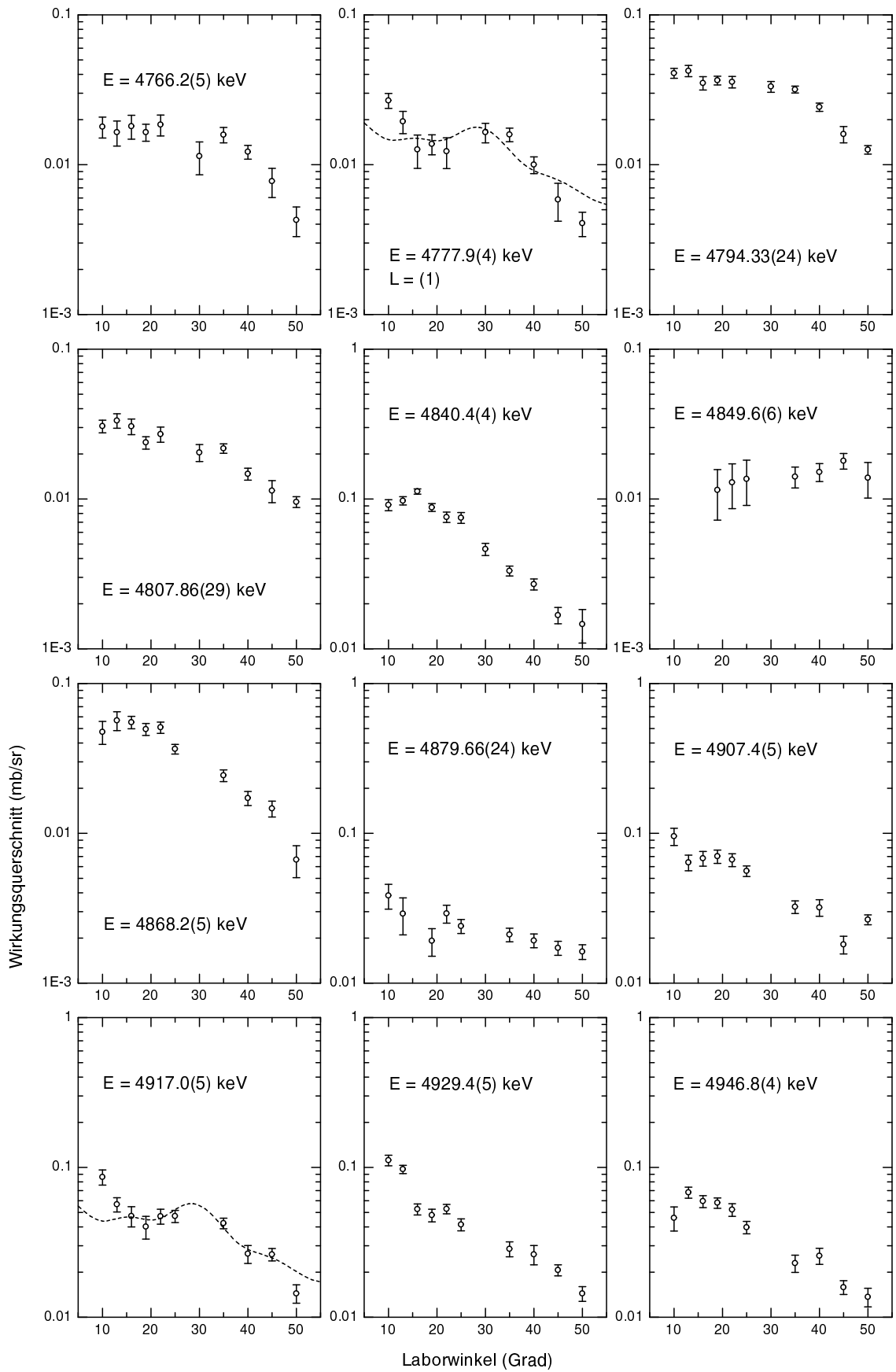


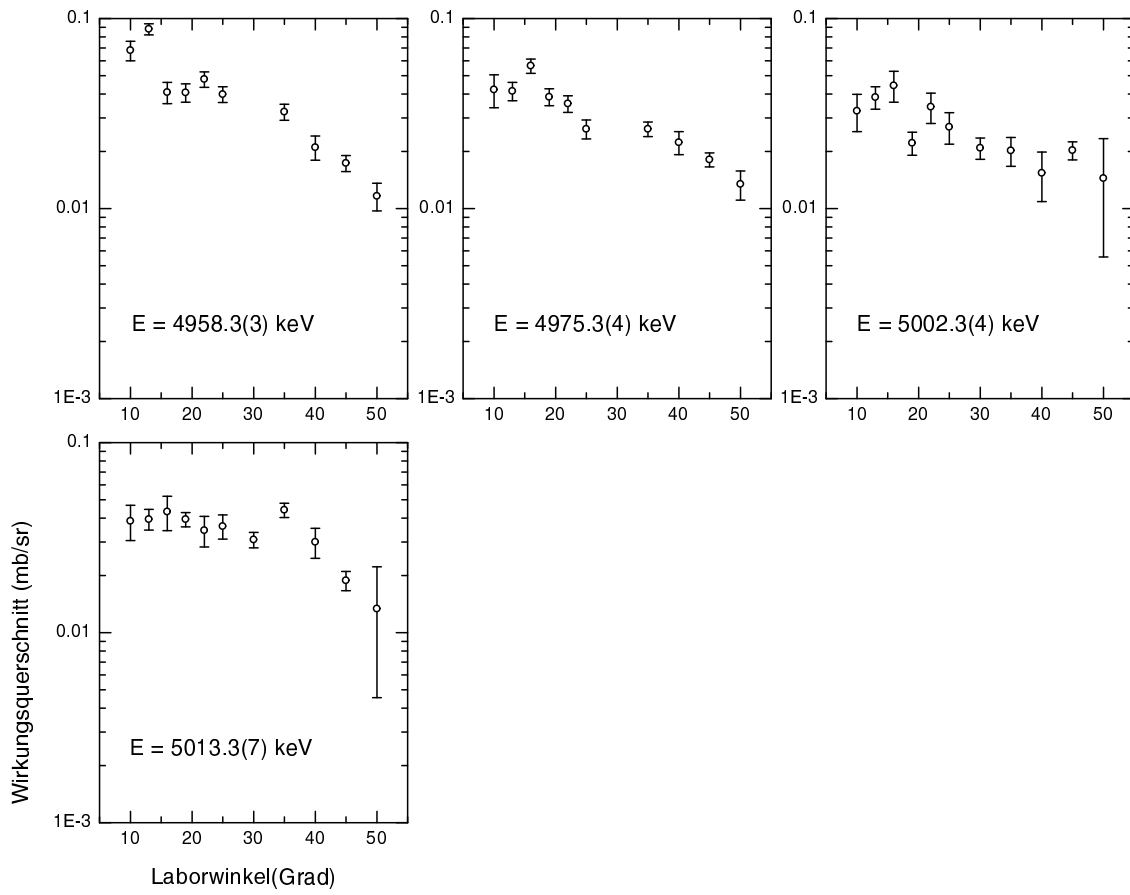












E Abbildungsverzeichnis

2.1	Q3D-Magnetspektrograph	8
2.2	Eintrittsblende des Q3D	8
2.3	Querschnitt des alten Kathodenstreifendetektors	10
2.4	Arbeitsweise des Kathodenstreifendetektors	11
2.5	Aufbau des Graw'schen Detektors	12
3.1	Schematischer Aufbau des Mikrostreifendetektors	13
3.2	Design der Mikrostreifenstruktur	14
3.3	Spektrum „Restenergie über Ort“ mit Wellenlängenschieber	15
3.4	Neues Design der Lichtsammlung	16
3.5	Spektrum „Restenergie über Ort“ (verbesserte Lichtsammlung)	16
3.6	Spektrum „Energieverlust über Restenergie“ (MSGC)	17
3.7	Ortsspektrum der Reaktion $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ (MSGC)	18
4.1	Schnitt durch den neuen Kathodenstreifendetektor	19
4.2	Photo der Kathodenstreifenfolie	20
4.3	Anordnung der Trägerplatinen	21
4.4	Photo der inneren Detektoreinheit	21
4.5	Photo des fertigen Detektors	22
4.6	Arbeitsprinzip des ASICs.	25
4.7	Prinzipschaltbild der Datenaufnahme.	28
4.8	Signale am PHD	30
5.1	Verteilung der Startstreifen bei einem weißen Spektrum	33
5.2	Verteilung der Multiplizitäten der einzelnen Startstreifen	34
5.3	Ortsspektrum nach Gaußfit der Ladungsverteilung	34
5.4	Vergößerter Ausschnitt des weißen Ortsspektrums	35
5.5	Fourier-Analyse der weißen Ortsspektren	36
5.6	Ortsabhängigkeiten des Energieverlust- und des Restenergiesignals	37
5.7	Spektrum „Energieverlust über Restenergie“	37
5.8	Verhältnisse bei den Energieverlustsignalen	38
5.9	Spektren der Summe der Kathodenstreifenladungen	39
5.10	Maximalwerte der Kathodenstreifenladung, Multiplizitätsverteilung	40
6.1	Bestimmung der optimalen Quadrupolkonstante	42

