
Kernstrukturuntersuchungen in mittelschweren Atomkernen mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz

Nuclear Structure Studies on Medium-Heavy Mass Nuclei using the Method of Nuclear Resonance Fluorescence

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von M.Sc. Markus Zweidinger aus Frankfurt am Main

Tag der Einreichung: 17. Mai 2016, Tag der Prüfung: 22. Juni 2016

2016 – Darmstadt – D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik



Unterstützt durch die DFG im Rahmen des SFB 634

Kernstrukturuntersuchungen in mittelschweren Atomkernen mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz
Nuclear Structure Studies on Medium-Heavy Mass Nuclei using the Method of Nuclear Resonance Fluorescence

Genehmigte Dissertation von M.Sc. Markus Zweidinger aus Frankfurt am Main

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 17. Mai 2016
Tag der Prüfung: 22. Juni 2016

2016 — Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:
URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-56154](http://nbn:de:tuda-tuprints-56154)
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5615>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 2. August 2016

(M.Zweidinger)

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Dipolstärkeverteilung der stabilen Isotope ^{92}Zr und ^{94}Zr . Beide weisen sowohl eine gerade Protonen- als auch Neutronenzahl auf. Angewendet wurde die Methode der Kernresonanzfluoreszenz, bei der reelle Photonen verwendet werden, um den Kern aus dem Grundzustand heraus in einen angeregten Zustand zu versetzen. Die Messungen wurden an zwei verschiedenen Experimentierplätzen durchgeführt. Zum einen am Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS) und zum anderen an der High Intensity γ -ray Source (HI γ S). Während aus den Messungen an DHIPS Informationen über die Spinquantenzahl und den integrierten Wirkungsquerschnitt einzelner Zustände gewonnen werden können, geben die Messungen an HI γ S Aufschluss über die Paritätsquantenzahl und das mittlere Verzweigungsverhältnis.

Insgesamt konnten 105 dipolangeregte Zustände im Isotop ^{92}Zr und 124 im Kern ^{94}Zr identifiziert werden. Von diesen konnten, mit wenigen Ausnahmen, alle zum ersten Mal beobachtet werden. Die extrahierte Dipolstärkeverteilung wird auf das Auftreten der Pygmy Dipol Resonanz, die in benachbarten Kernen nachgewiesen werden konnte und der Spinflip M1-Resonanz, die in vorangegangenen Experimenten im Isotop ^{90}Zr beobachtet werden konnte, untersucht. Zusätzlich dazu wird der Zwei-Phononzustand durch den Vergleich mit der globalen Systematik identifiziert.

Des Weiteren wird das bestimmte mittlere Verzweigungsverhältnis mit Rechnungen, die im Rahmen des statistischen Modells durchgeführt wurden, verglichen.

Abstract

In the present work the dipole strength distribution in the stable even-even isotopes ^{92}Zr and ^{94}Zr is investigated. To excite the nuclei from the ground state to an excited state, real photons are used. This method is called Nuclear Resonance Fluorescence. The measurements were performed at two different setups. The first one is the Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS). At DHIPS the measurements yield information about the spin quantum number and the integrated cross section. The second part of the experiments took place at the High Intensity γ -ray Source (HI γ S). Here, information about the parity quantum number and the averaged branching ratio of the excited state is accessible.

In total, 105 dipole excited states in the nucleus ^{92}Zr and 124 in the isotope ^{94}Zr are observed, most of them for the first time. The extracted dipole strength distribution is investigated for the existence of the pygmy dipole resonance that was observed in neighboring nuclei. Furthermore, in previously performed experiments on the isotope ^{90}Zr , the spin-flip M1 resonance was observed as well. Therefore, also the magnetic dipole strength is investigated. Further, by comparison with global systematics, the two-phonon state is identified.

Additionally, the averaged branching ratio is compared to the results of theoretical calculations in the framework of the statistical model.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	8
2	Einleitung	10
2.1	Kernanregungen	10
2.2	Dipolanregungen	11
2.2.1	Magnetische Dipolanregungen	12
2.2.2	Elektrische Dipolanregungen	14
2.3	Experimentelle Methoden	16
2.3.1	Alphastreueung	16
2.3.2	Elektronenstreuung	18
2.3.3	Protonenstreuung unter extremen Vorwärtswinkeln	19
2.3.4	Photonenstreuung	21
3	Kernresonanzfluoreszenz	23
3.1	Verwendung unpolarisierter Bremsstrahlung	24
3.2	Verwendung quasi-monoenergetischer, polarisierter Photonen im Eingangskanal	28
4	Motivation	31
5	Die Experimente	33
5.1	Darmstadt High-Intensity Photon Setup	33
5.2	High Intensity γ -Ray Source	35
5.3	Daten zu den Experimenten	37
6	Datenanalyse	39
6.1	Energiekalibrierung	39
6.2	Bestimmung der Peakfläche	40
6.3	Single-Escape-Kalibrierung	41
6.4	Bestimmung von Detektoreffizienz und Photonfluss	42
6.5	Winkelverteilung und integrierter Wirkungsquerschnitt	43
6.6	Bestimmung der Paritätsquantenzahl	45
6.7	Bestimmung von Verzweungsverhältnissen	46
7	Ergebnisse	48
7.1	Resultate für das Isotop ^{92}Zr	48
7.1.1	Resultate bis 7.1 MeV	51
7.1.2	Resultate bis 8.6 MeV	57
7.2	Resultate für das Isotop ^{94}Zr	63
7.2.1	Resultate bis 5.2 MeV	63
7.2.2	Resultate bis zu 6.7 MeV	68
7.2.3	Resultate bis 8.2 MeV	72
8	Diskussion der Ergebnisse	78
8.1	Der Zwei-Phononenzustand	78
8.2	Die Stärkeverteilung bis zur Separationsenergie	82

8.3	Vergleich mit Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells	86
8.3.1	Das statistische Modell	87
8.3.2	Ergebnisse für das Isotop ^{92}Zr	89
8.3.3	Ergebnisse für das Isotop ^{94}Zr	91
8.4	Vergleich mit (γ, n) Daten	92
8.5	Magnetische Dipolstärke	94
9	Fazit	95
A	Aufgenommene Spektren der Messungen am Isotop ^{92}Zr	104
B	Aufgenommene Spektren der Messungen am Isotop ^{94}Zr	128
C	Verzweigungsverhältnisse	158

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der M1-Stärke in sphärischen gg-Kernen	12
2.2	Schematische Darstellung eines Spinflip Übergangs	14
2.3	Schematische Darstellung der E1-Stärke in sphärischen gg-Kernen	14
2.4	$\alpha - \gamma$ -Koinzidenzspektren vom Kern ^{94}Mo	17
2.5	Spektrum einer (e,e')-Messung am Kern ^{96}Zr	19
2.6	Spektrum einer (p,p')-Messung am Kern ^{90}Zr	20
2.7	Spektrum einer (γ, γ')-Messung am Kern ^{96}Zr	22
3.1	Prinzip der Kernanregung durch reelle Photonen	23
3.2	Winkelverteilung der in der KRF möglichen Übergänge	26
3.3	Schematische Darstellung der verschiedenen Ebenen bei Nutzung polarisierter Photonen	29
3.4	Winkelverteilungen der polarisierten Photonen	30
4.1	Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte	31
5.1	Schematischer Überblick über den S-DALINAC	33
5.2	Schematischer Aufbau von DHIPS	34
5.3	Schematischer Überblick über die Beschleunigeranlage von DFELL	36
5.4	Positionen der Detektoren am γ^3 -Setup	37
6.1	Unter 130° aufgenommenes unkalibriertes Kobaltspektrum	40
6.2	Verhältnisse der Flächen von SEP und FEP	41
6.3	Verlauf des Produkts aus Photonenfluss und Effizienz einer Messung an DHIPS	43
6.4	Gemessener und um die Detektorantwort korrigierter Photonenfluss gemessen an $\text{HI}\gamma\text{S}$	44
6.5	Verhältnisse der Peakflächen der Quellmessungen an $\text{HI}\gamma\text{S}$	45
7.1	Spektren der DHIPS Messungen an ^{92}Zr	48
7.2	Spektren der $\text{HI}\gamma\text{S}$ Messung an ^{92}Zr bei 6.34 MeV Photonenenergie	49
7.3	Vergleich eines an DHIPS und $\text{HI}\gamma\text{S}$ aufgenommenen Spektrums	50
7.4	Verhältnis der Winkelverteilung der 7 MeV Messung an ^{92}Zr	53
7.5	Reduzierte Übergangsbreite in ^{92}Zr	57
7.6	Verhältnis der Winkelverteilung oberhalb 7 MeV gemessen im ^{92}Zr	59
7.7	An $\text{HI}\gamma\text{S}$ gemessene Asymmetrien der Übergänge in ^{92}Zr	60
7.8	Spektren der DHIPS Messungen an ^{94}Zr	64
7.9	Vergleich der Spektren der DHIPS und $\text{HI}\gamma\text{S}$ Messungen an ^{94}Zr von 4.7 und 5.1 MeV	65
7.10	Verhältnis der Winkelverteilung unterhalb 5 MeV gemessen im ^{94}Zr	66
7.11	Verhältnis der Winkelverteilung oberhalb 5 MeV gemessen im ^{94}Zr	70
7.12	An $\text{HI}\gamma\text{S}$ gemessene Asymmetrien der Übergänge in ^{94}Zr	74
7.13	Reduzierte Übergangsbreite in ^{94}Zr	77
8.1	Korrelation zwischen den Übergangsmatrixelemente der Zerfälle $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ und $1_1^- \rightarrow 0_1^+$	80
8.2	Energien der möglichen Zwei-Phononzustände in den Zirkoniumisotopen	81
8.3	Energien in der Nähe der Summenenergie des 2_2^+ und 3_1^- in den Zirkoniumisotopen	82
8.4	Vergleich der reduzierten Übergangsbreiten der stabilen gg-Zirkoniumisotope	83
8.5	Summe der reduzierten Übergangsbreiten der stabilen gg-Zirkoniumisotope	85
8.6	Vergleich der experimentellen und theoretisch berechneten mittleren Verzweigungsverhältnisse in ^{94}Mo	87

8.7	Schematische Darstellung des Ergebnisses einer Rechnung im Rahmen des statistischen Modells	89
8.8	Vergleich der mittleren Verzweigungsverhältnisse mit theoretischen Rechnungen für das Isotop ^{92}Zr	90
8.9	Vergleich der mittleren Verzweigungsverhältnisse mit theoretischen Rechnungen für das Isotop ^{94}Zr	92
8.10	Photoabsorptionsquerschnitte für den Kern ^{92}Zr	93
8.11	Photoabsorptionsquerschnitte für den Kern ^{94}Zr	94

Tabellenverzeichnis

2.1	Gängige Bezeichnungen der Drehimpulsquantenzahl	10
5.1	Übersicht über die verschiedenen Messungen an ^{92}Zr	38
5.2	Übersicht über die verschiedenen Messungen an ^{94}Zr	38
7.1	Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{92}Zr bis zu 6.95 MeV	52
7.2	Integrierter Wirkungsquerschnitt und daraus berechnete Größen für Übergänge in ^{92}Zr bis zu 6.95 MeV	54
7.3	Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{92}Zr zwischen 6.95 und 8.6 MeV	58
7.4	Integrierter Wirkungsquerschnitt und daraus berechnete Größen für Übergänge in ^{92}Zr zwischen 6.95 und 8.6 MeV	61
7.5	Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{94}Zr bis zu 5 MeV	66
7.6	Integrierter Wirkungsquerschnitt und daraus berechnete Größen für Übergänge in ^{94}Zr bis zu 5.1 MeV	67
7.7	Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{94}Zr zwischen 5.15 und 6.5 MeV	69
7.8	Integrierter Wirkungsquerschnitt und daraus berechnete Größen für Übergänge in ^{94}Zr zwischen 5.1 und 6.5 MeV	70
7.9	Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{94}Zr zwischen 6.5 und 8.2 MeV	73
7.10	Integrierter Wirkungsquerschnitt und daraus berechnete Größen für Übergänge in ^{94}Zr zwischen 6.5 und 8.2 MeV	74
8.1	Mögliche Kandidaten für den Zwei-Phononzustand in $^{92,94}\text{Zr}$	78
8.2	Vergleich der theoretischen und experimentellen Schwerpunktsenergien	84
8.3	Mittleres und maximales mittleres Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand gemessen in ^{92}Zr	90
8.4	Mittleres und maximales mittleres Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand gemessen in ^{94}Zr	91

1 Einführung

Der Urknall war die Geburtsstunde des Universums und auch der Elemente. Bei den dort vorherrschenden Temperaturen und Dichten bildeten sich zunächst Quarks und aus diesen dann Protonen und Neutronen, die die leichtesten Kerne Wasserstoff, Helium und in geringem Maße auch Lithium und Beryllium bildeten. Durch die Expansion des Universums und die damit verbundene Abnahme von Temperatur und Dichte konnten keine schwereren Kerne gebildet werden. Durch Kompression der entstandenen Elemente kam es zur Bildung von Sternen. In diesen herrschen Temperaturen, die es ermöglichen, dass der Wasserstoff und das Helium fusionieren. Durch weitere Fusionen mit den entstehenden Kernen, werden Elemente bis hin zu Eisen produziert.

Sofern nicht anders angegeben, richtet sich dieser Abschnitt nach Referenz [Woos02]. Im Laufe seines Lebens durchläuft ein Stern mehrere Brennphasen. Für einen Stern, der die zwanzigfache Masse der Sonne besitzt, sind dies die Phasen des Wasserstoff-, Helium-, Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- und Siliziumbrennens. Die einzelnen Brennphasen sind dabei nach ihrer Dauer in absteigender Reihenfolge sortiert. In der Phase des Heliumbrennens entstehen freie Neutronen, die für den sogenannten *s-Prozess* wichtig sind. In der letzten Brennphase besitzt der Stern eine Struktur, die der einer Zwiebel gleicht. Im Inneren befindet sich der Eisenkern, der von Bereichen umgeben ist, in denen die obengenannten Brennphasen stattfinden. Solange der Eisenkern, der das Innere des Sterns darstellt, eine Masse aufweist, die geringer ist als 1.4 Sonnenmassen, ist das System stabil. Wird diese Masse jedoch überschritten, ist die Gravitation, die vom Kern ausgeht so stark, dass er sich immer weiter komprimiert, bis er seine maximale Dichte erreicht. Alle weiteren Teilchen, die jetzt auf den Kern treffen, prallen an diesem ab, wodurch eine Schockwelle entsteht. Diese sorgt dafür, dass die äußeren Bereiche des Sterns explosionsartig weggeschleudert werden. Dieses Szenario wird als Supernova bezeichnet.

Durch die verschiedenen Brennphasen eines Sterns werden die Elemente bis Eisen produziert. Schwerere Kerne entstehen über den *s-*, beziehungsweise *r-Prozess*. Bei beiden Prozessen spielt der Neutroneneinfang eine entscheidende Rolle. Wie bereits beschrieben, entstehen in der Phase des Heliumbrennens ungebundene Neutronen. Diese können von den in den letzten Phasen erzeugten Elementen eingefangen werden. Während der Stern sich noch in den Brennphasen befindet, findet der *s-Prozess* statt. Der Name *s-Prozess* steht hierbei für *slow neutron capture* (englisch für langsamer Neutroneneinfang). Die Bezeichnung 'langsam' ist in Bezug auf die Halbwertszeit des β -Zerfalls zu sehen. Letztere ist kürzer als die Zeit, die für den Einfang eines Neutrons benötigt wird. Dies führt dazu, dass die entstehenden Kerne sich nahe am Tal der Stabilität befinden. Allerdings werden auf diese Weise nur Elemente bis zu einer Massenzahl von $A \approx 90$ erzeugt. Die Hauptkomponente des *s-Prozesses* erzeugt jedoch Kerne im Massenbereich $A \approx 90 - 204$ und findet hauptsächlich in *AGB-Sternen* statt. Der Name *AGB-Stern* kommt aus dem englischen *Asymptotic Giant Branch* und beschreibt die asymptotische Annäherung an die charakteristischen Größen eines Roten Riesen im sogenannten *Hertzsprung-Russell-Diagramm* [Rose11]. Dieses beschreibt die Abhängigkeit der Leuchtstärke von der Temperatur des Sterns. Rote Riesen sind Sterne, die stark ausgedehnt sind und eine hohe Leuchtstärke bei einer vergleichsweise geringen Oberflächentemperatur aufweisen.

Eine Möglichkeit leichte Kerne zu erzeugen ist der *r-Prozess* (*rapid neutron capture*), der bei den in einer Supernova vorherrschenden Bedingungen stattfinden kann. In diesem Fall ist die Zeit, die benötigt wird um ein Neutron einzufangen geringer als die Halbwertszeit des konkurrierenden β -Zerfalls. Dadurch werden auch Kerne erzeugt, die fernab des Tals der Stabilität liegen. An der Grenze der beiden Komponenten des *s-Prozesses* befinden sich mit einer Protonenzahl

von $Z = 40$ die Zirkoniumisotope. Diese Isotopenkette besteht aus vier stabilen Kernen ($^{90,91,92,94}\text{Zr}$) und zwei Isotopen mit sehr hohen Halbwertszeiten. Für das Isotop ^{93}Zr beträgt diese $1.5 \cdot 10^6$ Jahre und für den Kern ^{96}Zr ist sie mit $3.9 \cdot 10^{19}$ Jahre noch höher [Karl95]. Die Halbwertszeit von ^{95}Zr hingegen beträgt lediglich rund 64 Tage, wodurch der β -Zerfall dieses Kerns mit dem Prozess des Neutroneneinfangs konkurriert. Da der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfangsreaktionen in den Zirkoniumisotopen vergleichsweise gering ist [Tagl11], dominiert der β -Zerfall des Kerns ^{95}Zr , weswegen die Produktion des Isotops ^{96}Zr über den s-Prozess unterdrückt wird. Daher wird dieser Kern hauptsächlich über den r-Prozess produziert mit einer leichten Beimischung des s-Prozesses. Aus diesem Grund sind die Zirkoniumisotope für astrophysikalische Modellrechnungen von großer Bedeutung und dementsprechend ist eine möglichst genaue Beschreibung dieser Kerne unabdingbar. Dies schließt neben den Wirkungsquerschnitten für Neutroneneinfänge auch die der dipolangeregten Zustände ein. Die Kenntnis der Dipolstärke liefert Zugang zur Photonenstärkefunktion. Letztere beschreibt das An- beziehungsweise Abregungsspektrum eines Zustands und wird für statistische Modellrechnungen des Neutroneneinfangs benötigt.

Des Weiteren findet Zirkonium in Kernreaktoren technische Anwendung. Aufgrund der geringen Neutroneneinfangswahrscheinlichkeit, der hohen Schmelztemperatur und der geringen Anfälligkeit für Korrosion wird es häufig in Komponenten innerhalb des Reaktors verwendet [Murt08].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Verteilung der Dipolstärke der Isotope $^{92,94}\text{Zr}$ unterhalb der Neutronenseparationsschwelle. In den folgenden Kapiteln wird eine Übersicht der verschiedenen Dipolanregungen gegeben und einige experimentelle Methoden vorgestellt, wie sie gemessen werden können.

2 Einleitung

Wie am Ende von Kapitel 1 bereits erwähnt ist das Ziel heutiger Forschungsarbeiten nicht nur das Entdecken neuer Teilchen sondern auch das Verstehen bereits beobachteter Phänomene. Da sich die vorliegende Arbeit mit Dipolstärkeverteilungen auseinandersetzt, wird im Folgenden näher auf Kernanregungen im Allgemeinen und anschließend speziell auf Dipolanregungen sowie ihren Beitrag zu aktuellen Fragestellungen der Kernphysik eingegangen. Im Anschluss daran wird ein Überblick über verschiedene experimentelle Möglichkeiten zur Bestimmung der Dipolstärke gegeben und die verschiedenen Vor- und Nachteile der vorgestellten Methoden diskutiert.