6.2	Teilchendentifizierung bei der $^{128}\text{Te}(\vec{d}, p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion	43
8.1	Meßaufbau für $(n, \gamma\gamma)$ -Koinzidenzen in Řež	51
8.2	Efficiency-Eichungen	52
8.3	Einzelspektrum der Reaktion $^{128}\text{Te}(n, \gamma)^{129}\text{Te}$	53
8.4	Typische Koinzidenzspektren	54
8.5	Ausschnitte aus Koinzidenzspektren	55
8.6	Erklärung der TSC-Technik	56
9.1	Schematischer Aufbau der Atomstrahlquelle	64
9.2	Breit-Rabi-Diagramm von Deuterium	64
9.3	Funktionsprinzip der Lambshiftquelle	65
9.4	Zeemaneffekt in Deuterium	66
9.5	Spektrum der $^{128}\text{Te}(d, p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei $E_d = 24$ MeV	67
9.6	Spektrum der $^{128}\text{Te}(d, p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei $E_d = 18$ MeV	68
9.7	Spektren der $^{128}\text{Te}(\vec{d}, p)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei 22°	69
9.8	Spektrum der $^{130}\text{Te}(\vec{d}, t)^{129}\text{Te}$ -Reaktion bei 24 MeV	70
9.9	CHUCK3-Eingabedatei für $^{128}\text{Te}(d, p)^{129}\text{Te}$ bei $E_d = 24$ MeV	73
9.10	CHUCK3-Eingabedatei für $^{128}\text{Te}(\vec{d}, p)^{129}\text{Te}$ bei $E_d = 18$ MeV	73
9.11	CHUCK3-Eingabedatei für $^{130}\text{Te}(\vec{d}, t)^{129}\text{Te}$ bei $E_d = 24$ MeV	73
9.12	Typische Winkelverteilungen der (d, p) -Messung bei $E_d = 24$ MeV	74
9.13	Typische Winkelverteilungen der (\vec{d}, p) -Messung bei $E_d = 18$ MeV	75
9.14	Typische Winkelverteilungen der (\vec{d}, t) -Messung	76
10.1	Die ersten 17 Niveaus aus $(n, \gamma\gamma)$ und ihr Zerfall	91
11.1	Experimentelles und IBFM-Niveauschema für positive Parität	103
11.2	Vergleich experimenteller und berechneter Verzweigungsverhältnisse	104
11.3	Anteile verschiedener Konfigurationen an der Wellenfunktion	105
11.4	Vergleich experimenteller und berechneter spektroskopischer Stärken	107
11.5	Vergleich der mit IBFM und QPM berechneten Niveauschemata	108
11.6	Experimentelles und IBFM-Niveauschema für negative Parität	110
11.7	Wirkungsquerschnitte aus der Lane-Lynn-Theorie und aus (n, γ)	112
11.8	G_{lj} in (d, p) und Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma f}$ und σ_{DC}	113
11.9	Bevölkerung der Isomers in ^{129}Te	114
A.1	Koinzidenzschaltung bei normalem Detektorbetrieb	122
A.2	Koinzidenzschaltung beim (d, pf) -Experiment	123

B.1	Verlauf eines „Fast Reset“	126
B.2	Schneller „Fast Reset“, noch nicht getestet	126
B.3	„Fast Reset“ mit Überschwinger	127
B.4	„Interner Reset“ mit Überschwinger	127
B.5	„Fast Reset“ mit „Externem Gate“	128
B.6	„Fast Reset“ mit „Externem Gate“, „Wired Or“ nach K 1100	128
B.7	Auslesen der Rohdatenblöcke durch Testbox	129
B.8	Auslesen der Rohdatenblöcke durch Testbox, Detail	129
B.9	Auslesen der Rohdatenblöcke durch Marabou (MBS-Gate-Zeit $50 \mu s$)	130
B.10	Auslesen der Rohdatenblöcke durch Marabou (MBS-Gate-Zeit $5 \mu s$) .	130

F Tabellenverzeichnis

8.1	Gamma-Übergänge nach dem Einfang thermischer Neutronen in ^{128}Te	57
9.1	In den DWBA-Rechnungen benutzte optische Potentiale	71
9.2	Angenommene Schalenmodell-Konfigurationen der Zustände in ^{129}Te	72
9.3	Spektroskopische Information zu ^{129}Te aus (d,p) und (d,t)	78
9.4	Analysierstärken A_y der $^{128}\text{Te}(\vec{d},p)^{129}\text{Te}$ -Messung bei 22°	86
10.1	Zerfall der Niveaus aus (n, $\gamma\gamma$)	92
10.2	Niveauschema von ^{129}Te aus (n, $\gamma\gamma$), (d,p) und (d,t)	96

Literatur

- [Abr58] A. ABRAGAM und J. M. WINTER. Proposal for a source of polarized protons. *Phys. Rev. Lett.* **1**, 374–375 (1958).
- [Ari76] A. ARIMA und F. IACHELLO. Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit. *Ann. Phys.* **99**, 253–317 (1976).
- [Ari78a] A. ARIMA und F. IACHELLO. Interacting boson model of collective nuclear states II. The rotational limit. *Ann. Phys.* **111**, 201–238 (1978).
- [Ari78b] A. ARIMA und F. IACHELLO. New symmetry in the *sd* boson model of nuclei: The group O(6). *Phys. Rev. Lett.* **40**, 385–387 (1978).
- [Ass74] W. ASSMANN, J. DE BOER, U. MEYER-BERKHOUT, S. SKORKA, E. HUENGES, P. KIENLE, H. MORINAGA, E. NOLTE, H. VONACH, H. MÜNZER, L. ROHRER und H. SCHNITZER. The Munich MP tandem. *Nucl. Instr. and Meth.* **122**, 191–203 (1974).
- [Bes] *Internetseite des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München* (<http://www.bl.physik.tu-muenchen.de>, World Wide Web).
- [Bon96] V. BONDARENKO, J. HONZÁTKO und I. TOMANDL. “Antialigned” members of the $h_{11/2}$ family in $^{123,125}\text{Te}$. *Z. Phys. A* **354**, 235–236 (1996).
- [Bon99] V. BONDARENKO, J. HONZÁTKO, I. TOMANDL, T. VON EGIDY, D. BUCURESCU, T. VON EGIDY, J. OTT, W. SCHAUER, H.-F. WIRTH und C. DOLL. Origin of the anomalous population of long-lived isomers in odd-A isotopes. *Phys. Rev. C* **60**, 027302 (1999).
- [Bon00] V. BONDARENKO, T. VON EGIDY, J. HONZÁTKO, I. TOMANDL, D. BUCURESCU, N. MĂRGINEAN, J. OTT, W. SCHAUER, H.-F. WIRTH und C. DOLL. Nuclear structure studies of ^{123}Te with (n, γ) and (d,p) reactions. *Nucl. Phys. A* **673**, 85–121 (2000).
- [Bry00] J. BRYSSINCK, L. GOVOR, V. YU. PONOMAREV, F. BAUWENS, O. BECK, D. BELIC, P. VON BRENTANO, D. D. FRENNE, C. FRANSEN, R.-D. HERZBERG, E. JACOBS, U. KNEISSL, H. MASER, A. NORD, N. PIETRALLA, H. H. PITZ und V. WERNER. Search for the electric dipole excitations to the $3s_{1/2} \otimes [2_1^+ \otimes 3_1^-]$ multiplet in ^{117}Sn . *Phys. Rev. C* **62**, 014309 (2000).
- [Buc00a] D. BUCURESCU. Private Mitteilung (2000).
- [Buc00b] D. BUCURESCU, T. VON EGIDY, H.-F. WIRTH, N. MĂRGINEAN, U. KÖSTER, W. SCHAUER, I. TOMANDL, G. GRAW, A. METZ, R. HERTENBERGER und Y. EISERMANN. Study of ^{121}Te with the (\vec{d},t) reaction. *Nucl. Phys. A* **672**, 21–53 (2000).