2.1 Kernanregungen

Nach der Entdeckung des Neutrons im Jahr 1932 durch James Chadwick [Chad32], das bereits zwölf Jahre zuvor von Ernest Rutherford vorhergesagt wurde [Ruth20], fand Werner Heisenberg heraus, dass der Atomkern aus Protonen und Neutronen aufgebaut ist [Heis32]. Maria Goeppert-Mayer war es 1948, die die damalige experimentelle Datenlage auf Konsistenz mit der aufkommenden Idee eines Schalenmodells für den Atomkern [Feen37] prüfte und bestätigen konnte [Goep48]. Dieses Modell besagt, dass sich die Nukleonen ähnlich zu den Elektronen in Schalen befinden. Goeppert-Mayer berichtete über Nukleonenanzahlen von 20, 50, 82 und 126, bei denen Besonderheiten in der Anzahl der Isotope beziehungsweise der Isotone auftreten. Schalen bestehen aus verschiedenen Orbitalen, die durch drei Quantenzahlen beschrieben werden: Der Hauptquantenzahl n , der Drehimpulsquantenzahl l sowie der Gesamtdrehimpulsquantenzahl j . Die Werte von l können $l = 0, 1, 2, \dots$ usw. annehmen. Üblicherweise wird jedoch der Wert von l nicht als Zahl dargestellt. Die gängigen Bezeichnungen sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Tab. 2.1: Gängige Bezeichnungen der Drehimpulsquantenzahl: Die Bezeichnungen s, p, d und f sind historisch bedingt und stammen aus spektroskopischen Ergebnissen. Für Zahlenwerte $l \geq 4$ wird in alphabetischer Reihenfolge fortgefahren.

Zahlenwert	Bezeichnung	Ursprung
0	s	sharp
1	p	principal
2	d	diffus
3	f	fundamental

Die Drehimpulsquantenzahl j nimmt jeweils die Werte $j = l \pm 1/2$ an und legt die maximale Anzahl der Nukleonen innerhalb eines Orbitals fest. Dies ist darin begründet, dass die magnetische Quantenzahl m_j einen Wertebereich von $[-j, -j + 1, \dots, j - 1, j]$ annimmt. Da es sich bei Nukleonen um Fermionen handelt, unterliegen sie wie die Elektronen auch dem Pauli-Prinzip, weswegen es keine zwei Nukleonen innerhalb eines Orbitals geben kann, die in allen Quantenzahlen identisch sind. Folglich kann das $nd_{5/2}$ -Orbital maximal sechs Nukleonen aufnehmen. Die Hauptquantenzahl n nummeriert die Schalen gleicher Kombination der Quantenzahlen l_j . Im vereinfachten Bild des sogenannten *Independent Particle Model*, in dem die einzelnen Nukleonen nicht miteinander wechselwirken, befinden sich die Nukleonen im Grundzustand in den energetisch tiefst liegenden Schalen, also jenen, die dem Atomkern am nächsten sind. Als Grundzustand wird der Zustand bezeichnet, in dem der Kern minimale Energie besitzt. Durch

hinzufügen von Energie in das System ist es jedoch möglich einzelne Nukleonen auf eine energetisch höher liegende Schale zu bringen. Dadurch befindet sich der Kern nicht mehr im Grundzustand sondern in einem angeregten Zustand. Nach typischerweise $10^{-12} - 10^{-18}$ Sekunden geht der Kern dann wieder in den Grundzustand über. Diese Zeit wird als Lebensdauer der angeregten Zustände bezeichnet. Da solche Kernanregungen allerdings auch durch das Anheben mehrerer Nukleonen auf energetisch höher liegende Schalen auftreten können, werden sie auch als sogenannte $n\bar{p}nh$ Anregungen bezeichnet. Hierbei steht $n\bar{p}$ für die Anzahl der Nukleonen, die eine Schale gewechselt haben ($p \equiv$ particle) und nh , die damit korrelierte Anzahl entstandener Löcher in den energetisch tiefer liegenden Schalen ($h \equiv$ hole).

Angeregte Zustände werden jedoch nicht ausschließlich dadurch erreicht, dass ein Nukleon in eine energetisch höher liegende Schale wechselt. Stattdessen gibt es weitere Anregungsmodi, bei denen die Nukleonen innerhalb einer Schale koppeln. Des Weiteren können sich Anregungen im Grad ihrer Kollektivität unterscheiden. Beispielsweise gehören Riesenresonanzen, bei denen der Großteil der Protonen und Neutronen schwingende Bewegungen ausüben zu den stark kollektiven Anregungen. Der Grad der Kollektivität richtet sich nach der Anzahl an Nukleonen, deren Wellenfunktionen sich gleichphasig überlagern und die Anregung bilden. Übergangsstärken werden häufig in Weißkopfeinheiten angegeben und sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Anregung, die direkt mit der Kollektivität verknüpft ist.

Einzelne angeregte Zustände können sich in ihrer Energie, ihrer Spin- und ihrer Paritätsquantenzahl unterscheiden. In gerade-gerade (oder kurz gg) Kernen, also Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl, besitzt der Grundzustand die Quantenzahlen $J^\pi = 0^+$. Das erste Niveau oberhalb des 0_1^+ ist in fast allen gg-Kernen ein 2^+ Zustand. In einigen wenigen Fällen allerdings ist auch das erste angeregte Niveau ein Level mit Quantenzahlen $J^\pi = 0^+$, wie beispielsweise im Kern ^{90}Zr oder wie im Falle von ^{208}Pb von $J^\pi = 3^-$. Diese Fälle treten zumeist bei Kernen mit Schalenabschlüssen bei sogenannten magischen Zahlen auf. Magische Zahlen kennzeichnen die Anzahl von Protonen oder Neutronen, bei denen nicht nur die Valenzschale komplett besetzt ist, sondern auch die Differenz der Energie zur nächsten Schale vergleichsweise groß ist. Als Valenzschale wird die energetisch höchstliegende Schale bezeichnet, die noch mit einem oder mehreren Nukleonen besetzt ist. Die magischen Zahlen liegen bei stabilen Kernen bei 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82 und 126, wobei letztere bislang nur für Neutronen nachgewiesen werden konnten, da Kerne mit einer solch hohen Protonenzahl bisher noch nicht entdeckt wurden. Kerne, die eine Protonen- oder Neutronenzahl besitzen, die einer magischen Zahl entspricht, werden als magische Kerne bezeichnet. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass der erste angeregte Zustand eine vergleichsweise hohe Anregungsenergie aufweist, die typischerweise größer ist als 1.5 MeV. Dies ist mit der hohen Bindungsenergie pro Nukleon verbunden. Die Besonderheiten der magischen Zahlen beobachtete Maria Goeppert-Mayer bereits im Jahr 1948 [Goep48]. Für sogenannte doppelt magische Kerne, also Kerne, die sowohl in ihrer Protonen- als auch in ihrer Neutronenzahl magisch sind, sind die genannten Charakteristika noch stärker ausgeprägt.

Ein Anregungstyp, der aufgrund ihrer Eigenschaften besonders in magischen Kernen sehr gut zu untersuchen ist, ist die Dipolanregung, auf die im nächsten Kapitel näher eingegangen wird.

2.2 Dipolanregungen

Dipolangeregte Zustände besitzen in einem gg-Kern die Gesamtdrehimpulsquantenzahl $J = 1$. Aufgrund des geringen erforderlichen Bahndrehimpuls- oder Spinübertrags auf den Kern, stehen verschiedene experimentelle Möglichkeiten zur Verfügung, von denen einige in Abschnitt 2.3 vorgestellt werden.

Aufgrund ihrer vergleichsweise leichten Zugänglichkeit werden dipolangeregte Zustände häufig dazu genutzt, theoretische Modellrechnungen zu überprüfen. Diese Rechnungen sind von

großem Interesse, da sie zum Beispiel Aufschluss auf die Entstehung der einzelnen Kerne nach dem Urknall geben können (siehe beispielsweise die Referenzen [Gori98] und [Litv09]). Bei diesen Untersuchungen spielen sowohl magnetische als auch elektrische Dipolanregungen eine entscheidende Rolle. Diese werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

2.2.1 Magnetische Dipolanregungen

Magnetische Dipolanregungen sind dadurch charakterisiert, dass sich bei einem Übergang zweier Kernniveaus die Spinquantenzahl um $\Delta s = 1$ oder die Orientierung des Bahndrehimpulses ändert und die Paritätsquantenzahl unverändert bleibt. Bei einer Anregung aus dem Grundzustand in einem gg-Kern resultiert somit ein Zustand mit den Quantenzahlen $J^\pi = 1^+$. Für sphärische gg-Kerne ist ein schematischer Überblick der Stärkeverteilung unterhalb der Neutronenseparationsschwelle in Abbildung 2.1 dargestellt.

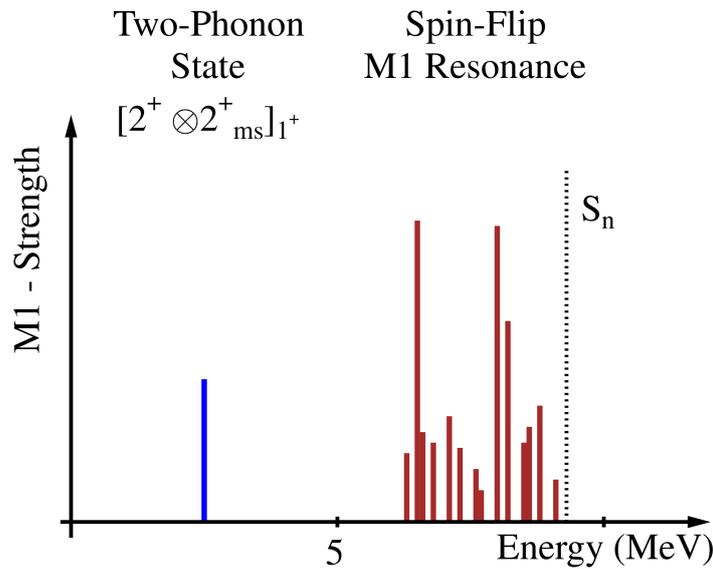


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der M1-Stärke in sphärischen gg-Kernen bis zur Neutronenseparationsschwelle : In einem Energiebereich zwischen 2 und 3 MeV befinden sich Zustände, die aus der Kopplung zweier Phononen resultieren. Abhängig von der genauen Schalenstruktur des jeweiligen Kerns können bei höheren Energien Spinflip Anregungen auftreten, deren Übergangstärken eine resonanzartige Verteilung aufweisen.

In annähernd sphärischen Kernen liegt zwischen Energien von 2 und 3 MeV der sogenannte Zwei-Phononzustand. Hierbei koppeln die Phononen des ersten angeregten 2^+ Zustands mit denen des ersten angeregten 2^+_{ms} Zustands. Die Schreibweise 2^+_{ms} steht hierbei für einen gemischt symmetrischen Zustand ($ms \equiv$ mixed symmetry) [Piet99a]. Im Teilchenbild wird dieser als ein Zustand bezeichnet, der antisymmetrisch unter Vertauschung zweier Bosonen ist. Bosonen werden im Rahmen des *Interacting Boson Models* [Iach87] beschrieben als die Kopplung zweier Nukleonen im Valenzraum. Der Valenzraum beinhaltet alle Orbitale einer Schale, die für eine bestimmte Art der Anregung zur Verfügung stehen. Die Wellenfunktion

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (d_\pi^\dagger s_\nu^\dagger - s_\pi^\dagger d_\nu^\dagger) |0\rangle \quad (2.1)$$

unterscheidet sich zu den symmetrischen Zuständen dabei im Vorzeichen des zweiten Terms auf der rechten Seite der Gleichung. In selbiger bezeichnen s_π^\dagger und d_π^\dagger die Erzeugeroperatoren für s-

beziehungsweise d -Bosonen in der Protonenschale, die hier als Beispiel dienen. Analog stehen die Erzeugeroperatoren mit Index ν für die Bosonen in der Neutronenschale.

Für diese Bosonen wurde der sogenannte F-Spin eingeführt [Otsu78]. Dieser ist das Analogon zum Isospin der Nukleonen. Der Maximalwert, den der F-Spin annehmen kann ist abhängig von der Anzahl der Valenzbosonen im Kern und berechnet sich durch $F_{max} = (N_\pi + N_\nu)/2$. Hierbei stehen N_π und N_ν für die Anzahl der Valenzprotonen bzw. -neutronen. Die Wellenfunktion von Zuständen, deren F-Spin diesen Maximalwert annimmt, sind symmetrisch unter Vertauschung zweier Bosonen. Die gemischt symmetrischen Zustände hingegen besitzen einen F-Spin mit einem Wert von $F = F_{max} - 1$. Die sogenannte Scherenmode weist gerade diesen Wert auf. Sie wurde 1978 theoretisch vorhergesagt [LoIu78] und experimentell im Jahr 1983 in Darmstadt in einem Elektronenstreuexperiment nachgewiesen [Bohl84a, Bohl84b]. Im geometrischen Bild wird die Scherenmode in deformierten Kernen als gegenphasige Schwingung des deformierten Protonen- gegen den deformierten Neutronenkörper beschrieben. Eine systematische Untersuchung der Scherenmode in der $Z = 64$ Gadolinium Isotopenkette zeigte, dass der Zerfall der Scherenmode möglicherweise Aufschluss über Phasenübergänge geben kann [Bell14].

Eine weitere Art der magnetischen Dipolanregung stellt der sogenannte Spinflip Übergang dar. Dessen Energie ist abhängig von der Schalenstruktur in den einzelnen Kernen. Abbildung 2.2 zeigt das Prinzip eines solchen Spinflip Übergangs anhand des Beispiels ^{54}Cr . Dieser Kern besitzt eine Protonenzahl von $Z = 24$. Damit ist die $1f_{7/2}$ Schale mit vier Protonen besetzt. Wird nun eines dieser Protonen auf die sich darüber befindliche $1f_{5/2}$ Schale gehoben, so wird von einem Spinflip gesprochen. Grund hierfür ist die Tatsache, dass sich bei einer solchen Anregung die Gesamtdrehimpulsquantenzahl um $\Delta j = -1$ verändert und dabei die Bahndrehimpulsquantenzahl unverändert bleibt. Zusätzlich ändert sich im genannten Beispiel bei einer solchen Anregung die Isospinquantenzahl T um $\Delta T = 1$. Eine Signatur eines solchen Übergangs ist eine Übergangsstärke von $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$. Ein Spinflip, der aus einer Zweiteilchen Anregung resultiert, wird im Teilchenbild für obiges Beispiel beschrieben durch

$$\left(a_1^\dagger a_{f_{5/2}}^\dagger a_{f_{7/2}} a_{f_{7/2}} \right)_{M1} |g.s.\rangle \rightarrow |i, f_{5/2}\rangle_{1+} . \quad (2.2)$$

Hierin beschreiben a_1^\dagger und $a_{f_{5/2}}^\dagger$ Erzeugeroperatoren für ein Teilchen in einer beliebigen Schale und eines in der $f_{5/2}$ Schale. Der Vernichtungsoperator $a_{f_{7/2}}$ bezieht sich auf ein Teilchen in der $f_{7/2}$ Schale, der auf den Grundzustand $|g.s.\rangle$ wirkt. Der so entstandene Zustand $|i, f_{5/2}\rangle_{1+}$ besitzt neben zwei Löchern in der $f_{7/2}$ Schale, je ein Teilchen in einer beliebigen und eines in der $f_{5/2}$ Schale.

Diese $J^\pi = 1^+$ Zustände können analog zu M1 Übergängen zudem durch sogenannte Gamow-Teller Übergänge angeregt werden. Diese sind sehr ähnlich zu den bereits genannten Spinflip Übergängen, jedoch ändert sich zusätzlich neben der Gesamtdrehimpulsquantenzahl auch die Isospinquantenzahl T und deren Projektion T_z um $\Delta T_z = 1$. Dies ist gleichzusetzen mit der Umwandlung eines Protons in ein Neutron. Dem Beispiel des Chroms folgend würde ein Proton aus der $f_{7/2}$ Schale in ein Neutron umgewandelt und in die $f_{5/2}$ Schale gehoben. Diese Umwandlung wird auch als pn Übergang bezeichnet. Diese Art der Anregung führt zu einem Isobar des Ausgangskerns. Ein möglicher Reaktionstyp um Gamow-Teller Übergänge zu untersuchen ist eine $(^3\text{He}, t)$ Reaktion [Fuji14, Fuji15]. Weitere experimentelle Methoden sind (p,n) Reaktionen [Bhat09] oder β -Zerfälle [Bhat98].

Eine detaillierte Beschreibung der magnetischen Dipolübergänge ist in Referenz [Heyd10] gegeben.

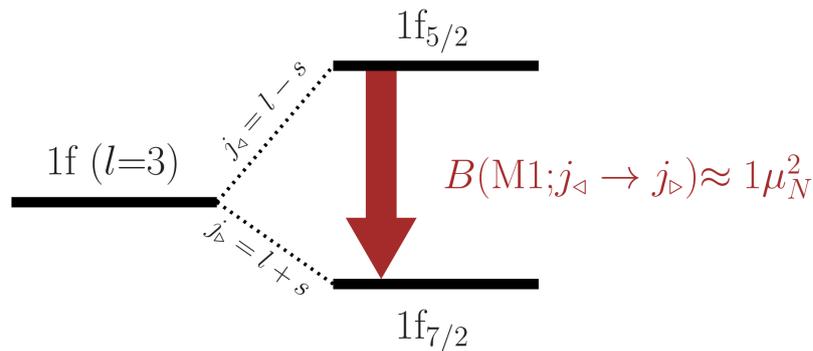


Abb. 2.2: Schematische Darstellung eines Spinflip Übergangs: Es handelt sich hierbei um eine Anregung, bei der sich die Bahndrehimpulsquantenzahl nicht verändert und die Gesamtdrehimpulsquantenzahl um $\Delta j = -1$. Eine Signatur eines solchen Übergangs ist die Übergangsstärke. Diese beträgt $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$.

2.2.2 Elektrische Dipolanregungen

Bei elektrischen Dipolanregungen ändert sich bei einem Übergang zweier Kernniveaus neben der Bahndrehimpulsquantenzahl $\Delta l = 1$ auch die Paritätsquantenzahl. Dementsprechend wird bei einem gg-Kern, der aus dem Grundzustand heraus angeregt wird, ein Zustand mit Quantenzahlen $J^{\pi} = 1^{-}$ bevölkert. Eine schematische Darstellung der E1-Stärkeverteilung ist in Abbildung 2.3 für den Fall eines gg-Kerns dargestellt.

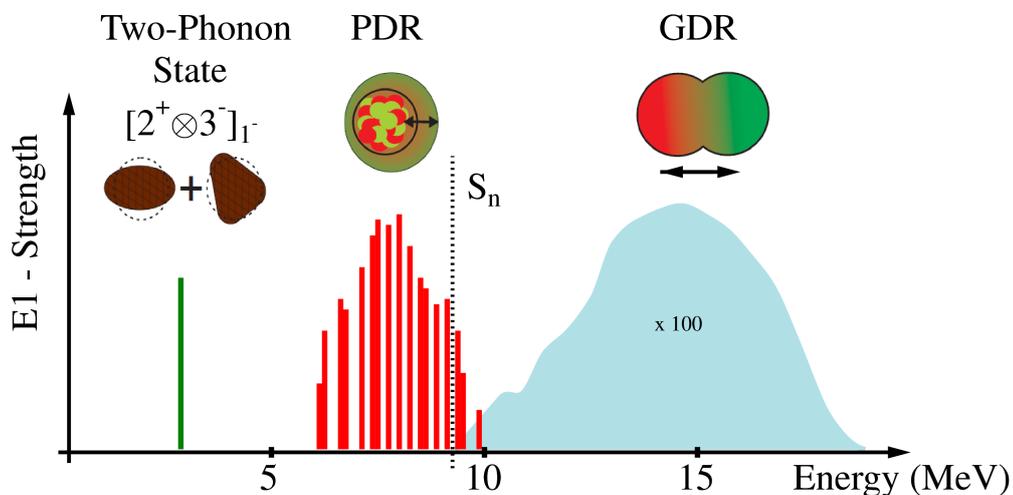


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der E1-Stärke in sphärischen gg-Kernen: Bei Energien, die in etwa der Summe der Anregungsenergien des 2_1^+ und 3_1^- Zustands entspricht, befindet sich der sogenannte Zwei-Phononenzustand. Im Anregungsbereich zwischen 5 MeV und etwas oberhalb der Neutronenseparationsenergie befindet sich die Pygmy-Dipolresonanz. Diese überlagert zumeist mit der Dipolriesenresonanz, die im Energiebereich von rund 9 bis 20 MeV auftritt.