- [Buc00c] D. BUCURESCU, T. VON EGIDY, H.-F. WIRTH, N. MĂRGINEAN, U. KÖSTER, G. GRAW, A. METZ, R. HERTENBERGER und Y. EISERMANN. Study of ^{119}Te with the (\vec{d},t) reaction. Nucl. Phys. A **674**, 11–28 (2000).
- [Bus69] D. L. BUSHNELL, R. P. CHATUVERDI und R. K. SMITHER. Neutron-capture gamma-ray studies of the level structure of the Te^{124} nucleus. Phys. Rev. **179**(4), 1113–1133 (1969).
- [Cas90] R. F. CASTEN. *Nuclear structure from a simple perspective* (Oxford Univ. Press, New York, 1990).
- [Cha83] A. CHALUPKA, W. BARTL, L. SCHÖNAUER, K. U. BAHNSEN, J. LABEDZKI, H. J. SCHEERER, H. VONACH und G. ZIEGLER. New MWPCs for the Munich Q3D spectrograph. Nucl. Instr. and Meth. **217**, 113–120 (1983).
- [Dae80] W. W. DAEHNICK, J. D. CHILDS und Z. VRCELJ. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV. Phys. Rev. C **21**(6), 2253–2274 (1980).
- [Dia94] H. DIAS und L. LOSANO. Semimicroscopic description of the odd-A Te isotopes. Phys. Rev. C **50**(3), 1377–1382 (1994).
- [Egi01] T. VON EGIDY, H.-F. WIRTH, I. TOMANDL, J. HONZÁTKO, V. BONDARENKO, D. BUCURESCU, Y. EISERMANN, G. GRAW und R. HERTENBERGER. The special nuclear structure of the Te isotopes. In *Proc. Int. Symposium on Nuclear Structure and Physics, Göttingen 2001*, Hrsg. R. Casten (Erscheint bei World Scientific, Singapore, 2001).
- [Fic71] D. FICK. *Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen* (Bibliographisches Institut, Mannheim, 1971).
- [Fir96] R. B. FIRESTONE. In *Table of Isotopes*, Hrsg. Y. S. Shirley (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1996).
- [Gal82] S. GALÈS, G. M. CRAWLEY, D. WEBER und B. ZWIEGLINSKI. Neutron-hole strength distributions in heavy nuclei. Nucl. Phys. A **381**, 173–194 (1982).
- [Gal88] S. GALÈS, C. STOYANOV und A. I. VDOVIN. Damping of high-lying single-particle modes in heavy nuclei. Phys. Rep. **166**, 125–193 (1988).
- [Glä77] P. GLÄSSEL. A multiwire proportional chamber system with digital read-out for the Munich Q3D-spectrograph. Nucl. Instr. and Meth. **140**, 61–70 (1977).
- [Gro66] L. V. GROSHEV, A. M. DEMIDOV und N. SHADIEV. Spectrum of gamma rays produced in the capture of thermal neutrons by tellurium. J. Nucl. Phys. (U.S.S.R.) **4**(2), 172–177 (1966).

- [Her01a] R. HERTENBERGER. Private Mitteilung (2001).
- [Her01b] R. HERTENBERGER, Y. EISERMANN, H.-F. WIRTH und G. GRAW. A Stern-Gerlach source for intense and bright beams of negative polarised hydrogen ions. Erscheint im Jahresbericht 2000 des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München (2001).
- [Hil89] H. HILLER. *Entwicklung und Inbetriebnahme eines integrierten Halbleiterbausteins für das Datenerfassungssystem eines ortsempfindlichen Detektors, sowie Messung und Auswertung der Reaktion $^{127}\text{I}(d,p)^{128}\text{I}$* . Diplomarbeit, Techn. Univ. München (1989).
- [Hon81] J. HONZÁTKO, K. KONEČNÝ, F. BEČVÁŘ, E. A. EISSA und M. KRÁLÍK. Evidence for direct mechanism in the $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ reaction at thermal neutron energies. *Z. Phys. A* **299**, 183–184 (1981).
- [Hon96] J. HONZÁTKO, K. KONEČNÝ, I. TOMANDL, J. VACÍK, F. BEČVÁŘ und P. CEJNAR. Facility and method for studying two-step γ cascades in thermal neutron capture. *Nucl. Instr. and Meth. A* **376**, 434–442 (1996).
- [Hon97] J. HONZÁTKO. Private Mitteilung (1997).
- [Hon99] J. HONZÁTKO, I. TOMANDL, V. BONDARENKO, D. BUCURESCU, T. VON EGIDY, J. OTT, W. SCHAUER, H.-F. WIRTH, C. DOLL, A. GOLLWITZER, G. GRAW, R. HERTENBERGER und B. D. VALNION. Nuclear structure studies of ^{125}Te with (n,γ) , (d,p) and $(^3\text{He},\alpha)$ reactions. *Nucl. Phys. A* **645**, 331–375 (1999).
- [Iac79] F. IACHELLO und O. SCHOLTEN. Interacting boson-fermion model of collective states in odd- A nuclei. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 679–682 (1979).
- [Jol64] R. K. JOLLY. Nuclear structure studies in tellurium isotopes with (d,p) and (d,t) reactions. *Phys. Rev.* **136**(3B), 683–694 (1964).
- [Kle84] K. KLEINKNECHT. *Detektoren für Teilchenstrahlung* (Teubner, Stuttgart, 1984).
- [Koe91] L. KOESTER, H. RAUCH und E. SEYMANN. Neutron scattering length: A survey of experimental data and methods. *At. Data and Nucl. Data Tables* **49**, 65–120 (1991).
- [Kru82] B. KRUSCHE, K. P. LIEB, H. DANIEL, T. VON EGIDY, G. BARREAU, H. G. BÖRNER, R. BRISSOT, C. HOFMEYR und R. RASCHER. Gamma ray energies and ^{36}Cl level scheme from the reaction $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$. *Nucl. Phys. A* **386**, 245–268 (1982).
- [Kun] *Homepage for Peter D. Kunz* (<http://spot.colorado.edu/~kunz/>, World Wide Web).
- [Lam51] W. E. LAMB, JR. und R. C. RETHERFORD. Fine structure of the hydrogen atom. Part II. *Phys. Rev.* **81**(2), 222–232 (1951).

- [Lan60a] A. M. LANE und J. E. LYNN. Theory of radiative capture in the resonance region. *Nucl. Phys.* **17**, 563–585 (1960).
- [Lan60b] A. M. LANE und J. E. LYNN. Anomalous radiative capture in the neutron resonance region: Analysis of the experimental data on electric dipole transitions. *Nucl. Phys.* **17**, 586–608 (1960).
- [Leo87] W. R. LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer, Berlin, 1987).
- [Lin88] H. LINDNER, H. ANGERER und G. HLAWATSCH. A new multiwire proportional chamber with fast single strip readout and individual analog to digital conversion. *Nucl. Instr. and Meth. A* **273**, 444–446 (1988).
- [Lin89] H. LINDNER. *Entwicklung und Bau eines Fokalebenenendetektors für den Münchner Q3D-Spektrographen*. Dissertation, Techn. Univ. München (1989).
- [Löf73] M. LÖFFLER, H. J. SCHEERER und H. VONACH. The ion optical properties of the Munich Q3D-spectrograph investigated by means of a special experimental ray tracing method. *Nucl. Instr. and Meth.* **111**, 1–12 (1973).
- [Lon81] M. A. LONE, R. A. LEAVITT und D. A. HARRISON. Prompt gamma rays from thermal-neutron capture. *At. Data and Nucl. Data Tables* **26**, 511–559 (1981).
- [MK92] T. MAYER-KUCKUCK. *Kernphysik* (B. G. Teubner, Stuttgart, 1992).
- [MK97] T. MAYER-KUCKUCK. *Atomphysik* (B. G. Teubner, Stuttgart, 1997).
- [Moo67] W. H. MOORE, G. K. SCHLEGEL, S. O'DELL, A. GRAUE und J. R. LIEN. The $^{128}\text{Te}(d,p)^{129}\text{Te}$ reaction at 7.5 MeV bombarding energy. *Nucl. Phys. A* **104**, 327–339 (1967).
- [Mug79] S. F. MUGHABGHAB. Verifications of the Lane-Lynn theory of direct neutron capture. *Phys. Lett.* **81B**(2), 93–97 (1979).
- [Mug81] S. F. MUGHABGHAB, M. DAVIDEENAM und N. E. HOLDEN. *Neutron resonance parameters and thermal cross sections*, Bd. 1, Teil A (Academic Press, New York, 1981).
- [NNDC] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, NY* (<http://www.nndc.bnl.gov>, World Wide Web, 2001).
- [Oed88] A. OED. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instr. and Meth. A* **263**, 351–359 (1988).
- [Ott95] J. OTT, H. ANGERER, T. VON EGIDY, R. GEORGII und W. SCHAUER. A position sensitive cathode strip detector with single strip readout. *Nucl. Instr. and Meth. A* **367**, 280–284 (1995).