Der erste angeregte Zustand ist analog zu den zuvor erläuterten magnetischen Dipolanregungen in annähernd sphärischen Kernen zumeist ein Zwei-Phononenzustand. Dieser ist Teil eines Quintupletts von Zuständen, das aus der Kopplung der Phononen des ersten angeregten 2^+ und 3^- Zustands $[2_1^+ \otimes 3_1^-]$ resultiert. Dieses Quintuplett besteht aus Zuständen der Quantenzahlen

$J^\pi = 1^-, 2^-, \dots, 5^-$. Die Anregungsenergie des Zwei-Phononenzustands liegt dabei im Bereich der Summe der Anregungsenergien des 2_1^+ und des 3_1^- Zustands. In Referenz [Andr01] sind die Ergebnisse der Untersuchung der ersten angeregten 1^- Zustände in vielen Kernen aufgeführt. Diese zeigen, dass für den Großteil der Kerne, die Energie des 1_1^- Zustands geringer ist als die Summe der Anregungsenergien der beiden koppelnden Zustände. Eine weitere Systematik wurde für die Übergangsstärken der beteiligten Zustände gefunden [Piet99b]. Innerhalb eines Faktors 2 stimmen die $B(E1)$ Übergangsstärken der Zerfälle $1_1^- \rightarrow 0_1^+$ und $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ überein. Grund hierfür ist, dass bei beiden Zerfällen das gleiche Phonon (3_1^-) vernichtet wird. Somit können die Energie und die Übergangsstärke des ersten angeregten 1^- Zustands Aufschluss darüber geben, ob es sich um einen $[2_1^+ \otimes 3_1^-]$ gekoppelten Zwei-Phononenzustand handelt oder nicht. Die zur Zeit meist untersuchte E1-Anregungsmode ist die sogenannte Pygmy-Dipolresonanz (PDR) [Savr13]. Im geometrischen Bild handelt es sich bei dieser Anregung um eine Schwingung des isospingeesättigten $N = Z$ Kerns gegen die überschüssigen Neutronen [Moha71]. Diesem Bild folgend ist zu erwarten, dass die Gesamtübergangsstärke mit steigender Neutronenzahl, beziehungsweise mit wachsendem Verhältnis N/Z zunimmt. Dieses Verhalten konnte für die $N = 82$ Isotonenkette bestätigt werden [Zilg02, Volz06]. Bei den analysierten Daten handelt es sich um Kernresonanzfluoreszenz Experimente, bei denen sehr schwach angeregte Zustände meist nicht beobachtet werden können. Diese Problematik wird näher in Kapitel 3 beschrieben.

Bei der Untersuchung der $N = 82$ Isotonenkette wurde des Weiteren festgestellt, dass sich der Schwerpunkt der Verteilung für ein sinkendes Verhältnis N/Z zu kleineren Energien verschiebt. Sergey Bastrukov und Mitarbeitern gelang es mit Hilfe des hydrodynamischen Modells theoretische Vorhersagen für die Schwerpunktsenergie und die Gesamtübergangsstärke über die Formeln [Bast08]

$$E_{\text{PDR}} = 31 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.3)$$

$$B(E1)_{\text{PDR}} = 1.85 \cdot 10^{-3} \cdot Z^2 \cdot A^{-2/3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2 \quad (2.4)$$

zu treffen.

Von besonderem Interesse ist die PDR für die nukleare Astrophysik. Der Absorptionswirkungsquerschnitt ist direkt mit der Stärkefunktion verknüpft, die Anregungs- beziehungsweise Abregungsspektren eines Zustands beschreiben. Sie ist wiederum eine wichtige Größe, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts des Neutroneneinfangs benötigt wird. Letzterer gibt Aufschluss über Reaktionen im astrophysikalischen *r-Prozess* [Gori98]. Dieser ist für ungefähr die Hälfte der vorkommenden Kerne mit einer Protonenzahl von $Z > 26$ verantwortlich und damit ein wichtiger Baustein für die Erforschung der Entstehung des Universums. Des Weiteren kann aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt auf die Dipolpolarisierbarkeit geschlossen werden mit deren Hilfe die Dicke der Neutronenhaut bestimmt werden kann. Mit Hilfe der sogenannten *equation of state*, deren Parameter aus der Neutronenhautdicke extrahiert werden können, ist die Bestimmung von Dichten astrophysikalischer Objekte wie beispielsweise Neutronensternen möglich [Piek12].

Untersuchungen mit verschiedenen experimentellen Ansätzen, die in Kapitel 2.3 erläutert werden, ergaben, dass die PDR in zwei unterschiedliche Anteile aufgespaltet ist. Dieses Phänomen konnte durch den Vergleich von Daten resultierend aus Photonen- und Alphastreueung beobachtet werden [Savr06I, Endr09]. Bis zu einer Energie von rund 6 MeV werden in beiden experimentellen Ansätzen die gleichen Dipolanregungen beobachtet. Oberhalb dieser Energie jedoch, wird in den Daten der Alphastreueung keine Stärke mehr beobachtet. Dass dort jedoch elektrische Dipolanregungen zu finden sind, zeigen die Photonenstreuexperimente. Dies ist ein

klares Indiz auf eine zugrundeliegende Unterstruktur in der PDR. Diese ist bis dato noch nicht komplett verstanden. Ein möglicher Ansatz ist eine Zweiteilung der PDR in einen isoskalaren und einen isovektoriellen Teil. Da Alphastreueexperimente sensitiv auf isoskalare Anregungen sind, besteht die Möglichkeit, dass es sich beim Bereich unter 6 MeV um einen isoskalaren Teil handelt. Dieser wäre gleichzusetzen mit einer Schwingung des isospingesättigten $N = Z$ Kern gegen die überschüssigen Neutronen. Der Teil der elektrischen Dipolstärkeverteilung, der nur in Photonenstreueexperimenten beobachtbar ist, wäre demnach ein isovektorieller Teil. Dieser kann mit der isovektoriellen Dipolriesenresonanz (GDR) verknüpft werden [Endr10]. Die GDR [Berm75,Hara01] befindet sich im Energiebereich von rund 9 bis 20 MeV. Es gibt mehrere experimentelle Zugänge zur GDR. Dazu gehören beispielsweise (γ, xn) [Berm67] oder auch (p, p') [Polt14] Experimente. Im geometrischen Bild wird sie durch die Oszillation der Protonen gegen die Neutronen beschrieben [Moha71]. In ihr vereinigen sich in etwa die gesamte durch die Thomas-Reiche-Kuhn Summenregel [Kuhn25, Reic25, Tho25] errechnete Stärke [Berm75]:

$$\int \sigma(E)dE = 60 \left(\frac{NZ}{A} \right) \text{mb MeV.} \quad (2.5)$$

Im Vergleich dazu beträgt die Gesamtstärke der PDR lediglich rund 1% der Summenregel und somit auch der GDR. Der energetische Schwerpunkt der GDR wird sehr gut beschrieben über die Gleichung [Berm75]:

$$E_{\text{GDR}} = \left(31.2 \cdot A^{-1/3} + 20.6 \cdot A^{-1/6} \right) \text{MeV.} \quad (2.6)$$

Der Verlauf der Dipolstärke oberhalb der Neutronenseparationschwelle kann durch eine Lorentzfunktion beschrieben werden. Da die Standardlorentzverteilung gerade zu niedrigen Energien hin von den Messpunkten der GDR abweicht, wird häufig die generalisierte Lorentzverteilung genutzt [Toft11].

In einigen Kernen konnte beobachtet werden, dass auch die GDR in zwei Teile zerfällt [Berm75]. Diese lässt sich auf die zwei Achsen zurückführen, auf denen die deformierten Nukleonkörper schwingen können.

2.3 Experimentelle Methoden

Dieses Kapitel befasst sich mit Messmethoden der Dipolstärke in stabilen Kernen. Für die einzelnen Experimente werden Vor- sowie Nachteile ausgearbeitet.

2.3.1 Alphastreue

Wie bereits in Kapitel 2.2.2 bemerkt, bieten $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Experimente eine Möglichkeit den isoskalaren Anteil der Dipolstärkeverteilung zu extrahieren. Eine Forschungseinrichtung, an der diese Art Experimente durchgeführt wurden, ist das Kernphysik Versneller Instituut (KVI) in Groningen in den Niederlanden. Dort wurden die α -Teilchen im AGOR Zyklotron [Bran87] beschleunigt und in einer Streukammer an dem zu untersuchenden Material gestreut. Die Streukammer war umgeben von sechs sogenannten High-Purity Germanium (HPGe) Detektoren. Diese detektierten die von der Probe emittierten Photonen koinzident zu den gestreuten α -Teilchen. Letztere wurden im sogenannten Big-Bite Spectrometer gemessen [Savr06II]. Eine Messung der Dipolstärke war zwar auch ohne die Koinzidenz mit den Photonen möglich, jedoch verringerte diese sowohl den Untergrund durch die natürliche Strahlung als auch den Untergrund, der durch

den Aufbau selbst verursacht wurde [Poel92]. Des Weiteren kann ohne die Koinzidenz nicht zwischen Grundzustandsübergängen und anderen Übergängen unterschieden werden. Abbildung 2.4 [Dery13] zeigt Spektren eines $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Experiments an ^{94}Mo . In den verschiedenen Spektren zwischen 3 und 10 MeV sind verschiedene Koinzidenzbedingungen gegeben. Der obere Teil zeigt das Spektrum ohne jede Koinzidenzbedingung. Es sind nur wenige Strukturen erkennbar, die als Übergänge zwischen Kernniveaus bezeichnet werden können. Dies ändert sich jedoch, wenn Koinzidenzbedingungen gestellt werden. Im mittleren Teil ist ein Spektrum gezeigt, bei dem gefordert wird, dass die Photonenenergie E_γ dem Energieverlust der α -Teilchen, also der Anregungsenergie E_x , entspricht. Hier treten unterhalb 6 MeV deutliche Peaks auf, denen so Übergänge in den Grundzustand zugeordnet werden. Im unteren Teil wurde die Bedingung gestellt, dass die Summe aus E_γ und Energie des 2_1^+ Zustands E_x entspricht. Auch hier sind wieder Peaks zu sehen, die Übergängen entsprechen, diesmal in den 2_1^+ Zustand. Weitere Informationen zu diesem Experiment können der angegebenen Referenz entnommen werden.

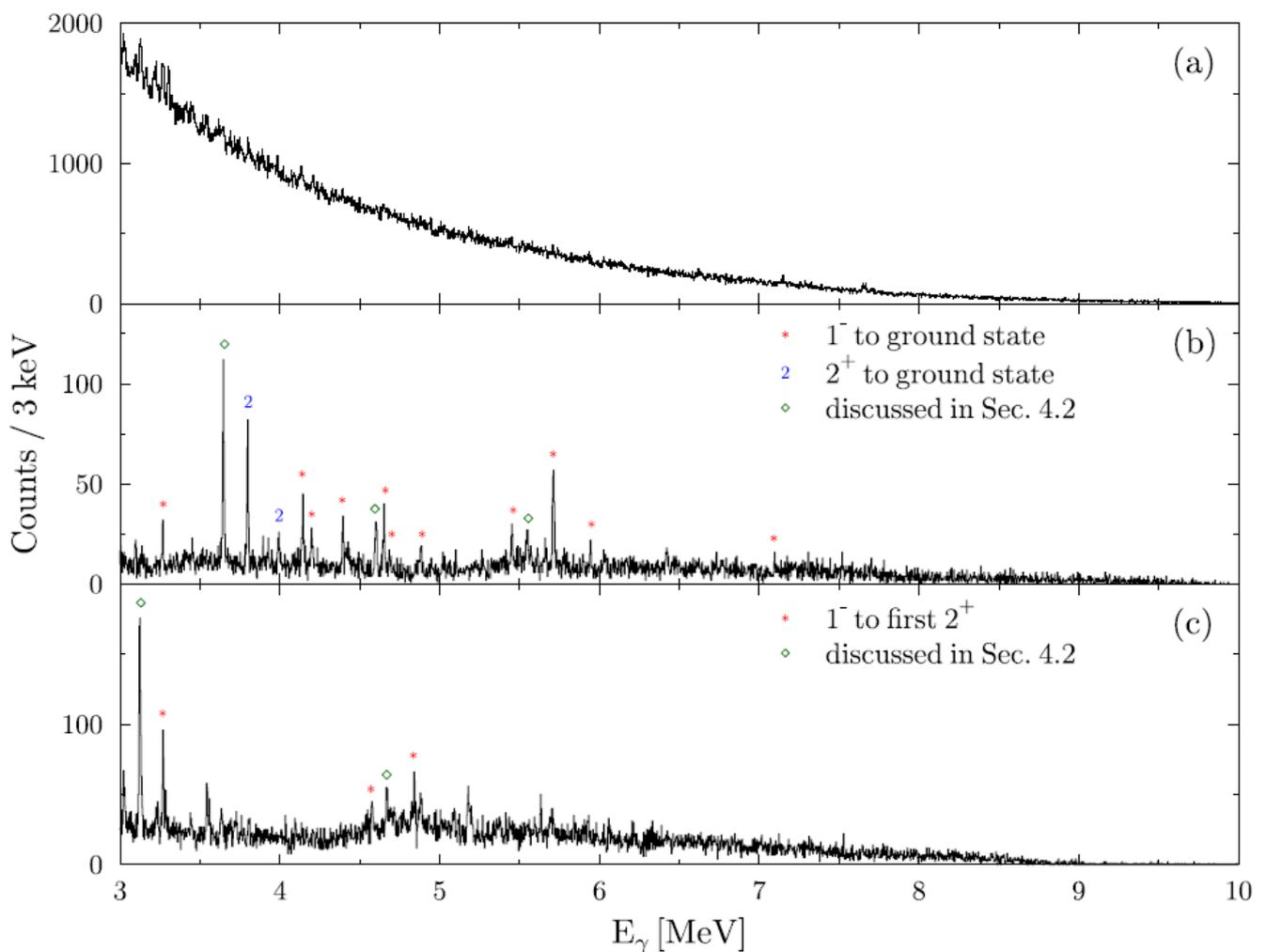


Abb. 2.4: Aufgenommene Spektren eines α -Streuexperimentes in $\alpha - \gamma$ -Koinzidenz an ^{94}Mo im Energiebereich zwischen 3 und 10 MeV: Abbildung a) zeigt das Spektrum ohne Koinzidenzfenster, b) mit der Koinzidenzbedingung, dass die Photonenenergie E_γ dem Energieverlust der α -Teilchen E_x entspricht ($E_\gamma = E_x$) und c) mit der Koinzidenzbedingung, dass die Summe der Energie des 2_1^+ Zustands $E_{2_1^+}$ und E_γ den Wert E_x annimmt ($E_\gamma + E_{2_1^+} = E_x$). Bild mit Genehmigung von Elsevier entnommen aus Ref. [Dery13].

Durch die Bestimmung der Flächen der beobachteten Peaks wird der doppelt-differenzierte Wirkungsquerschnitt bestimmt. Dieser wird mit Hilfe einer $\alpha - \gamma$ -Winkelkorrelationsfunktion in den α -Wirkungsquerschnitt überführt. Die Umrechnung in $B(E1)$ -Übergangsstärken ist nicht möglich, weswegen ein absoluter Vergleich mit anderen Experimenten nur schwer möglich ist [Endr09]. Um $\alpha - \gamma$ -Winkelkorrelationsfunktionen zu erhalten, müssen theoretische Rechnungen im Rahmen der *Distorted Wave Born Approximation* (DWBA) [Amos00, Rayn07] angestellt werden. Dies hat zur Folge, dass die extrahierten Werte nicht modellunabhängig betrachtet werden können.

Des Weiteren ist eine Bestimmung der Spinquantenzahlen in einem $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Experiment verbunden mit sehr langen Messzeiten, da aufgrund der Koinzidenzbedingungen die Statistik in den einzelnen Peaks gering ist. Zudem ist eine Untersuchung der gesamten Dipolstärkeverteilung nicht möglich, da isovektorielle Anregungen, wie beispielsweise die GDR nicht angeregt werden. Daher sind für eine komplette Untersuchung der Stärke andere Arten von Experimenten unabdingbar.

2.3.2 Elektronenstreuung

Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der Dipolstärke ist die Durchführung von Elektronenstreuexperimenten [Rich91]. Solche werden beispielsweise am supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [Rich96, Hug11] in Darmstadt durchgeführt. Hierzu werden Elektronen auf Energien zwischen 40 und 130 MeV beschleunigt, welche dann in einer Streukammer auf das zu untersuchende Material treffen. Die Art der Anregung der Kerne ist elektromagnetisch und wird als Wechselwirkung mit virtuellen Photonen beschrieben. Im Gegensatz zu reellen Photonen können diese beliebige Drehimpulse annehmen. Dadurch werden neben Dipolen auch Multipole höherer Ordnung, sowie Monopole angeregt.

Die gestreuten Elektronen werden über einen Magneten abgelenkt, wodurch sie nach ihrer Energie sortiert werden, und treffen dann auf ein Detektorsystem aus Silizium-Streifendetektoren. Ein resultierendes Spektrum von einem (e, e') -Experiment an ^{96}Zr ist in Abbildung 2.5 gezeigt [Krem16]. Es wurde unter einem Streuwinkel von $\theta = 141^\circ$ und einer Energie von $E_0 = 43$ MeV gemessen. Peaks, bei denen nicht angegeben ist von welchem Kern sie stammen, sind ^{96}Zr zugehörig. Im oberen Teil ist ein Spektrum zu sehen, wie es von den Detektoren aufgenommen wird. Die rote gestrichelte Linie gibt den Anteil der elastischen Linie an. Diese ist auf dem gezeigten Ausschnitt nicht zu sehen. Als elastische Linie wird der Peak bezeichnet, bei dem die Elektronen elastisch, das heißt ohne Energieverlust gestreut werden. Um diesen Anteil wurde das im unteren Teil der Abbildung gezeigte Spektrum korrigiert. Die in grau markierten Bereiche zeigen die nicht sensitiven Stellen des Detektorsystems. Diese resultieren aus dessen spezifischen Konstruktion.

Die Größe, die aus Elektronenstreuexperimenten extrahiert werden soll, ist der Formfaktor, der die Ladungsverteilung im Kern beschreibt. Er ist abhängig vom Impulsübertrag q . Da dieser sowohl von der Energie als auch vom Streuwinkel abhängig ist, werden für ein Experiment unterschiedliche Messungen mit variierender Energie und Winkel durchgeführt und jeweils der Wirkungsquerschnitt für die einzelnen Übergänge bestimmt. Wurde letzterer ermittelt, kann über das Verhältnis des experimentellen und des Mott-Wirkungsquerschnitts der Formfaktor berechnet werden. Der Verlauf des vom Impulsübertrag abhängigen Formfaktors wird dann mit theoretischen Berechnungen verglichen. Da in letztere die Übergangsstärke als Parameter eingeht, kann bei Übereinstimmung der theoretisch und experimentell bestimmten Werte die Stärke extrahiert werden.

Ein Nachteil dieser experimentellen Methode im Vergleich zu Messungen mit reellen Photonen wird beim Vergleich der Auflösung deutlich. Diese ist bei (e, e') -Experimenten stark von der

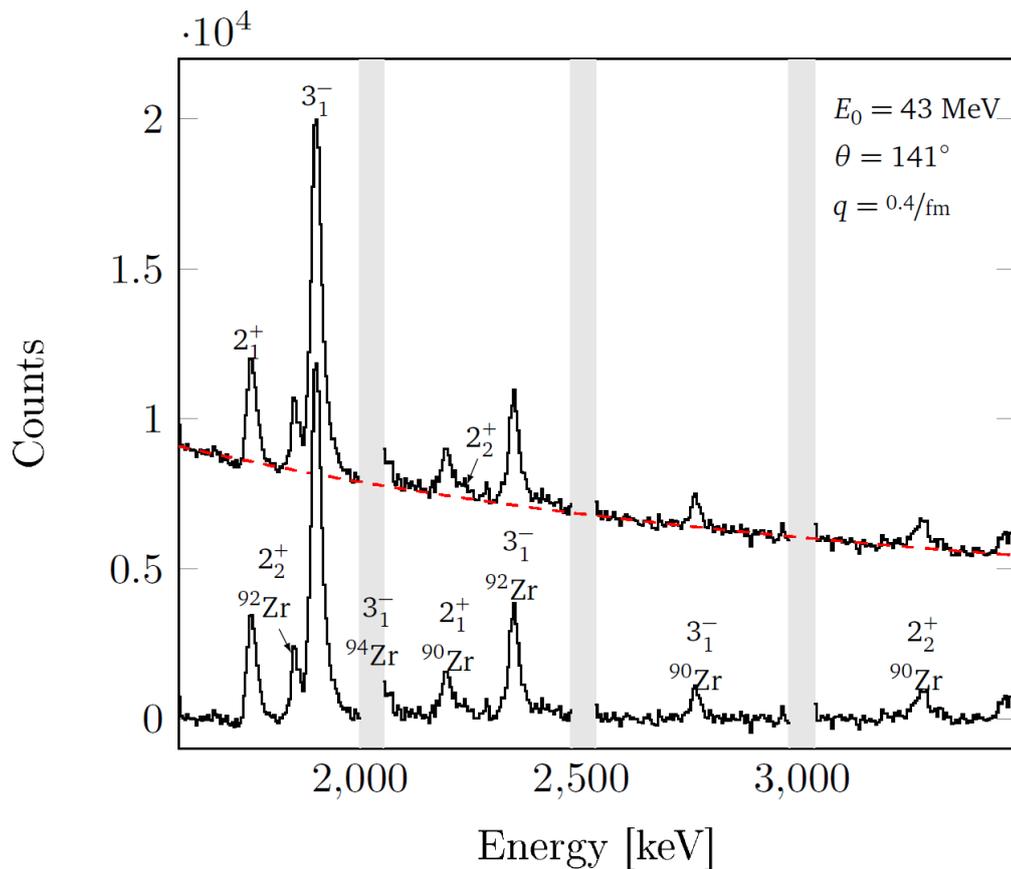


Abb. 2.5: Spektrum eines (e,e') -Experiments am Kern ^{96}Zr : Der untere Teil der Abbildung entspricht dem oberen abzüglich des Anteils der elastischen Linie (rote gestrichelte Linie). Die nicht beschrifteten Peaks entsprechen Übergänge im Kern ^{96}Zr . Die grauen Bereiche markieren die nicht sensitiven Stellen des Detektorsystems. Bild entnommen aus Ref. [Krem16].

Energieschärfe des einfallenden Elektronenstrahls abhängig und beträgt im Allgemeinen mehr als 20 keV. Im Gegensatz dazu können Photonen mit einer Auflösung von rund 3 keV bei einer Photonenenergie von 3 MeV gemessen werden. Ein weiteres Problem bei der Bestimmung von Dipolstärke mit Hilfe der Elektronenstreuung ist die Tatsache, dass auch Zustände höherer Multipolordnung angeregt werden, deren Übergänge im Spektrum mit denen der dipolangeregten Zustände überlagern. Sollte jedoch ein Zustand von anderen energetisch separiert sein, bietet die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen die Möglichkeit auf die Paritätsquantenzahl und damit auf den Strahlungscharakter des Übergangs zu schließen.

2.3.3 Protonenstreuung unter extremen Vorwärtswinkeln

Die Methode der Protonenstreuung unter extremen Vorwärtswinkeln (0°) stellt eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der Dipolstärke in einem Kern dar. Eine Anlage, an der unter anderem diese Art von Experimenten durchgeführt werden, ist das Research Center for Nuclear Physics (RCNP) in Osaka, Japan [Tami09]. Hier wird der polarisierte Protonenstrahl mittels zweier Zyklotronen auf bis zu 400 MeV beschleunigt und auf das zu untersuchende Material geschossen. Die gestreuten Protonen werden über das Magnetspektrometer Grand Raiden [Fuji99] in das Detektorsystem gelenkt. Dieses besteht aus vertikalen Driftkammern zur Bestimmung der Energie und Streuwinkel sowie einem Polarimeter, das die Polarisation der

gestreuten Protonen misst. Mittels dieser Information ist es möglich den Dipolübergängen modellunabhängig einen Strahlungscharakter zuzuordnen [Saka97, Tami99]. Des Weiteren kann durch die Information über die Ausrichtung des Spins der gestreuten Protonen den Übergängen Spinflipcharakter zugeordnet werden. Ein von den Driftkammern aufgenommenes Spektrum ist in Abbildung 2.6 [Iwam12] zu sehen. Das Spektrum zeigt eine Messung am Kern ^{90}Zr bei einer Protonenenergie von $E_p = 295$ MeV. Teil (a) zeigt das volle Spektrum im Energiebereich zwischen 4 und 23 MeV im Winkelbereich von 0° bis 1.8° . Zwei Anhäufungen von Stärke sind bei

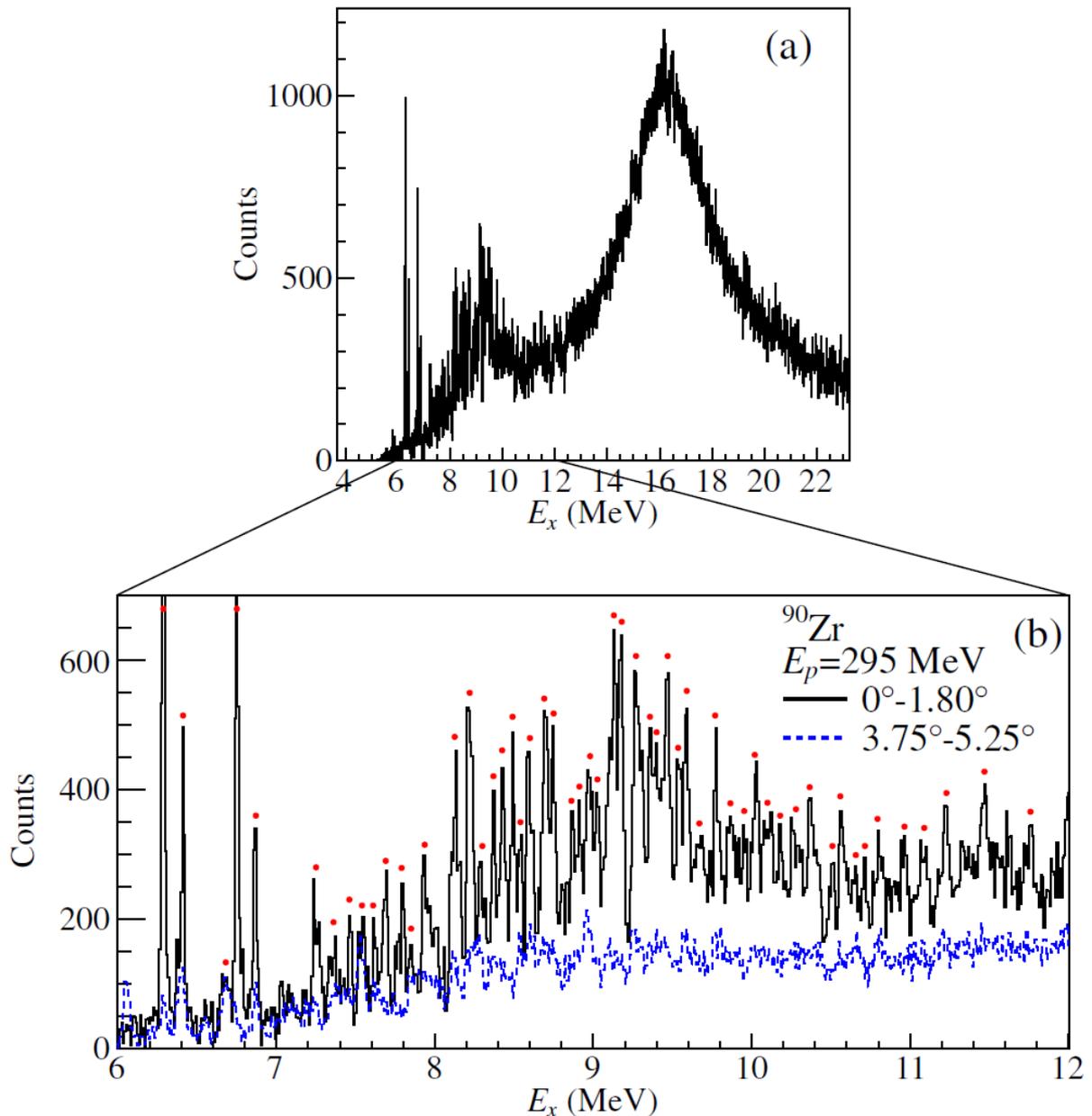


Abb. 2.6: Spektrum eines (p,p') -Experiments am Kern ^{90}Zr : Abbildung (a) zeigt ein Spektrum im Energiebereich zwischen 4 und 23 MeV. Der abgedeckte Winkelbereich liegt zwischen 0° und 1.8° . Zwei Anhäufungen von Stärke sind deutlich zu erkennen. In Teil (b) ist der Energiebereich zwischen 6 und 12 MeV vergrößert dargestellt. Die gestrichelte Linie entspricht dem Spektrum im Winkelbereich zwischen 3.75° und 5.25° . Bild mit Genehmigung der American Physical Society entnommen aus Ref. [Iwam12].

Schwerpunktsenergien von rund 9.3 und 16 MeV zu sehen. Diese können der PDR beziehungsweise der GDR zugeordnet werden. Dass es sich um Dipolstärke handelt, wird aus Abbildung 2.6 (b) deutlich. Die blaue gestrichelte Linie zeigt das Spektrum im Winkelbereich zwischen 3.75° und 5.25° . Es ist deutlich zu erkennen, dass die Intensität der Übergänge stark verringert ist. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass zu größer werdenden Winkeln der Wirkungsquerschnitt für Dipolübergänge kleiner wird. Grund hierfür ist, dass der Einfluss der Coulombanregung, die bei extremen Vorwärtswinkeln für E1-Anregungen verantwortlich ist, relativ zu anderen Reaktionen stark abnimmt.

Die Energieauflösung bei (p,p')-Experimenten liegt bei rund 20 keV. Daher ist eine Untersuchung einzelner Zustände nur möglich, wenn der Zustand energetisch in dieser Größenordnung isoliert liegt. Für die Betrachtung der Gesamtstärke sind diese Experimente jedoch eine sehr gute Wahl. Die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Multipole und Strahlungscharakteristika ist durch theoretische Berechnungen im Rahmen der DWBA zugänglich. Da sich diese für größer werdende Winkel immer stärker voneinander unterscheiden, ist es möglich den Anteil an (elektrischer) Dipolstärke aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten modellabhängig zu bestimmen. Des Weiteren ist die komplette Dipolstärke zugänglich, das heißt, dass durch den experimentellen Aufbau keine energetischen Grenzen gegeben sind.

2.3.4 Photonenstreuung

Mit der Streuung reeller Photonen ist es möglich die Dipolstärke einzelner Kernübergänge zu untersuchen [Metz59, Knei96]. Ein experimenteller Aufbau zur Durchführung von Photonenstreuexperimenten ist das Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) [Sonn11]. Ein Elektronenstrahl wird auf bis zu 14 MeV beschleunigt und auf ein Bremstarget geschossen. Durch Wechselwirkung mit den Atomkernen entsteht Bremsstrahlung, deren Endpunktsenergie der Energie der einfallenden Elektronen entspricht. Diese durchläuft einen Kupferkollimator und trifft anschließend auf das zu untersuchende Material. In diesem werden sie von den Atomkernen resonant absorbiert, die wiederum Photonen emittieren um zurück in den Grundzustand zu zerfallen. Die emittierten Photonen werden mittels HPGe Detektoren gemessen. Ein solches Spektrum ist in Abbildung 2.7 im Energiebereich zwischen 3.2 und 4.5 MeV für eine Messung an ^{96}Zr gezeigt. Der Detektor befand sich in einem Winkel von 90° relativ zum einfallenden Photonenstrahl. Es sind fünf Übergänge zu sehen, die Zerfällen im Kern ^{96}Zr zugeordnet werden konnten.

Die zugänglichen Messgrößen in einem Photonenstreuexperiment sind neben der Energie auch der integrierte Wirkungsquerschnitt sowie die Winkelverteilung. Letztere gibt Aufschluss über die Spinquantenzahl des Zustands, dessen Übergang beobachtet wurde. Informationen über die Paritätsquantenzahl liefert die Verwendung von polarisierten Photonen. Zum einen können diese im Eingangskanal (siehe Kapitel 3.2) oder im Ausgangskanal der Reaktion unter Nutzung eines Comptonpolarimeters verwendet werden [Hutt02, Bues08].

Durch das Verwenden von HPGe Detektoren wird eine Auflösung von rund 5 keV bei 5 MeV Anregungsenergie erzielt. Dies ermöglicht in den meisten Fällen die Spektroskopie einzelner Zustände in einem Kern. Im Gegensatz zu den anderen vorgestellten Methoden wird bei Photonenstreuexperimenten nicht das Anregungs- sondern das Abregungsspektrum gemessen. Daher können für die Zustände einzelne Zerfallskanäle untersucht werden. Einzelheiten dazu finden sich in Kapitel 3.

Die Bestimmung der Übergangsstärken ist von keinen theoretischen Annahmen abhängig. Allerdings ist der Energiebereich dieser Messmethode durch die Neutronenseparationsschwelle begrenzt, da oberhalb der Wirkungsquerschnitt von (γ,n)-Reaktionen dominiert und demnach keine γ -Spektroskopie mehr möglich ist.

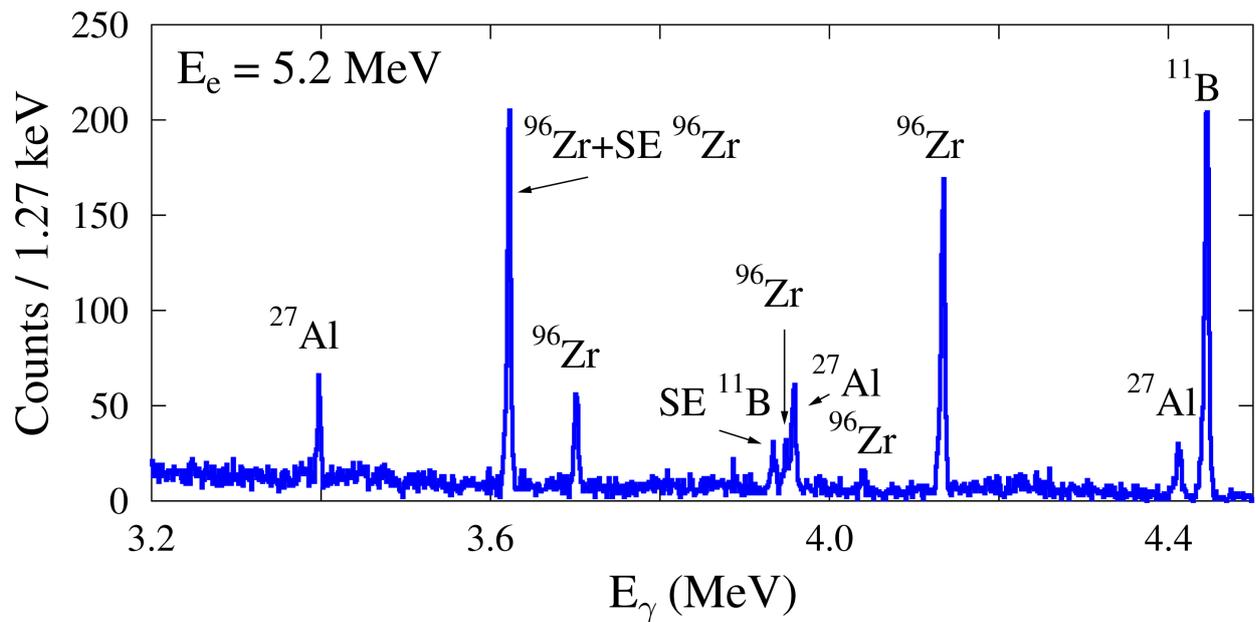


Abb. 2.7: Spektrum eines (γ, γ') -Experiments am Kern ^{96}Zr : Die Abbildung zeigt das Spektrum im Energiebereich zwischen 3.2 und 4.5 MeV. Es wurde unter einem Winkel von 90° relativ zum einfallenden Photonenstrahl gemessen. Die Bezeichnung SE markiert einen Single-Escape Peak. Bild entnommen aus Ref. [Zwei16].

Da sich die vorliegende Arbeit mit der Auswertung eines Photonenstreuexperimentes beschäftigt, wird im folgenden Kapitel näher auf diese Methode zur Bestimmung von Dipolstärke eingegangen.

3 Kernresonanzfluoreszenz

Photonenstreuexperimente werden typischerweise auch als Kernresonanzfluoreszenz- oder kurz KRF-Experimente bezeichnet. Dieser Name rührt daher, dass der Kern auf eine Resonanzenergie angeregt wird und infolge dessen ein oder mehrere Photonen emittiert um zurück in den Grundzustand zu zerfallen. Das Prinzip der Kernanregung in KRF-Experimenten ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Hierin bezeichnet E die Energien der einzelnen Zustände, J die zugehörigen Spinquantenzahlen und Γ die zu den Übergängen zugehörigen Übergangsbreiten. Der Kern wird durch Absorption eines Photons aus dem Grundzustand heraus in ein energetisch höher liegendes Kernniveau mit Energie E_x angeregt. Um wieder sein energetisches Minimum anzunehmen, emittiert der Kern ein oder mehrere Photonen, um zurück in den Grundzustand zu zerfallen. Dies geschieht typischerweise innerhalb einiger Pico- bis Femtosekunden ($10^{-12} - 10^{-15}$ s).

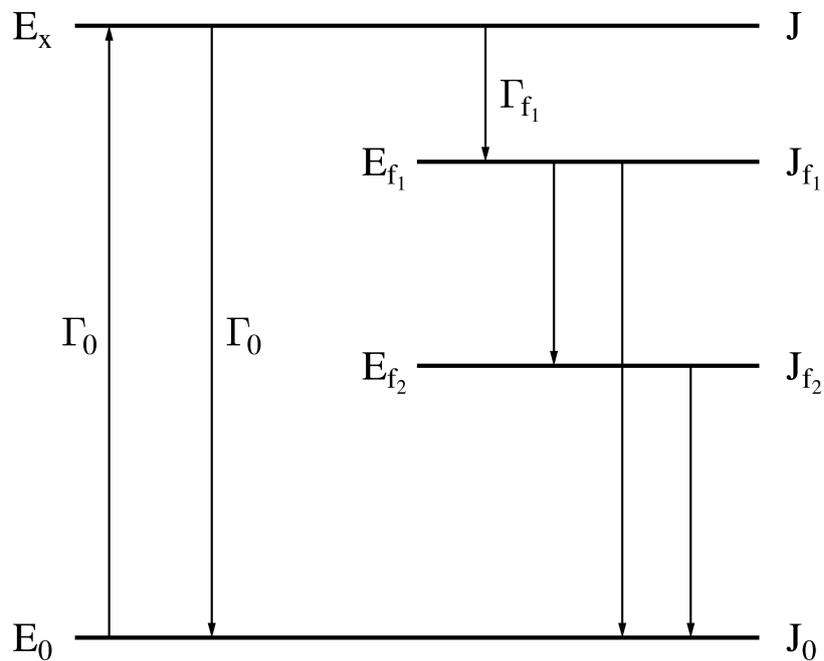


Abb. 3.1: Prinzip der Kernanregung durch reelle Photonen: Der Kern wird aus dem Grundzustand mit Energie E_0 und Spinquantenzahl J_0 in einen angeregten Zustand der Energie E_x und Spinquantenzahl J versetzt. Von dort zerfällt er entweder direkt oder über einen oder mehrere Zwischenzustände zurück in den Grundzustand.

Die Anregungsenergie und die Energie der emittierten Photonen stimmen allerdings nicht exakt überein. Dies ist darin begründet, dass der Kern sowohl bei der Absorption als auch bei der Emission eines Photons einen Rückstoß erfährt. Die vom Kern aufgenommene Energie ist dabei abhängig von der Masse M des Kerns, der Photonenenergie E_γ und dem Winkel zwischen einfallendem und ausgesandtem Photon θ :

$$\Delta E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} (1 - 2 \cos \theta) . \quad (3.1)$$

Der Kalibrierungsstandard ^{11}B , der unter anderem zur Energiekalibrierung der Spektren genutzt wird, besitzt beispielsweise ein Niveau bei einer Anregungsenergie von 7285.51 keV. Die beim

Zerfall in den Grundzustand emittierten Photonen haben unter einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ eine Energie von 7282.92 keV und unter $\theta = 130^\circ$ nur noch 7279.60 keV. Aufgrund dieser großen Diskrepanz muss bei Energiekalibrierungen dieser Rückstoß stets berücksichtigt werden. Die auftretenden Übergänge können durch den Strahlungscharakter λ und die Multipolordnung L charakterisiert werden. Letztere ist durch die Dreiecksungleichung

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f| \quad (3.2)$$

limitiert. In dieser Gleichung stehen J_i für den Anfangs- (*engl. initial*) und J_f für den Endzustand (*engl. final*) des Übergangs. Die Namensvergabe eines Übergangs erfolgt durch die Bestimmung des Wertes 2^L . Demnach wird ein Übergang mit dem Wert $L = 2$ als Quadrupol bezeichnet. Für den Strahlungscharakter λ gibt es zwei Möglichkeiten: Er kann entweder elektrischer (E) oder magnetischer (M) Natur sein. Für deren Bestimmung wird die Parität π des Anfangs- und Endzustands benötigt, sowie die Kenntnis über den Multipolcharakter. Sind diese Größen bekannt, kann der Strahlungscharakter über die Gleichungen

$$\pi_f = (-1)^L \cdot \pi_i \longrightarrow \text{elektrische Strahlung}$$

$$\pi_f = (-1)^{L+1} \cdot \pi_i \longrightarrow \text{magnetische Strahlung} \quad (3.3)$$

bestimmt werden.