- [Ott96] J. OTT. *Einzelstreifenauslese für einen hochauflösenden Kathodenstreifendetektor / Untersuchungen zur Kernstruktur von ^{126}Te* . Dissertation, Techn. Univ. München (1996).
- [Per76] C. M. PEREY und F. G. PEREY. Compilation of phenomenological optical-model parameters. *At. Data and Nucl. Data Tables* **17**, 1–101 (1976).
- [Pon01] V. YU. PONOMAREV. Private Mitteilung (2001).
- [Rie91] F. RIESS. GASPAN at the UNIX computers. Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München S. 168–169 (1991).
- [Rik89] J. RIKOVSKA, N. J. STONE, P. M. WALKER und W. B. WALTERS. Intruder states in even-even Te nuclei. *Nucl. Phys. A* **505**, 145–172 (1989).
- [Scha93a] W. SCHAUER. *Entwicklung der Datenerfassungssoftware für einen Q3D-Detektor und Messung der Transferreaktion $^{169}\text{Tm}(d,p)^{170}\text{Tm}$* . Diplomarbeit, Techn. Univ. München (1993).
- [Scha93b] W. SCHAUER, T. VON EGIDY, R. GEORGII und J. OTT. A new concept for a light-ion focal-plane detector for the Q3D magnetic spectrograph. Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München S. 209–211 (1993).
- [Scha97] W. SCHAUER. *Untersuchungen zur Kernstruktur von ^{122}Te / Aufbau eines Mikrostreifen-Gas-Detektors für den Münchener Q3D-Magnetspektrographen*. Dissertation, Techn. Univ. München (1997).
- [Sche74] H. J. SCHEERER. *Untersuchung von Feldeigenschaften an den Ablenkmagneten und dem Multipolelement des Q3D-Spektrographen sowie hochauflösende Messung des Teilchenenergiespektrums bei der Reaktion $^{153}\text{Eu}(p,d)^{152}\text{Eu}$* . Dissertation, Techn. Univ. München (1974).
- [Scho] O. SCHOLTEN. Computer Code SPEC, unveröffentlicht .
- [Scho82] O. SCHOLTEN. Computer Codes ODDA and PBEM. KVI internal report **252** (1982).
- [Schr] K. SCHRECKENBACH. Computerprogramm LEFIT, unveröffentlicht .
- [Sha81] M. A. M. SHAHABUDDIN, J. A. KUEHNER und A. A. PILT. (t,d) reaction on ^{124}Te , ^{126}Te , ^{128}Te , and ^{130}Te nuclei. *Phys. Rev. C* **23**(1), 64–78 (1981).
- [Sol78] V. G. SOLOV'EV. Quasiparticle-phonon model of the nucleus I. Basic propositions. *Sov. J. Part. Nucl.* **9**, 343–359 (1978).

- [Sto91] C. A. STONE, B. E. ZIMMERMANN, C. E. FORD, P. F. MANTICA, JR. und W. B. WALTERS. Levels in ^{129}Te populated in the $^{128}\text{Te}(n,\gamma)$ reaction. In *Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Pacific Grove 1990, AIP Conf. Proc.*, Hrsg. R. W. Hoff, Bd. 238, S. 431–433 (American Institute of Physics, New York, 1991).
- [Swi94] J. R. SWIDER, D. M. MUSTILLO, L. F. CONTICCHIO, W. B. WALTERS, R. L. PAUL und R. M. LINDSTROM. Gamma ray cascades in the $\text{Te-128}(n,\gamma)$ reaction observed in coincidence measurements. In *Proc Int. Conf. Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Fribourg 1993*, Hrsg. J. Kern, S. 335–337 (World Scientific, Singapore, 1994).
- [Ten96] Y. TENDOW. Nuclear Data Sheets **77**, 631 (1996).
- [Tom00] I. TOMANDL, V. BONDARENKO, D. BUCURESCU, J. HONZÁTKO, T. VON EGIDY, H.-F. WIRTH, G. GRAW, R. HERTENBERGER, A. METZ und Y. EISERMANN. Nuclear spectroscopy of odd Te isotopes. In *Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Santa Fe 1999, AIP Conf. Proc.*, Hrsg. S. Wender, Bd. 529, S. 200–207 (American Institute of Physics, New York, 2000).
- [Tri90] H. TRIEB. *Entwicklung und Bau einer elektronischen Auswerteeinheit für einen ortsempfindlichen Detektor und Präzisionsmessungen von Q-Werten am Q3D-Spektrographen*. Diplomarbeit, Techn. Univ. München (1990).
- [Val92] B. D. VALNION. *Entwicklung und Anwendung von Datenaufnahme/Wiedergabe- und Eichroutinen für Q3D-Fokalebenendetektoren*. Diplomarbeit, Univ. München (1992).
- [Vdo78] A. I. VDOVIN, V. V. VONOROV, V. G. SOLOVIEV und C. STOYANOV. Part. Nuclei **16**, 245 (1978).
- [Wir96] H.-F. WIRTH. *Entwicklung und Bau eines Reinstgasmischsystems für einen Mikrostreifen-Detektor/Messung und Auswertung der Transferreaktion $^{165}\text{Ho}(d,p)^{166}\text{Ho}$* . Diplomarbeit, Techn. Univ. München (1996).
- [Wir97] H.-F. WIRTH, T. VON EGIDY, W. SCHAUER, H. ANGERER, B. KETZER, J. OTT und R. SCHMIDT. Test of a prototype of a new Q3D focal plane detector using a microstrip gas counter on a glass scintillator. Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München S. 90 (1997).
- [Wir98] H.-F. WIRTH, T. VON EGIDY, W. SCHAUER, H. ANGERER, B. KETZER und J. OTT. Microstrip gas counter for the Q3D focal plane. Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München S. 98 (1998).
- [Wir00] H.-F. WIRTH, T. VON EGIDY, C. DOLL, U. KÖSTER, W. SCHAUER, I. TOMANDL, J. HONZÁTKO, V. BONDARENKO, D. BUCURESCU,