Aufgrund des geringen Drehimpulsübertrags von Photonen, werden in KRF-Experimenten in der Regel nur elektrische Di- und Quadrupolübergänge (E1, E2), sowie magnetische Dipolübergänge (M1) beobachtet.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente wurden mit unpolarisierter Bremsstrahlung, sowie polarisierten, quasi-monoenergetischen Photonen durchgeführt. Die aus diesen Experimenten zugänglichen Messgrößen werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

3.1 Verwendung unpolarisierter Bremsstrahlung

Durch Experimente mit unpolarisierter Bremsstrahlung sind Informationen über die Energie, die Multipolordnung und damit auch der Spinquantenzahl eines Zustands, dem integrierten Wirkungsquerschnitt und damit verbunden auch Breiten, sowie Stärken von einzelnen Übergängen zugänglich.

Das in Abbildung 2.7 gezeigte Spektrum stammt von einer KRF-Messung am Kern ^{96}Zr . Nach erfolgter Energiekalibrierung mittels einer Quellmessung oder bekannten Übergangsenergien, kann die Energie anhand der Position der Peaks im Spektrum bestimmt werden. Um Informationen über die Multipolordnung eines Übergangs zu gewinnen, muss die Winkelverteilung betrachtet werden. Diese beschreibt die relativen Intensitäten der emittierten Photonen beim Übergang eines Zustands j in den Zustand k unter einem Abstrahlwinkel θ relativ zum einfallenden Photon. Sie ist davon abhängig von welchem Niveau i der Zustand j bevölkert wird. Jedes Energieniveau lässt sich in $2J + 1$ Unterzustände aufspalten, wobei J die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Zustands beschreibt. Wird ein Kern durch Photonen aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand versetzt, so werden ausschließlich Unterzustände bevölkert, deren Magnetquantenzahl m_J eine Differenz zur Magnetquantenzahl des Grundzustands von $\Delta m_J = \pm 1$ besitzt. Hat ein Kern den Grundzustandsspin 0^+ , so haben folglich alle aus dem Grundzustand heraus angeregten Unterzustände die Magnetquantenzahlen $m_J = \pm 1$. Generell kann die Magnetquantenzahl die Werte $-J \leq m_J \leq J$ annehmen. Wird ein Zustand

jedoch durch energetisch höher liegende Zustände bevölkert, können alle Unterzustände bevölkert werden. Dies führt dazu, dass der Kern nahezu isotrop, das heißt in alle Raumrichtungen gleichmäßig, abstrahlt.

Für eine Folge von Übergängen $i \rightarrow j \rightarrow k$, kann die Winkelverteilung als Linearkombination von Legendre-Polynomen P_ν geschrieben werden [Kran70]:

$$W(\theta)_{J_i \rightarrow J \rightarrow J_k} = \sum_{\nu=\text{gerade}} B_\nu^{i \rightarrow j} A_\nu^{j \rightarrow k} P_\nu(\cos \theta). \quad (3.4)$$

Der Polarwinkel θ wird relativ zur positiven z-Achse gemessen, die durch den einfallenden Photonenstrahl definiert wird. Im Folgenden wird der Übergang $i \rightarrow j$ als γ_1 und der Übergang $j \rightarrow k$ als γ_2 bezeichnet. Die Entwicklungskoeffizienten $A_\nu(\gamma_2)$ und $B_\nu(\gamma_1)$ sind abhängig vom Mischungsverhältnis δ und den sogenannten F -Koeffizienten:

$$A_\nu(\gamma_2) = \left(\frac{1}{1 + \delta_2^2} \right) \cdot [F_\nu(L_2 L_2 J_f J) + 2 \cdot \delta_2 \cdot F_\nu(L_2 L_2' J_f J) + \delta_2^2 \cdot F_\nu(L_2' L_2' J_f J)] \quad (3.5)$$

$$B_\nu(\gamma_1) = \left(\frac{1}{1 + \delta_1^2} \right) \cdot [F_\nu(L_1 L_1 J_i J) - 2 \cdot \delta_1 \cdot F_\nu(L_1 L_1' J_i J) + \delta_1^2 \cdot F_\nu(L_1' L_1' J_i J)]. \quad (3.6)$$

Das Mischungsverhältnis δ berücksichtigt die Tatsache, dass Übergänge verschiedener Multipolordnungen auftreten können. Es bildet sich durch das Verhältnis der beiden Übergangsmatrixelemente der jeweiligen Multipole.

Die für die Entwicklungskoeffizienten benötigten F -Koeffizienten können Tabellen entnommen werden [Frau65]. Das Einsetzen dieser Koeffizienten und das Bilden des Limes $\delta \rightarrow 0$, führt für die Winkelverteilung der emittierten Photonen nach der Spinsequenz $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ auf die Funktion:

$$W_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0} = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta) \quad (3.7)$$

und entsprechend nach der Spinsequenz $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ auf

$$W_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0} = \frac{5}{4}(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta). \quad (3.8)$$

Eine Skizze dieser Winkelverteilungen ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Um von der Winkelverteilung auf den Spin eines Zustands schließen zu können, genügt es das Verhältnis der Winkelverteilung des im Spektrums beobachteten Übergangs unter zwei Winkeln zu betrachten:

$$w = \frac{W(\theta_1)}{W(\theta_2)}. \quad (3.9)$$

Wie aus Abbildung 3.2 hervorgeht ist unter den Winkeln $\theta_1 = 90^\circ$ und $\theta_2 = 127^\circ$ der Unterschied des Verhältnisses w der in KRF-Experimenten möglichen Winkelverteilungen für Anregungen und anschließendem Zerfall direkt in den Grundzustand maximal. Durch die Nutzung dieser beiden Winkel ergibt sich für w im Falle der Spinsequenz $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ der Wert:

$$w_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0} = 0.71 \quad (3.10)$$

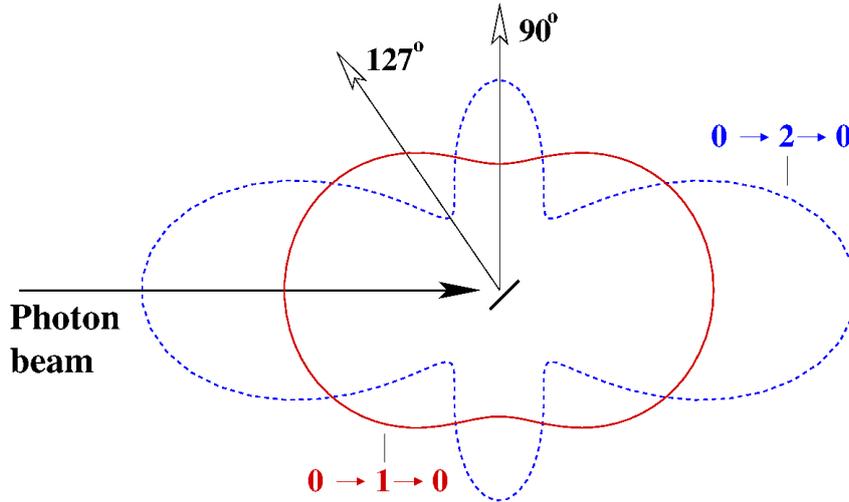


Abb. 3.2: Winkelverteilung der in der KRF möglichen Übergänge: Der ankommende Photonenstrahl trifft das zu untersuchende Material und Photonen werden absorbiert. Die emittierten Photonen unterliegen für einen Dipolübergang der in rot, Quadrupolübergänge der in blau eingezeichneten Verteilung.

und im Falle der Spinsequenz $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$:

$$w_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0} = 2.26. \quad (3.11)$$

Wird also mit Hilfe der aus den Spektren gewonnenen Peakintensitäten dieses Verhältnis für die einzelnen Übergänge berechnet, ist es möglich, die Spinquantenzahl der zugehörigen Zustände zu bestimmen.

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Teilchen mit einem anderen wechselwirkt, wird als Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Bereits im Jahr 1937 fand Hans Bethe heraus, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma_{j \rightarrow k}(E)$ für eine elektromagnetische Anregung aus dem Grundzustand mit der Spinquantenzahl J_0 in einen angeregten Zustand mit Spinquantenzahl J_j und Energie E_j und anschließendem Zerfall in den Zustand k durch eine Breit-Wigner-Verteilung gegeben ist [Beth37]:

$$\sigma_{j \rightarrow k}(E) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{E_j} \right)^2 \underbrace{\left(\frac{2J_j + 1}{2J_0 + 1} \right)}_g \frac{\Gamma_0 \Gamma_k}{(E - E_j)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (3.12)$$

In dieser Gleichung bezeichnet E die Energie der einfallenden Photonen, g einen von den Spinquantenzahlen der beteiligten Zuständen abhängigen Vorfaktor, Γ_0 die Grundzustandsübergangsbreite, Γ_k die Übergangsbreite in den Zustand k , sowie Γ die Gesamtübergangsbreite. Letztere wird aus der Summe der einzelnen partiellen Übergangsbreiten $\sum_{k=0} \Gamma_k$ gebildet. Dementsprechend gilt $\Gamma = \Gamma_0$ für den Fall, dass ein Zustand ausschließlich in den Grundzustand zerfällt.

Aufgrund der thermischen Bewegung der Kerne muss der obenstehende Wirkungsquerschnitt noch mit der Geschwindigkeitsverteilung der Kerne gefaltet werden. Hierfür wird eine Maxwell-Verteilung angenommen. Wird der so erhaltene Wirkungsquerschnitt $\sigma'_{j \rightarrow k}(E)$ über die Energie integriert resultiert daraus der integrierte Wirkungsquerschnitt:

$$I_{j \rightarrow k} = \int dE \sigma'_{j \rightarrow k}(E) = \pi^2 \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_j} \right)^2 \cdot g \cdot \Gamma_0 \frac{\Gamma_k}{\Gamma}. \quad (3.13)$$

Dieser ist noch immer abhängig von der Energie E_j des angeregten Zustands, dem von den Spinquantenzahlen abhängigen Faktor g , der Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 , sowie dem Verzweigungsverhältnis Γ_k/Γ . Letzteres gibt an zu welchem Anteil der angeregte Zustand in den Zustand k zerfällt. Für einen reinen Grundzustandsübergang, das heißt, dass der Zustand ausschließlich in den Grundzustand zerfällt, beträgt das Verzweigungsverhältnis folglich $\Gamma_0/\Gamma = 1$.

Da für die Berechnung der Übergangsstärken die Grundzustandsübergangsbreite eine wichtige Rolle spielt, ist die Extraktion dieser Größe sehr wichtig. In den meisten Fällen wird kein Zerfall in einen anderen Zustand als den Grundzustand beobachtet. Daher wird die Annahme getroffen, dass $\Gamma_0 \approx \Gamma$ eine gültige Näherung ist. Allerdings verursacht die Nutzung von Bremsstrahlung einen charakteristischen Untergrund, entstanden durch Comptonstreuung am zu untersuchenden Material. Da Übergänge, die nicht in den Grundzustand zerfallen, häufig von geringer Intensität sind, sind sie meist nicht gegen den Untergrund aufzulösen. Daher ist die oben gemachte Näherung nicht uneingeschränkt gültig. Aus diesem Grund ist der aus Experimenten extrahierte Wert für Γ_0 als untere Grenze anzusehen.

Eine Möglichkeit Zustände auf Verzweigungsverhältnisse zu untersuchen ist die Methode der Selbstabsorption [Metz56, Metz59, Piet95, Romi15]. Hierbei werden zwei Messungen durchgeführt. Beide sind KRF-Messungen mit dem einzigen Unterschied, dass bei einer Messung zusätzlich ein sogenanntes Absorptionstarget benutzt wird. Dieses besteht aus dem selben Material wie das zu untersuchende. Dadurch wird der Photonenfluss an den Resonanzenergien bereits vor dem Auftreffen auf die eigentliche Probe abgeschwächt. Durch den Vergleich der beiden Spektren mit und ohne Absorptionstarget kann ein Wert für die Selbstabsorption bestimmt werden. Da diese abhängig ist von der Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 , kann letztere aus dem Vergleich mit einer theoretisch ermittelten Kurve bestimmt werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung von Verzweigungsverhältnissen einzelner Zustände ist die Verwendung von Koinzidenzmessungen [Loeh13]. Hierbei kann durch eine Koinzidenzbedingung auf den Zerfall des 2_1^+ Zustands ermittelt werden, welcher Zustand wie stark in diesen zerfällt.

Wurde die Grundzustandsübergangsbreite eines Zustands bestimmt oder unter der Annahme $\Gamma_0/\Gamma_k \approx 1$ angenähert, kann dessen Übergangsstärke bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen der Übergangsbreite Γ_0 in den Grundzustand und der Übergangsstärke $B(\lambda L)$ ist gegeben durch [Knei96]:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_L \left(\frac{E_j}{\hbar c} \right)^{2L+1} \cdot \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot B(\lambda L) \downarrow . \quad (3.14)$$

Hierbei kennzeichnet $B(\lambda L) \downarrow$ die Übergangsstärke für Emissionsprozesse. Diese lässt sich mittels des spinabhängigen Faktors g in die Übergangsstärke für Absorptionsprozesse umrechnen:

$$B(\lambda L) \uparrow = g \cdot B(\lambda L) \downarrow . \quad (3.15)$$

Wie bereits beschrieben, treten bei KRF-Experimenten hauptsächlich elektrische Di- und Quadrupol-, sowie magnetische Dipolübergänge auf. Die zugehörigen Stärken können über

$$\begin{aligned} \frac{B(E1) \uparrow}{[e^2 \text{fm}^2]} &= 9.554 \cdot 10^{-4} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{[\text{meV}]} \cdot \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_j} \right)^3 \\ \frac{B(M1) \uparrow}{[\mu_N^2]} &= 8.641 \cdot 10^{-2} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{[\text{meV}]} \cdot \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_j} \right)^3 \\ \frac{B(E2) \uparrow}{[e^2 \text{fm}^4]} &= 1.245 \cdot 10^3 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{[\text{meV}]} \cdot \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_j} \right)^5 \end{aligned} \quad (3.16)$$

berechnet werden. Um obenstehende Formeln anzuwenden, wird die Kenntnis über den Strahlungscharakter benötigt. Dieser kann beispielsweise über die Nutzung von polarisierten Photonen im Ausgangskanal der Reaktion mit Hilfe eines Comptonpolarimeters bestimmt werden [Hutt02, Bues08]. Hierzu werden allerdings lange Messzeiten benötigt, da mit zunehmender Energie der Unterschied in der Asymmetrie, die berechnet werden muss, um Aussagen über den Strahlungscharakter zu tätigen, für elektrische und magnetische Übergänge immer geringer wird. Daher werden Messungen mit geringen statistischen Unsicherheiten benötigt. Eine weitere Möglichkeit ist die Nutzung von polarisierten Photonen im Eingangskanal der Reaktion. Diese Methode wird im kommenden Abschnitt erläutert.

3.2 Verwendung quasi-monoenergetischer, polarisierter Photonen im Eingangskanal

Bei Verwendung quasi-monoenergetischer, polarisierter Photonen im Eingangskanal ist es möglich, Paritätsquantenzahlen und Verzweigungsverhältnisse einzelner Zustände, sowie Multipolmischungsverhältnisse von Übergängen zu ermitteln. Zur Bestimmung des Strahlungscharakters λ wird die Winkelverteilung der emittierten Photonen betrachtet. Diese ähnelt der Winkelverteilung für unpolarisierte Photonen, wie sie in Gleichung 3.4 angegeben ist. Der einzige Unterschied ist ein zusätzlicher Term [Fagg59, Wern04]:

$$\begin{aligned}
 W(\vartheta, \varphi) = & \sum_{\nu=\text{gerade}} B_{\nu}(\gamma_1)A_{\nu}(\gamma_2)P_{\nu}(\cos\vartheta) + \sum_{\nu=\text{gerade}} A_{\nu}(\gamma_2)\frac{1}{1+\delta^2}\cos(2\varphi)P_{\nu}^{(2)}(\cos\vartheta) \\
 & \cdot [(\pm)_{L_1}\kappa_{\nu}(L_1L_1)F_{\nu}(L_1L_1J_iJ) \\
 & + (-1)^{L_1+L'_1}(\pm)_{L'_1}\kappa_{\nu}(L_1L'_1)2\delta F_{\nu}(L_1L'_1J_iJ) \\
 & + (\pm)_{L'_1}\kappa_{\nu}(L'_1L'_1)F_{\nu}(L'_1L'_1J_iJ)]. \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

Hierin bezeichnet κ_{ν} Faktoren, die von der Bahndrehimpulsquantenzahl der beteiligten Zustände abhängig sind. Sie sind unter anderem in Referenz [Fagg59] aufgelistet. Das Vorzeichen $(\pm)_L$ ist abhängig vom Strahlungscharakter. Ist dieser elektrischer Natur ist das Vorzeichen positiv, im Falle magnetischer Strahlung ist es negativ.

Durch Einsetzen der verschiedenen Faktoren berechnet sich die Winkelverteilung für eine $0^+ \rightarrow 1^{\pi_f} \rightarrow 0^+$ Spinsequenzen zu:

$$\begin{aligned}
 W(\vartheta, \varphi) &= 1 + \frac{1}{2} \left[P_2(\cos(\vartheta)) + \frac{1}{2} \pi_f \cos(2\varphi) P_2^{(2)}(\cos(\vartheta)) \right] \\
 &= 1 + \frac{1}{4} \left[(3 \cos^2(\vartheta) - 1) + \pi_f 3 \cos(2\varphi) \cdot (1 - \cos^2(\vartheta)) \right]. \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

Hierin beschreibt π_f die Parität des angeregten Zustands, ϑ den Polarwinkel in Bezug auf den ankommenden Photonenstrahl und φ den Azimuthalwinkel zwischen der Polarisations- und der Reaktionsebene. Ein schematischer Überblick über die Winkel und Ebenen ist in Abbildung 3.3 gegeben.

Der ankommende Photonenstrahl spannt zusammen mit den elektrischen Feldvektoren die Polarisationssebene auf. Zwischen den absorbierten Photonen und denen, die in die Polarisationssebene emittiert werden liegt der Polarwinkel ϑ . Der Azimuthalwinkel φ beschreibt den Winkel zwischen dem ursprünglichen Photonenstrahl und den emittierten Photonen, die nicht in der Polarisationssebene gestreut werden. Die von diesen Photonen aufgespannte Ebene wird Reaktionsebene genannt.

Um auf den Strahlungscharakter und damit auf die Parität eines dipolangeregten Zustands in

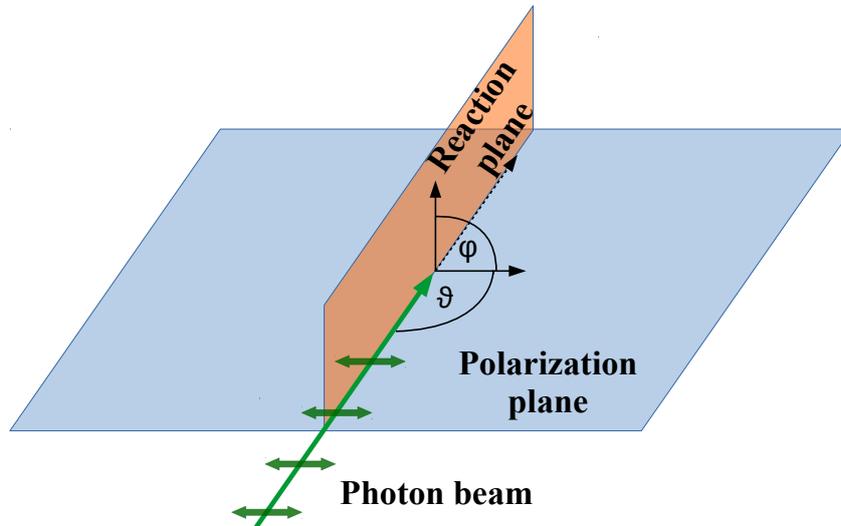


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der verschiedenen Ebenen und Winkel bei Nutzung polarisierter Photonen.

einem gg-Kern zu schließen, werden die Intensitäten der Übergänge in den verschiedenen Ebenen gemessen [Piet02]. Wie in Abbildung 3.4 zu sehen, bietet sich dafür ein Polarwinkel von $\vartheta = 90^\circ$ an und die Azimutalwinkel $\varphi = 0^\circ$ beziehungsweise $\varphi = 90^\circ$. Für diese Winkel ist der Unterschied der beiden Strahlungscharakteristika maximal. Aufgrund der Periodizität trifft dies auch für die Winkel $\varphi = 180^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$. Über die Analysierstärke

$$\Sigma = \frac{W(90^\circ, 0^\circ/180^\circ) - W(90^\circ, 90^\circ/270^\circ)}{W(90^\circ, 0^\circ/180^\circ) + W(90^\circ, 90^\circ/270^\circ)} \quad (3.19)$$

kann auf die Paritätsquantenzahl des angeregten Zustands geschlossen werden. Die Analysierstärke kann nur die Werte ± 1 annehmen. Diese entsprechen dann gerade der Paritätsquantenzahl. Allerdings beruhen diese Rechnungen auf punktförmigen Quellen und Detektoren. Durch die Ausdehnung der Probe und den endlichen Öffnungswinkel der Detektoren weichen die gemessenen Werte von Σ ab. Dies wird durch einen Abschwächungskoeffizienten q berücksichtigt:

$$q \cdot \Sigma = \varepsilon = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} \quad (3.20)$$

Die Größe ε beschreibt hier die experimentelle Asymmetrie. Des Weiteren stehen N_{\parallel} und N_{\perp} für die Intensitäten parallel beziehungsweise senkrecht zur Polarisationssebene. Die Intensität ergibt sich aus der mit der Effizienz der Detektoren korrigierten gemessenen Peakfläche. In diese Gleichung ist die Annahme eingegangen, dass der eintreffende Photonenstrahl zu 100 % polarisiert ist.

Da unter Verwendung quasi-monoenergetischer Photonen, also Photonen mit einem schmalen energetischen Spektrum, der Untergrund sehr gering ist, reicht bereits eine geringe Statistik aus, um Paritätsquantenzahlen mit hoher Sicherheit zu bestimmen. Das geht einher mit kurzen Messzeiten, die im Bereich von wenigen Stunden liegen. Im Vergleich dazu werden bei Polarisationsmessungen mittels Comptonpolarimetern Messzeiten von mehreren Tagen benötigt.

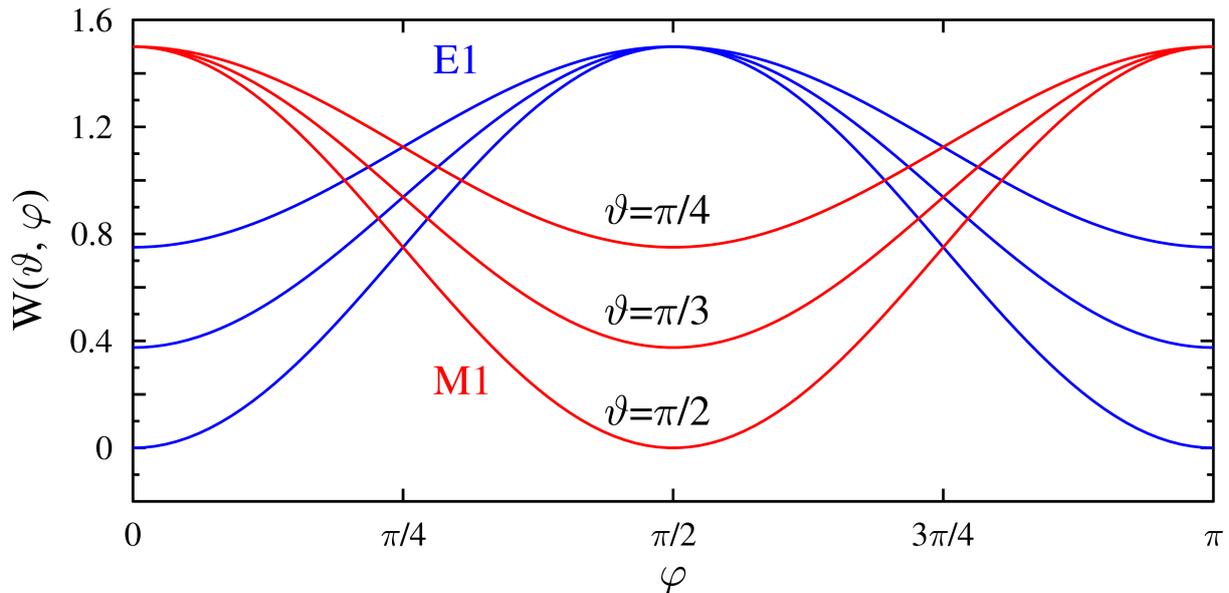


Abb. 3.4: Winkelverteilung der polarisierten Photonen: Für drei verschiedene Polarwinkel wurde die Winkelverteilung in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel gezeigt. Der Unterschied zwischen elektrischen (blau) und magnetischen (rot) Übergängen ist für Azimutalwinkel von $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$ am größten.

Ein weiterer Vorteil der Nutzung quasi-monoenergetischer Photonen ist, dass nur wenige Zustände zeitgleich angeregt werden. Da dies nur in einem schmalen Energiebereich stattfindet, müssen tiefer liegende Zustände, die dennoch spektroskopiert werden, von diesen bevölkert werden. Somit kann über den Vergleich der jeweiligen Intensitäten auf die Verzweungsverhältnisse geschlossen werden [Romi13, Isaa13].

Aus Messungen mit polarisierten Photonen im Eingangskanal der Reaktion kann des Weiteren auch auf das Multipolmischungsverhältnis eines Übergangs geschlossen werden [Ruse09]. Hierfür wird die experimentelle Asymmetrie mit theoretischen Winkelverteilungen [Fagg59] für unterschiedliche Multipolmischungsverhältnisse verglichen.

KRF-Experimente mit unpolarisierter Bremsstrahlung bietet Aufschluss über die Stärke und Multipolordnungen von Übergängen in einem großen Energiebereich. Die Untersuchung des Strahlungscharakters und der Verzweungsverhältnisse sind allerdings nur schwer zugänglich. Dies ist bei Experimenten mit quasi-monoenergetischen, polarisierten Photonen möglich. Allerdings kann in solchen Messungen nicht mehr modellunabhängig die Stärke von Übergängen bestimmt werden, da der Photonenfluss nicht direkt im Experiment bestimmt werden kann. Des Weiteren müssen viele verschiedene Strahleinstellungen gewählt werden, um den kompletten Energiebereich abzudecken. Die Kombination der beiden experimentellen Methoden ergänzen sich sehr gut, um die Dipolstärkeverteilung in Kernen zu untersuchen. Daher wurde sie in der vorliegenden Arbeit für die Isotope ^{92}Zr und ^{94}Zr angewendet.

4 Motivation

In den letzten Jahren wurde die Dipolstärkeverteilung in vielen Kernen auf Schalenabschlüssen [Volz06, Oeze07, Savr08, Endr12, Pai13, Sche13I, Sche13II, Dery14] oder in deren Nähe [Schw07, Dery13, Isaa13, Romi13] untersucht. In diesen Kernen ist eine Anhäufung von Stärke zwischen 5 MeV und der Neutronenseparationschwelle zu finden. Diese Anhäufung wird meist als Pygmy Dipol Resonanz (PDR) bezeichnet (siehe Kapitel 2.2.2). Eine solche Anhäufung von Stärke wurde auch im Kern ^{90}Zr beobachtet [Schw08]. Des Weiteren wurde in diesem Kern bei einer Energie von rund 9 MeV die Spinflip M1-Resonanz angeregt [Ruse13]. Die Zirkoniumisotope besitzen eine Protonenzahl von $Z = 40$ und haben damit eine vollbesetzte $2p_{1/2}$ Unterschale, die eine vergleichsweise große Energielücke bis zur nächsten Schale, der $1g_{9/2}$, aufweist. Des Weiteren besitzt der Kern ^{90}Zr eine Neutronenzahl von $N = 50$ und damit eine komplett besetzte $1g_{9/2}$ Schale. In Abbildung 4.1 ist ein Ausschnitt der Karlsruher Nuklidkarte mit markierten $N = 50, 56$ und $Z = 40, 50$ Schalenabschlüssen, zusammen mit der Schalenstruktur in dieser Massenregion gezeigt.

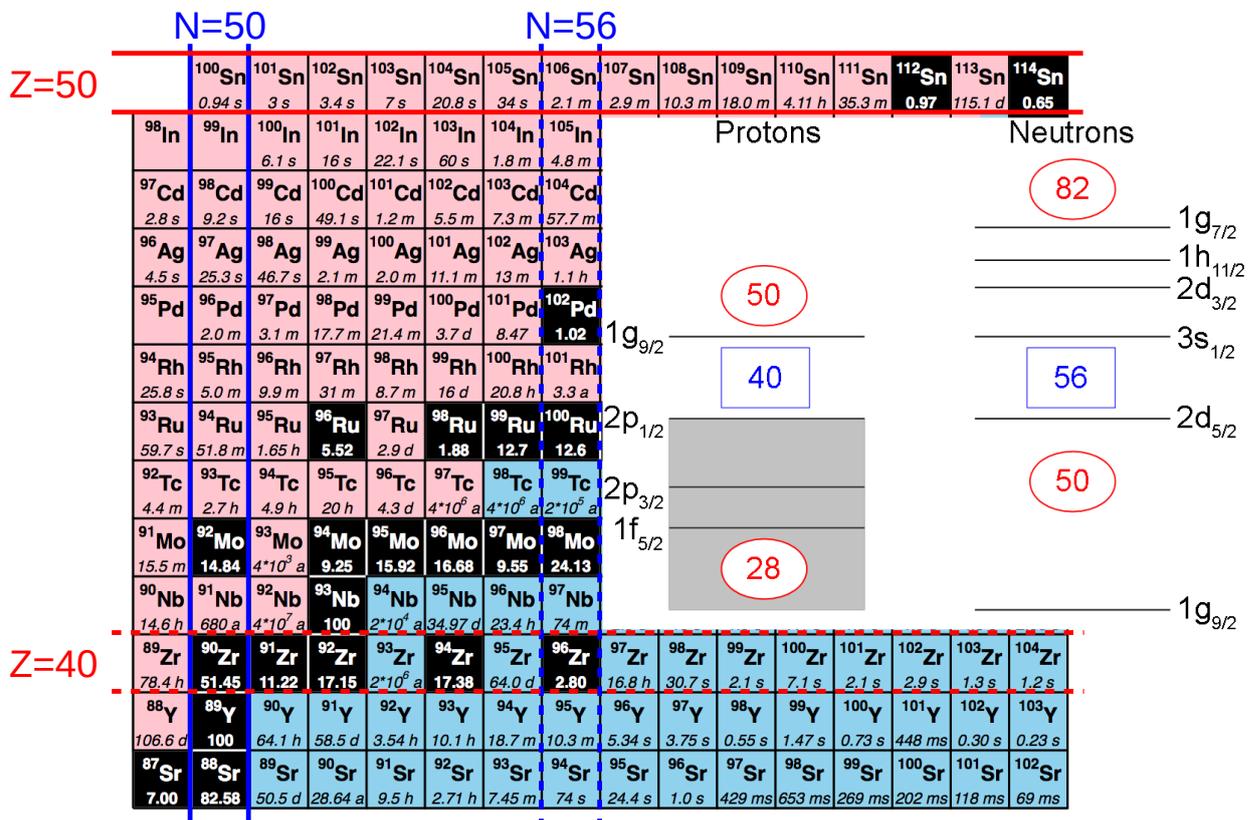


Abb. 4.1: Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte: Markiert sind die Schalenabschlüsse bei $N = 50, 56$ und $Z = 40, 50$. Auch zu sehen ist die Schalenstruktur in der gezeigten Massenregion.

Das besondere an dieser Isotopenkette ist die Tatsache, dass ^{96}Zr ebenfalls einen Schalenabschluss bei $N = 56$ aufweist. Bei dieser Neutronenzahl ist die $2d_{5/2}$ Unterschale komplett gefüllt. Auch oberhalb dieser Schale ist eine vergleichsweise große Energielücke bis zur näch-

sten Schale und das Isotop weist unter anderem mit einer hohen Anregungsenergie des 2_1^+ Merkmale eines doppeltmagischen Kerns auf. Damit bieten die Zirkoniumisotope die Gelegenheit, die Dipolstärkeverteilung zwischen zwei Schalenabschlüssen zu messen und deren Einfluss auf die Stärkeverteilung zu untersuchen. Der Kern ^{96}Zr wurde bereits bis zur Neutronenseparationsenergie mittels KRF-Experimenten vermessen [Zwei11, Torn16]. Im Gegensatz zu ^{90}Zr konnte hier keine M1-Stärke aus der Spinflip M1-Resonanz beobachtet werden. Allerdings liegt die Separationsschwelle bei $S_n \approx 7.9$ MeV und damit deutlich unterhalb des Zentroids der M1-Resonanz in ^{90}Zr . Es stellt sich daher die Frage, ob in den dazwischenliegenden gg-Kernen diese Resonanz zu sehen ist, da bei diesen Isotopen die Schwellen mit $S_n \approx 8.6$ MeV (^{92}Zr), beziehungsweise $S_n \approx 8.2$ MeV (^{94}Zr) höher sind.

Eine weitere Vergleichsmöglichkeit bietet ^{94}Mo , das ein Isoton des Kerns ^{92}Zr ist. Für ^{94}Mo wurden ebenfalls KRF-Experimente mit unpolarisierter Bremsstrahlung, sowie quasi-monoenergetischen, polarisierten Photonen durchgeführt [Romi13]. Es trat im Energiebereich zwischen 5 und 8 MeV eine resonanzartige Struktur der E1-Stärke auf, die ein Anzeichen der PDR darstellt. Des Weiteren gab es in selbigem Energiebereich eine ähnliche Struktur im mittleren Verzweigungsverhältnis $\bar{\Gamma}_0/\Gamma$. Diese konnte in Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells [Brin55, Axel62, Becv98] nicht beobachtet werden. Das impliziert, dass die beobachtete Stärke nicht zur Dipolresonanz gehört, sondern anderen Ursprungs sein muss. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich um die PDR handelt. Die Fragestellung ist also, ob in den Zirkoniumisotopen, die zwei Protonen weniger aufweisen, die gleichen Beobachtungen gemacht werden können.

In der $N = 82$ Isotonenkette (^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd und ^{144}Sm) wurden systematische Untersuchungen der PDR durchgeführt [Volz06]. Die Autoren kamen zu dem Schluss, dass mit zunehmendem Verhältnis N/Z die Gesamtstärke der PDR zunimmt. Allerdings wurde bei der Betrachtung der Stärke die Annahme getroffen, dass alle Zustände direkt in den Grundzustand zerfallen. Des Weiteren wurde auch nicht auf den Einfluss der unbeobachteten Stärke eingegangen. Nichtsdestotrotz bietet die Zirkoniumisotopenkette die Möglichkeit zu untersuchen, ob das beobachtete Verhalten bestätigt werden kann.

Doch nicht nur der Energiebereich direkt unterhalb der Neutronenseparationschwelle bietet Raum für systematische Untersuchungen. Der erste angeregte 1^- Zustand ist in der Regel der beste Kandidat, wenn es um die Untersuchung des Zwei-Phononenzustands geht. Dieser Zustand liegt bei Anregungsenergien zwischen 2 und 5 MeV und wurde in vielen Kernen untersucht [Piet99b, Andr01]. Es stellte sich heraus, dass die E1-Stärke des Zerfalls $1_1^- \rightarrow 0_1^+$ mit der des Zerfalls $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ korreliert [Piet99b]. Die Übergangsstärken beider Zerfälle gleichen sich innerhalb eines Faktors von 2. Die Datenlage für die Stärke des Übergangs $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ ist sehr überschaubar. Für die Kerne $^{92,94}\text{Zr}$ ist diese Stärke jedoch bekannt. Damit kann die systematische Untersuchung dieser Korrelation weiter vorangetrieben und getestet werden, ob die $Z = 40$ Isotope den allgemeinen Trend ebenfalls wiedergeben. Ebenso von Interesse ist die Bestimmung der Anharmonizität der Zwei-Phononenzustände in den Zirkoniumisotopen. Für die meisten Kerne ist diese negativ, doch ^{90}Zr weist eine positive Anharmonizität auf [Andr01]. Daher stellt sich die Frage, ob eine positive Anharmonizität eine generelle Eigenschaft der stabilen gg-Zirkoniumisotope ist, oder ob ^{90}Zr eine Ausnahme bildet.

5 Die Experimente

Zur Untersuchung der Dipolstärkeverteilung der Isotope $^{92,94}\text{Zr}$ wurden KRF-Experimente mit unpolarisierter Bremsstrahlung sowie quasi-monoenergetischen, polarisierten Photonen durchgeführt. Die Bremsstrahlungsexperimente fanden an DHIPS in Darmstadt und die Messungen mit quasi-monoenergetischen Photonen an HIγS in Durham in den Vereinigten Staaten statt. Im Folgenden werden beide Versuchsaufbauten beschrieben, sowie Details zu den durchgeführten Messungen gegeben.

5.1 Darmstadt High-Intensity Photon Setup

Das Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) [Sonn11] ist einer der Experimentierplätze am Darmstädter Supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [Rich96,Hug11]. Dieser ist ein von Studenten entwickelter und betriebener Beschleuniger, der Elektronen auf einen Designwert von bis zu 130 MeV beschleunigen kann. In Abbildung 5.1 ist ein schematischer Überblick über die Beschleunigeranlage gezeigt. Die Elektronen können von zwei verschiedenen Quellen zur Verfügung gestellt werden: Zum einen produziert eine thermische Kathode Elektronen, die auf 250 keV vorbeschleunigt werden, zum anderen eine Quelle für spinpolarisierte Elektronen, die eine Energie von 100 keV aufweisen [Frit11]. Die Elektronen werden im Injektor in supraleitenden Niobkavitäten auf Energien von bis zu 10 beziehungsweise 14 MeV [Kuer13] je nach eingebautem Modul beschleunigt. Anschließend können die Elektronen Richtung DHIPS ausgekoppelt werden oder in den Hauptbeschleuniger gelenkt werden.

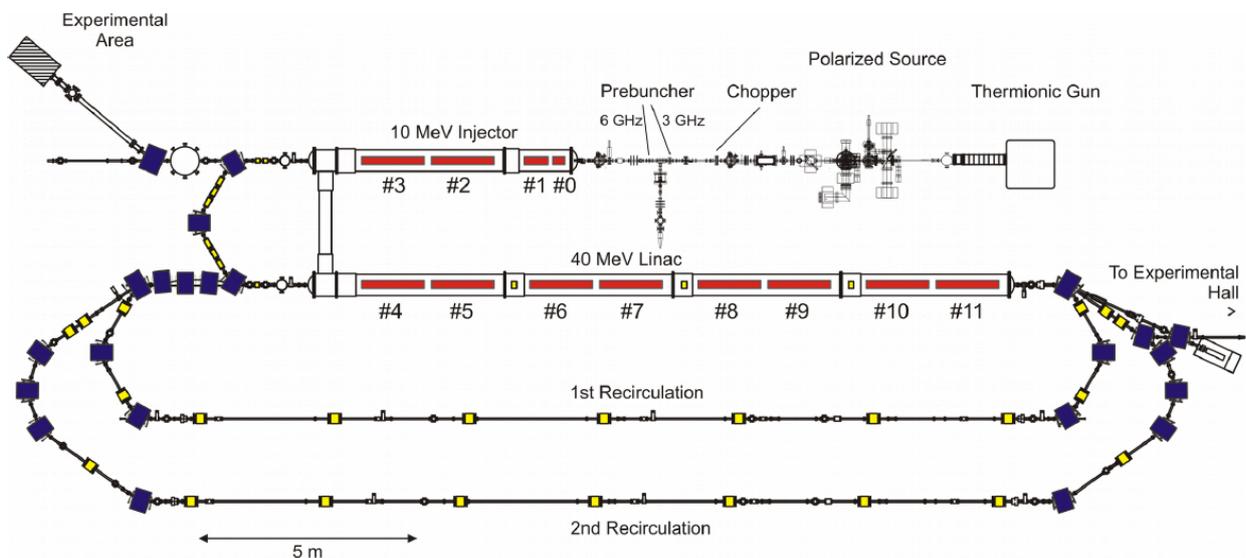


Abb. 5.1: Schematischer Überblick über den S-DALINAC: Die Elektronen erfahren im Injektor eine erste Beschleunigung bis zu 10 MeV. Anschließend können sie für KRF-Experimente an DHIPS benutzt werden oder in den Hauptbeschleuniger gelenkt werden. In letzterem können sie um weitere 40 MeV beschleunigt werden. Nach bis zu zwei Rezirkulationen können die auf maximal 130 MeV beschleunigten Elektronen für Elektronenstreuexperimente oder Experimente an NEPTUN genutzt werden. Bild entnommen aus Ref. [Hug13].