- G. GRAW, Y. EISERMANN, R. HERTENBERGER und A. METZ. Spectroscopy of ^{129}Te . In *Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Santa Fe 1999, AIP Conf. Proc.*, Hrsg. S. Wender, Bd. 529, S. 663–665 (American Institute of Physics, New York, 2000).
- [Zan91] E. ZANOTTI, M. BISENBERGER, R. HERTENBERGER, H. KADER und G. GRAW. A long position and angle resolving light ion detector for the Munich Q3D magnetic spectrograph. *Nucl. Instr. and Meth. A* **310**, 706–707 (1991).

Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei allen, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben, ganz herzlich bedanken.

Besonderen Dank schulde ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Till von Egidy für die Ermöglichung dieser Doktorarbeit. Die Kernphysik mit einem eigenen Detektor erkunden zu können, war etwas ganz Besonderes. Den Rat meines Doktorvaters habe ich immer gerne angenommen, so wie ich sein breites Wissen immer bewundert habe. Andererseits danke ich ihm aber auch für sein Vertrauen in meine Arbeit.

Meinen Vorgängern Dr. Werner Schauer und Dr. Jürgen Ott danke ich für ihr Wissen, das sich als sehr wertvoll erwiesen hat.

Prof. Dr. Gerhard Graw und seiner Gruppe mit Frau Yvonne Eisermann, Dr. Ralf Hertenberger und Dr. Alexander Metz danke ich für die großartige Zusammenarbeit, die über das „Geschäftliche“ weit hinausgeht.

Prof. Dr. Stefan Paul danke ich für seine großzügige Unterstützung. E18 hat unter seiner Leitung viel neuen Schwung bekommen.

Dr. Ivo Tomandl, Dr. Dorel Bucurescu, Dr. Jaroslav Honzátko, Dr. Valerie Bondarenko, Dr. Janis Berzins und Dr. Vladimir Ponomarev danke ich für unsere fruchtbare Kollaboration.

Dr. Bernhard Ketzler und Herr Heinz Angerer haben mit ihrer Freundschaft in den letzten vier Jahren nicht nur das Arbeitsklima, sondern auch so manche privaten Stunden positiv beeinflusst.

Ohne die Hilfe einer fabelhaften Werkstatt, die mir in Person von Herrn Martin Aigner, Herrn Eduard Putzer und Herrn Gerd Singer meine Wünsche fast von den Augen abgelesen hat, wäre der Detektor nie fertig geworden. An dieser Stelle sei auch Herrn Bernd Weiss von der Elektronik gedankt.

Der Rechnergruppe des Beschleunigerlabors, besonders Dr. Otto Schaile und Herrn Rudi Lutter, danke ich für ihren Einsatz beim Umschreiben der Software und bei Problemen mit der DIRNE.

Dr. Thomas Faestermann, Herrn Walter Carli, und der ganzen Beschleunigermannschaft danke ich für ihren wertvollen Beitrag zu vielen gelungenen Strahlzeiten.

Für die Targets danke ich Dr. P. Maier-Komor, Frau K. Nacke, Dr. H. J. Maier und besonders Frau D. Frischke.

Bei allen Mitgliedern von E18, besonders bei Dr. F. J. Hartmann, Dr. W. Schott, Herrn I. Konorov und Frau K. Frank, bedanke ich mich für das ausgezeichnete Arbeitsklima und vielseitige Hilfe.

Meiner Mutter und meinem Stiefvater danke ich für die lange Unterstützung meiner Ausbildung.

Und nicht zuletzt danke ich meiner Freundin Carolin Frank für ihr Interesse an meiner Arbeit, aber vor allem für die nötige Abwechslung.