Der Hauptbeschleuniger ist in der Lage, pro Umlauf den Elektronenstrahl um weitere 40 MeV zu beschleunigen. Unter Nutzung der zwei Rezirkulationen kann somit ein Designwert von

130 MeV erreicht werden. Ein Umbau des Beschleunigers ermöglicht den Einbau einer dritten Rezirkulation [Arno16], mit Hilfe derer ein stabiler Strahlbetrieb bei 130 MeV erzielt werden kann. Eine höhere Energie ist nicht erreichbar, da pro Umlauf die Elektronen nur noch um etwa 30 MeV beschleunigt werden können. Nach Durchlaufen des Hauptbeschleunigers können die Elektronen genutzt werden, um an den Magnetspektrometern LINTOTT und QCLAM Elektronenstreuexperimente [Reit00, Sch14, Krem16], oder an NEPTUN Experimente mit getaggten Photonen [Savr10] durchzuführen.

Um an DHIPS Bremsstrahlung zu erzeugen, trifft der monoenergetische Elektronenstrahl auf ein Bremstarget. Durch Wechselwirkung der Elektronen mit den Atomkernen entsteht ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum, dessen Endpunkt der Energie der Elektronen entspricht. Es kann hierbei zwischen den verschiedenen Materialien Aluminium, Kupfer, Silber und Gold gewählt werden. Da die Produktion von Photonen von der Protonenzahl Z abhängt [Schi51], wird das protonenreichste Material verwendet, dessen Neutronenseparationsschwelle oberhalb der gewünschten Energie liegt. In Abbildung 5.2 ist der schematische Aufbau von DHIPS gezeigt.

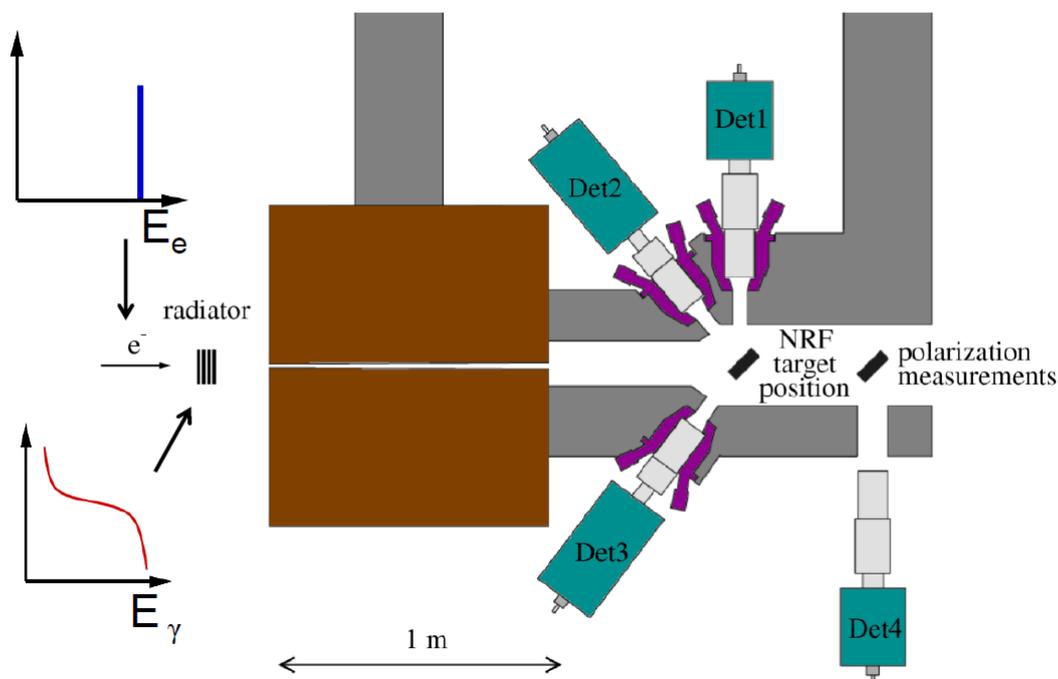


Abb. 5.2: Schematischer Aufbau von DHIPS: Aus dem monoenergetischen Elektronenstrahl resultiert durch Wechselwirkungen im Bremstarget Bremsstrahlung mit einem kontinuierlichen Energiespektrum mit der Elektronenenergie als Endpunkt. Diese durchläuft einen Kupferkollimator und trifft auf die Probe, die von HPGe-Detektoren umgeben ist. Der Aufbau ist durch Blei von der Umgebungsstrahlung abgeschirmt. Bearbeitetes Bild aus Ref. [Sonn11].

Um zu verhindern, dass Photonen direkt in die Detektoren gelangen oder in deren Nähe in Materie gestreut werden, durchlaufen sie einen Kupferkollimator. Dieser erfüllt zwei Aufgaben: Zum einen unterdrückt er den von den Detektoren gemessenen Bremsstrahlungsuntergrund und zum anderen sorgt er dafür, dass eine Strahlrichtung ausgezeichnet wird, was für die Bestimmung der Spinquantenzahlen notwendig ist.

Nachdem der Kollimator durchlaufen wurde, treffen die Photonen auf die Probe. Diese ist umgeben von zwei High Purity Germanium (HPGe) Detektoren, die unter Winkeln von 90° und 130°

bezüglich der Strahlrichtung positioniert werden. Ein dritter Detektor kann wahlweise zwischen 90° und 130° aufgebaut werden. Für die Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde der Winkel des dritten Detektors zu 95° gewählt, um den Untergrund im Detektor noch etwas zu verringern. Ansonsten entsprechen die gewählten Winkel den in Abschnitt 3 diskutierten Idealwinkeln zur Bestimmung der Spinquantenzahlen.

Da der Photonenfluss im Bremsstrahlungsspektrum zu kleinen Energien exponentiell zunimmt, resultiert daraus ein hoher niederenergetischer Untergrund. Dieser wird unterdrückt, um die limitierte Zählrate nicht mit Untergründereignissen auszulasten und das Peak-to-total Verhältnis zu verbessern. Um dies zu erreichen, befinden sich vor den Detektoren Filter aus Blei und Kupfer.

Zur Unterdrückung von Untergrund durch Compton-gestreute Photonen sind die HPGe Detektoren mit einer aktiven Abschirmung umgeben, die aus Bismut-Germanat (BGO) besteht und den Detektor umschließt. Detektieren die aktive Abschirmung und der Detektor ein Ereignis koinzident, wird es verworfen. Dies ist darin begründet, dass nach der Comptonstreuung das Photon den sensitiven Kristall des Detektors verlassen kann, ohne seine komplette Energie deponiert zu haben. Des Weiteren werden durch die aktive Abschirmung die sogenannten Single- und Double-Escape-Peaks unterdrückt. Diese entstehen, wenn nach dem Paarbildungseffekt, bei dem ein Elektron und ein Positron entstehen, ein Annihilationsprozess eintritt und eines oder beide der entstandenen Photonen den Kristall verlassen. Als Annihilation wird die Vernichtung eines Elektrons und eines Positrons unter Aussendung von zwei Photonen mit einer Energie von 511 keV bezeichnet.

Um sowohl die natürliche, als auch die vom Beschleuniger erzeugte Strahlung zu unterdrücken ist der gesamte Aufbau mit Blei umgeben. Des Weiteren ist in Abbildung 5.2 eine zweite Möglichkeit gezeigt, die Probe zu platzieren. Diese kann beispielsweise genutzt werden, um ein Compton-Polarimeter unter einem Winkel von 90° aufzustellen und damit Paritäten zu bestimmen [Hutt02, Bues08].

5.2 High Intensity γ -Ray Source

Die High Intensity γ -Ray Source (HI γ S) [Well09] ist eine der beiden Photonenquellen des Duke Free-Electron Laser Laboratory (DFELL). Dieses befindet sich an der Duke University in Durham, North Carolina in den Vereinigten Staaten. Ein Überblick über die Beschleunigeranlage von DFELL ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

Mittels einer Photokathode und eines Lasersystems wird ein Elektronenpaket erzeugt, das in einem Linearbeschleuniger beschleunigt und in ein Booster-Synchrotron eingespeist wird. In diesem können die Elektronen auf eine Energie von bis zu 1.2 GeV beschleunigt werden und in einen Elektronenspeicherring ausgekoppelt werden. In einem Undulator wird mit Hilfe von alternierend angelegten Magnetfeldern das Elektronenpaket auf eine sinusförmige Bahn gelenkt. Aufgrund der Richtungsänderungen werden linearpolarisierte Photonen mit einer Energie von bis zu 6 eV emittiert. Während das Elektronenpaket weiterhin den Speicherring durchläuft, treffen die Photonen auf einen Spiegel, der nur für Photonen mit einer Energie von einigen MeV passierbar ist. An diesem werden sie reflektiert und treffen am Kollisionspunkt mit einem weiteren Elektronenpaket aufeinander. Durch die stattfindende Comptonstreuung entstehen Photonen mit Energien bis zu 100 MeV, abhängig von der Energie der Elektronen im Speicherring und der des FELs. Da der Prozess der Comptonstreuung polarisationserhaltend ist, sind auch die hochenergetischen Photonen linearpolarisiert. Diese durchqueren zwei Kollimatoren im Abstand von 30 beziehungsweise 60 m vom Kollisionspunkt. Auf diese Weise treffen am experimentellen Aufbau nur Photonen ein, die unter nahezu 180° Compton-rückgestreut wurden und damit nur eine geringe Aufweitung in der Energieverteilung aufweisen. Die Breite dieser Verteilung beträgt

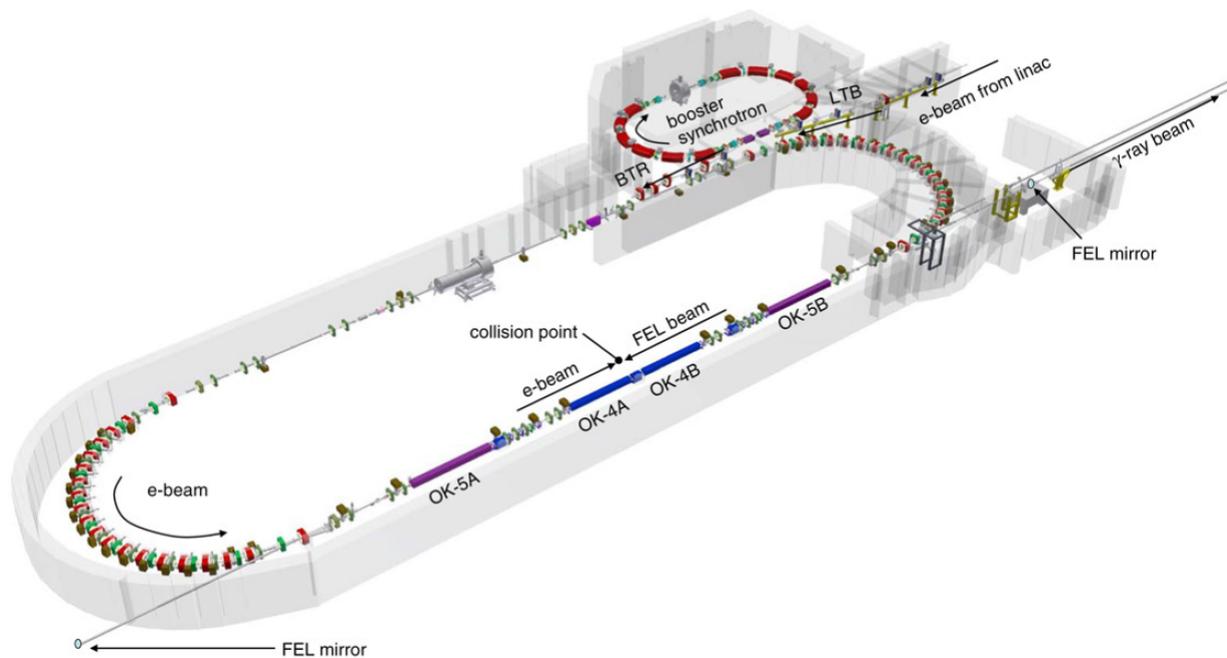


Abb. 5.3: Schematischer Überblick über die Beschleunigeranlage des Duke Free-Electron Laser Laboratory: Am Kollisionspunkt trifft ein Photonenpaket auf ein Elektronenpaket. Durch Comptonstreuung werden erreicht die Photonen Energien im MeV-Bereich. Bild mit Genehmigung von Elsevier entnommen aus [Well09].

unterhalb einer Photonenenergie von 20 MeV zwischen 2.5 und 3.5 %, weswegen von quasi-monoenergetischen Photonen gesprochen wird. Der Experimentierplatz, der mit den Photonen versorgt wird, wird als γ^3 -Setup bezeichnet [Loeh13]. Dieses Setup besteht aus vier HPGe, sowie vier LaBr Detektoren, die variabel um ein evakuiertes Strahlrohr mit der Messprobe platziert werden können. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Spektren wurden von zwei HPGe Detektoren aufgenommen, die in Winkeln von $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 90^\circ)$ und $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 180^\circ)$ positioniert wurden, um maximal sensitiv auf die Bestimmung der Paritätsquantenzahl zu sein (siehe Kapitel 3.2). Die Winkel $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 0^\circ)$ und $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 270^\circ)$ wurden mit LaBr Detektoren besetzt, die im Vergleich zu den HPGe Detektoren zwar eine höhere Effizienz aufweisen, jedoch die schlechtere Auflösung haben, womit sie für die Bestimmung der Paritäten einzelner Zustände schlechter geeignet sind. Sie werden dazu genutzt Zerfälle im Kern in Koinzidenz mit den HPGe Detektoren zu messen. Die Anordnung der Detektoren ist in Abbildung 5.4 zu sehen.

Die ersten KRF-Experiment an $\text{HI}\gamma\text{S}$ wurden an den Kernen ^{11}B , ^{32}S und ^{138}Ba durchgeführt [Piet02, Piet03]. Dort wurden vier Germanium Detektoren unter den Winkeln $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 0^\circ/90^\circ/180^\circ/270^\circ)$ platziert um die emittierten Photonen zu messen. In diesem ursprünglichen Aufbau konnten die Zerfälle nicht in Koinzidenz gemessen werden. Zusätzlich zu dem eigentlichen Experimentieraufbau kann ein weiterer HPGe Detektor direkt in den abgeschwächten Photonenstrahl gefahren werden, um die Strahlenergie und den qualitativen Verlauf des Photonenflusses zu bestimmen.

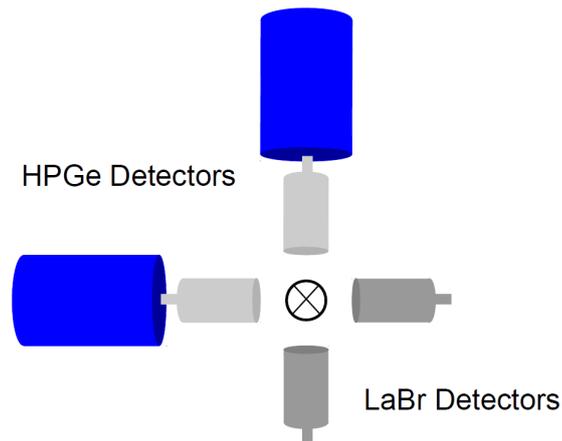


Abb. 5.4: Positionen der Detektoren am γ^3 -Setup: Die HPGe Detektoren (mit blauem Dewargefäß) wurden unter den Winkeln $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 90^\circ)$ und $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 180^\circ)$, die LaBr Detektoren unter $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 0^\circ)$ und $(\vartheta, \varphi) = (90^\circ, 270^\circ)$ positioniert.

5.3 Daten zu den Experimenten

Für die Experimente an den Kernen ^{92}Zr und ^{94}Zr wurden insgesamt 35 Messungen mit verschiedenen Strahlenergien an beiden genannten Messaufbauten durchgeführt. Die gesamte Messzeit betrug in etwa 500 Stunden aufgeteilt in 165 Stunden für Messungen an ^{92}Zr und 334 Stunden an ^{94}Zr . Im Falle des ^{92}Zr wurden zwei Messungen in Darmstadt und 13 an HI γ S durchgeführt. Drei Messungen an DHIPS und 18 in Durham waren es am Kern ^{94}Zr . In den Tabellen 5.1 und 5.2 sind die einzelnen Strahlenergien und Messzeiten aufgelistet. Im Falle der DHIPS Messungen bestand die ^{92}Zr Probe aus einem zu 94.82 % angereichertem ZrO_2 Pulver, das in ein Plastikdöschen gepresst wurde. Die Elementarmasse belief sich auf 1.891 g. Zusätzlich wurden zwei zu 99.52 % im Kern ^{11}B angereicherte Proben dem Photonenstrahl ausgesetzt. Diese hatten eine Masse von 302.7 beziehungsweise 339.4 mg und waren so am Probendöschen angebracht, dass der Strahl zunächst eine Borprobe, dann das Zirkonium und anschließend wieder eine Borprobe passieren musste. Die Borproben dienen zur Energiekalibrierung sowie zur Bestimmung des Photonenflusses. Die Endpunktsenergie von 8.6 MeV wurde gewählt, um möglichst nahe an der Neutronenseparationsschwelle zu messen, die bei eben dieser Energie liegt. Eine Messung mit niedrigerer Energie (7.1 MeV) wurde durchgeführt, um mögliche Übergänge, die nicht direkt in den Grundzustand zerfallen zu identifizieren. Als Bremstargets wurden 7 mm dicke Silberscheiben (für die Messung mit einer Endpunktsenergie von 8.6 MeV) beziehungsweise 3.5 mm dicke Goldscheiben (bei der Endpunktsenergie von 7.1 MeV) genutzt.

Für die Messung an HI γ S wurde die gleiche Zirkoniumprobe eingesetzt. Allerdings wurden die Borproben nicht benutzt, da diese für die Analyse der Spektren nicht notwendig waren. Die für alle Messungen mit ^{94}Zr benutzte Probe setzte sich aus zwei Proben zusammen. Zum einen wurden 308 mg metallisches Zirkonium mit einem Anreicherungsgrad in ^{94}Zr von 91.2 %, zum anderen 800 mg Zirkoniumoxid mit einer Anreicherung von 92.6 % im gewünschten Isotop einzeln in Plastikbehälter aufbewahrt. Beide Behältnisse wurden zusammen mit einem weiteren mit einem Inhalt von 175.5 mg ^{11}B in ein Plastikdöschen verpackt. Die für die Messung an DHIPS gewählte höchste Energie von 8.2 MeV lag knapp oberhalb der Separationsschwelle. Die Messungen bei Energien von 5.2 und 6.7 MeV dienten wie im Falle der ^{92}Zr Messkampagne zum Identifizieren von Grundzustandszerfällen. Das Bremstarget bestand aus vier Kupferscheiben mit einer Dicke von je 0.3 cm.

Tab. 5.1: Übersicht über die verschiedenen Messungen an ^{92}Zr : Während an DHIPS Messungen bei zwei verschiedenen Energien durchgeführt wurden, waren es im Falle der HI γ S Messungen derer 13.

DHIPS			
Energie (MeV)	Messdauer (h)		
7.1	59		
8.6	88		
HI γ S			
Energie (MeV)	Messdauer (h)	Energie (MeV)	Messdauer (h)
5.40	1.5	6.77	1.5
5.58	1	7.02	1.5
5.76	2	7.28	2
5.95	1.5	7.55	2
6.14	1	7.83	2
6.34	1	8.13	2.5
6.55	1		

Tab. 5.2: Übersicht über die verschiedenen Messungen an ^{94}Zr : Während an DHIPS Messungen bei drei verschiedenen Energien durchgeführt wurden, waren es im Falle der HI γ S Messungen derer 18.

DHIPS			
Energie (MeV)	Messdauer (h)		
5.2	76		
6.7	112		
8.2	97		
HI γ S			
Energie (MeV)	Messdauer (h)	Energie (MeV)	Messdauer (h)
2.85	1.5	5.45	3
3.15	2	5.70	3.5
3.67	2.5	5.95	3
3.80	2	6.20	3.5
4.05	2	6.45	2.5
4.55	2	6.70	3.5
4.75	2.5	6.95	3.5
4.95	2.5	7.33	3
5.20	3	7.82	3.5

Alle Spektren, die in Darmstadt, beziehungsweise mit dem quasi-monoenergetischen Photonenstrahl, der von HI γ S zur Verfügung gestellt wird, gemessen wurden, finden sich in den Anhängen A (^{92}Zr), beziehungsweise B (^{94}Zr).

6 Datenanalyse

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Analyse der aufgenommenen Spektren. Es wird erläutert, welche Observablen direkt aus den Spektren gewonnen und wie von diesen auf weitere geschlossen werden kann.

Die Datenanalyse besteht aus folgenden Schritten:

- Durchführung einer Energiekalibrierung
- Bestimmung der Peakfläche
- Durchführung einer Single-Escape-Kalibrierung
- Bestimmung von Detektoreffizienz und Photonfluss
- Bestimmung der Winkelverteilung und der integrierten Wirkungsquerschnitte
- Bestimmung der Paritätsquantenzahl
- Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

6.1 Energiekalibrierung

Der erste Schritt der Datenanalyse ist das Durchführen einer Energiekalibrierung. Hierzu wird eine Messung mit einer radioaktiven Quelle verwendet. Da die relativen Intensitäten und Energien der einzelnen Übergänge bekannt sind, können diese im aufgenommenen Spektrum identifiziert und den auftretenden Peaks zugeordnet werden. Den Kanälen, in denen die Peaks auftreten, werden die zugehörigen Energien zugewiesen und die Zuordnung Kanal-Energie linear oder quadratisch inter- und extrapoliert. Hierfür bietet sich die Quelle ^{56}Co an, da diese Übergangsenergien bis zu 3.5 MeV aufweist. Aus den auf diese Weise energiekalibrierten Spektren können Informationen über die Schwerpunktsenergie der Übergänge direkt extrahiert werden. Ein Spektrum, das zur Energiekalibrierung verwendet wird, ist für die Kanäle zwischen 1350 und 2750 in Abbildung 6.1 gezeigt. Der Detektor, mit dem das Spektrum gemessen wurde, befand sich unter 130° bezüglich der Strahlachse.

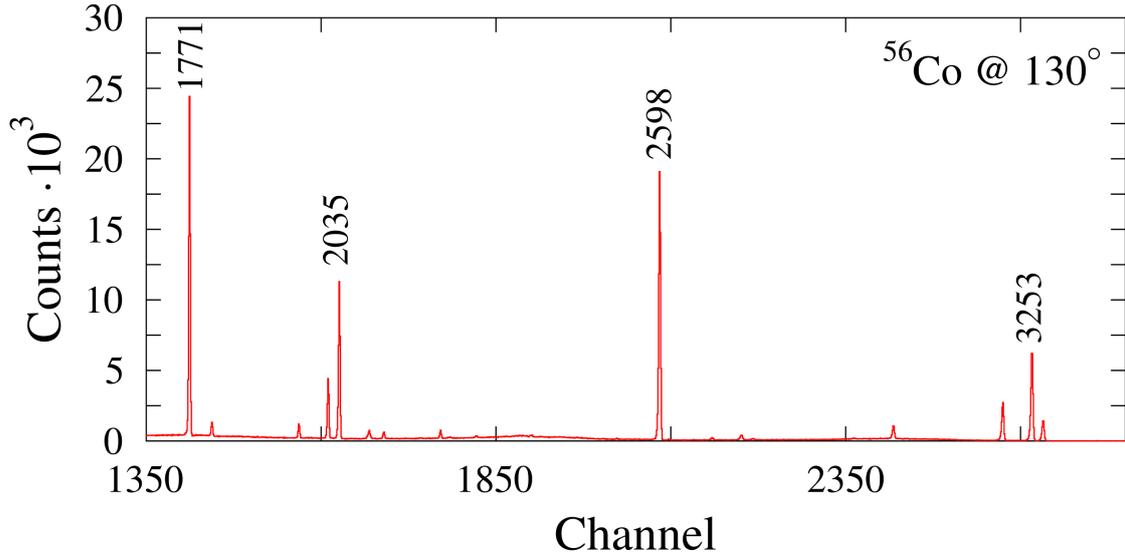


Abb. 6.1: Unter 130° aufgenommenes unkalibriertes Kobaltspektrum: Die Werte an den Peaks entsprechen den Energien in keV und kennzeichnen die zur Energiekalibrierung innerhalb des gezeigten Energiebereichs genutzten Übergänge.

6.2 Bestimmung der Peakfläche

Das Erkennungsmerkmal eines Übergangs zwischen zwei Energieniveaus ist, wie in Abbildung 6.1 zu sehen, das Auftreten eines Peaks im Spektrum. Die Fläche $A_{j \rightarrow k}$ des Peaks gibt die Anzahl der detektierten Zerfälle eines Energieniveaus unter dem betrachteten Winkel an und kann geschrieben werden als:

$$A_{j \rightarrow k} = N_T \iint dE dt \cdot \Phi(E, t) \cdot \sigma_{j \rightarrow k}(E) \cdot \epsilon_{\text{intr}}(E_j - E_k) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega). \quad (6.1)$$

Hierin bezeichnen N_T die Anzahl der Kerne, $\Phi(E, t)$ die Anzahl der zu einem bestimmten Zeitpunkt mit Energie E pro Zeit und Fläche auf das Target treffenden Photonen, $\sigma_{j \rightarrow k}(E)$ den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt, $\epsilon_{\text{intr}}(E_j - E_k)$ die intrinsische Effizienz des Detektors und $W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega)$ die über den Öffnungswinkel des Detektors integrierte Winkelverteilung der gestreuten Photonen. Der Faktor $\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ ist der auf den vollen Raumwinkel normierte Öffnungswinkel des Detektorkristalls.

Die intrinsische Effizienz kann durch Multiplikation mit dem Faktor $\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ zur absoluten Effizienz $\epsilon_{\text{abs}}(E_j - E_k) = \epsilon_{\text{intr}}(E_j - E_k) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ zusammengefasst werden. Da der Wirkungsquerschnitt durch eine Breit-Wigner-Verteilung gegeben ist (siehe Abschnitt 3.1), welche bei der Energie E_j des angeregten Zustands eine scharfe Verteilung der Breite Γ aufweist und ansonsten annähernd Null ist, kann in guter Näherung $\Phi(E, t)$ in dem von Null verschiedenen Energiebereich als konstant angesehen und damit aus dem Integral über die Energie herausgezogen werden. Die Integration über die Zeit, liefert den Photonenfluss $N_\gamma(E_j) = \int \Phi(E, t) dt$, unter der Annahme, dass der Wirkungsquerschnitt von der Zeit unabhängig ist. Als letztes bleibt das Integral $\int \sigma_{j \rightarrow k}(E) dE$, das, wie in Abschnitt 3.1 erläutert, den integrierten Wirkungsquerschnitt $I_{j \rightarrow k}$ beschreibt. Mit diesen Umformungen kann Gleichung (6.1) geschrieben werden als:

$$A_{j \rightarrow k} = N_T \cdot \epsilon_{\text{abs}}(E_j - E_k) \cdot N_\gamma(E_j) \cdot I_{j \rightarrow k} \cdot W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega). \quad (6.2)$$

Die Peakfläche kann beispielsweise mit dem Programm *tv* [Theu92] und die Anzahl der Kerne, die aus der Masse der Probe resultiert, durch Wiegen bestimmt werden.

6.3 Single-Escape-Kalibrierung

Bei der Betrachtung der Spektren fällt häufig auf, dass sich Übergänge und Single-Escape-Peaks (SEP) überlagern. Letztere treten auf, wenn Photonen nicht ihre komplette Energie im Kristall abgeben, wie es beim sogenannten Full-Energy-Peak (FEP) der Fall ist, sondern nach Eintreten des Paarbildungseffekts und anschließender Annihilation ein Photon mit der Energie von 511 keV den Kristall verlässt (siehe Kapitel 5.1). Verlassen beide entstehenden Photonen den Kristall, erscheint ein Peak im Spektrum, der um 1022 keV relativ zum FEP verschoben ist. Dieser wird als Double-Escape-Peak (DEP) bezeichnet.

Wie in Kapitel 5.1 bereits erwähnt, wird zur Unterdrückung der SEPs eine aktive Abschirmung benutzt. Allerdings gelingt diese Unterdrückung nicht vollständig, sodass noch immer SEPs im Spektrum beobachtet werden können. Daher ist es notwendig, eine sogenannte Single-Escape-Kalibrierung durchzuführen. Auch hierzu wird eine Messung mit einer ^{56}Co Quelle benutzt. Da die Häufigkeit der Paarbildung mit der Energie zunimmt, muss die Energieabhängigkeit der Intensität der SEPs bestimmt werden. Hierzu wird das Verhältnis aus den Flächen der auftretenden SEPs zu denen der FEPs bestimmt. Bis zu einer Energie von 3.3 MeV kann mit Hilfe der Kobaltquelle dieses Verhältnis bestimmt werden. Zu höheren Energien werden Simulationen [Agos03] eingesetzt und anschließend eine quadratische Funktion an alle Datenpunkte angepasst. In Abbildung 6.2 ist die Energieabhängigkeit des Verhältnisses der Peakflächen von SEP zu FEP gezeigt. Der Detektor, für den die Kalibrierung durchgeführt wurde, stand unter einem Winkel von 130° relativ zur Strahlachse.

Mit Hilfe dieser Kalibrierung ist es möglich, den Anteil des Single-Escape-Peaks bei sich überla-

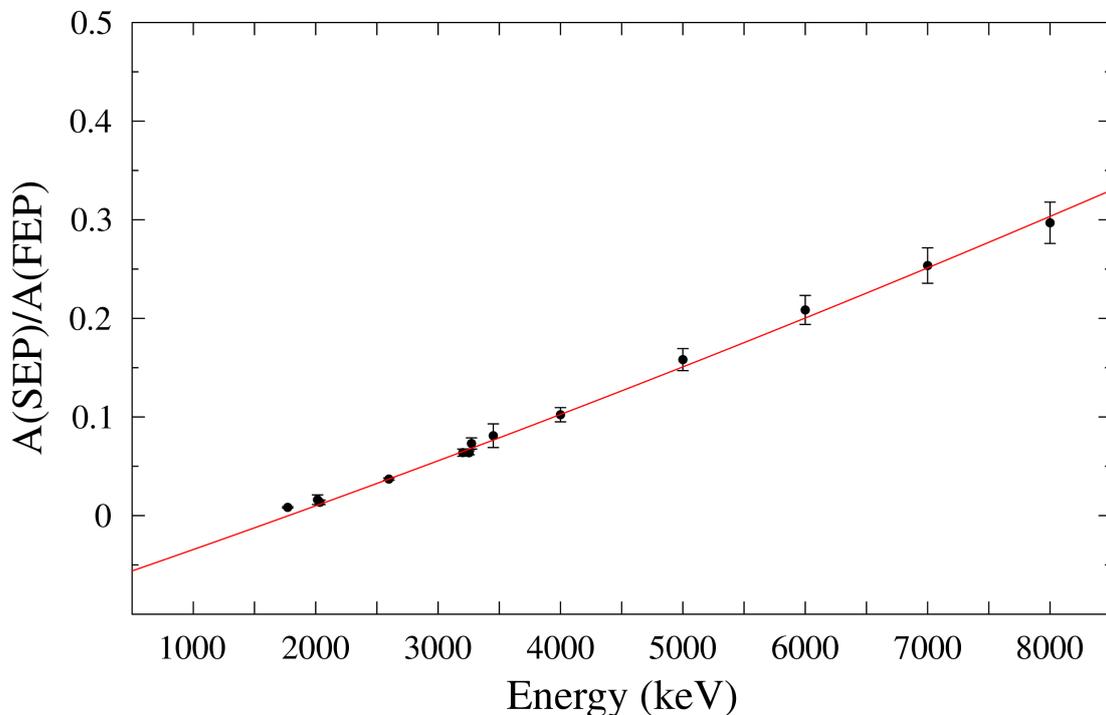


Abb. 6.2: Verhältnisse der Flächen von SEP und FEP: Ab einer Energie von 4000 keV sind die Verhältnisse aus einer Simulation entnommen, unterhalb aus einer ^{56}Co Quellmessung. Die rote Kurve ist eine quadratische Funktion, die an die Datenpunkte angepasst wurde.

gernden FEPs und SEPs herauszurechnen. Bei den in Kapitel 7 vorgestellten Ergebnissen, wurde diese Korrektur vorgenommen.

6.4 Bestimmung von Detektoreffizienz und Photonenfluss

Um den integrierten Wirkungsquerschnitt aus den Daten extrahieren zu können, müssen, wie in Gleichung 6.2 zu sehen, zunächst die Detektoreffizienz, der Photonenfluss und die Winkelverteilung bestimmt werden. Analog zur Single-Escape-Kalibrierung wird für die Bestimmung der Effizienz eine Messung mit einer radioaktiven Quelle in Kombination mit einer Simulation der Detektoreffizienz [Agos03] genutzt. Auch hier bietet sich ^{56}Co als Quelle an. Die Daten aus der Quellmessung werden dann an den Verlauf der Simulation angepasst, welcher durch die Funktion [Knol00]

$$\ln \epsilon = \sum_{i=1}^4 a_i \cdot \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^{i-1} \quad (6.3)$$

beschrieben werden kann.

Der Verlauf des Photonenflusses kann über die Schiffformel [Schi51] berechnet werden, die durch die Funktion $N_\gamma(E) = \sum_{i=-1}^4 a_i \cdot E^i$ faktorisiert wird. Die Normierung des Produkts aus Effizienz und Photonenfluss erfolgt dann über den Kalibrierungsstandard ^{11}B . Eine Umformung von Gleichung 6.2 ergibt:

$$N_\gamma(E_j) \cdot \epsilon_{\text{abs}}(E_j - E_k) = \frac{A_{j \rightarrow k}}{N_T \cdot I_{j \rightarrow k} \cdot W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega)}. \quad (6.4)$$

Die Größen auf der rechten Seite der Gleichung sind für ^{11}B gut bekannt, sodass das Produkt bei den Energien der Zustände im Bor berechnet werden kann. Auf diese Werte wird das Produkt aus der Faktorisierung der Schiffformel und Gleichung 6.3 normiert. In Abbildung 6.3 ist der Verlauf des beschriebenen Produkts für den Detektor, der unter 95° bezüglich der Strahlachse positioniert wurde, durch die rote Kurve dargestellt. Die blauen Kurven stellen die Unsicherheit und die schwarzen Punkte die experimentellen Daten, die bei der Messung an ^{94}Zr bei einer Endpunktsenergie von 8.2 MeV ermittelt wurden, dar. Der Wert für die Unsicherheit ergibt sich aus der maximalen Abweichung zwischen der roten Kurve und den experimentellen Daten. Zu hohen Energien steigt die Unsicherheit an, was zum einen durch die fehlenden Datenpunkte in der Nähe des Endpunkts und zum anderen durch die sehr starke Energieabhängigkeit erklärt werden kann.

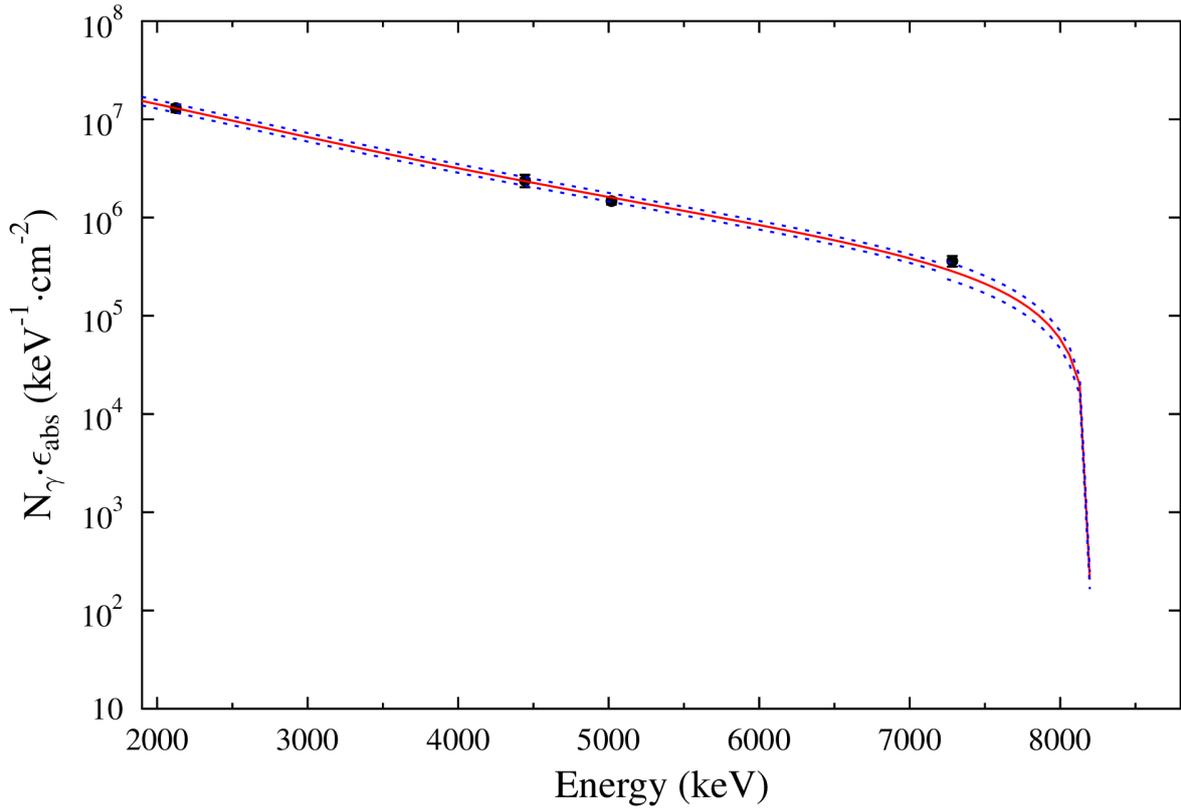


Abb. 6.3: Verlauf des Produkts aus Photonenfluss und Effizienz einer Messung an DHIPS: Gezeigt ist das Produkt für die Messung mit einer Endpunktsenergie von 8.2 MeV am Kern ^{94}Zr . Die blauen Kurven geben die Unsicherheit an, die schwarzen Punkte die experimentellen Daten. Die Ergebnisse sind für den Detektor, der unter 95° bezüglich der Strahlachse stand, gezeigt.

6.5 Winkelverteilung und integrierter Wirkungsquerschnitt

Um die Winkelverteilung $W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega)$ zu bestimmen, wird Gleichung 6.2 ins Verhältnis zu einem zweiten Winkel gesetzt. Eine Umformung ergibt:

$$\begin{aligned}
 \frac{W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(90^\circ, \Delta\Omega)}{W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(130^\circ, \Delta\Omega)} &= \frac{A_{j \rightarrow k}^{90^\circ} \cdot N_T \cdot \epsilon_{\text{abs}}^{130^\circ}(E_j - E_k) \cdot N_\gamma^{130^\circ}(E_j) \cdot I_{j \rightarrow k}^{130^\circ}}{A_{j \rightarrow k}^{130^\circ} \cdot N_T \cdot \epsilon_{\text{abs}}^{90^\circ}(E_j - E_k) \cdot N_\gamma^{90^\circ}(E_j) \cdot I_{j \rightarrow k}^{90^\circ}} \\
 &= \frac{A_{j \rightarrow k}^{90^\circ} \cdot \epsilon_{\text{abs}}^{130^\circ}(E_j - E_k)}{A_{j \rightarrow k}^{130^\circ} \cdot \epsilon_{\text{abs}}^{90^\circ}(E_j - E_k)}. \tag{6.5}
 \end{aligned}$$

Letztere Umformung beruht darauf, dass alle andere Größen für beide Winkel identisch sind. Wie in Abschnitt 3.1 erläutert wird dieses Verhältnis zur Bestimmung der Spinquantenzahl genutzt und in Folge dessen $W_{i \rightarrow j \rightarrow k}^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega)$ festgelegt. Somit ist in Gleichung 6.2 als letzte unbekannte Größe der integrierte Wirkungsquerschnitt geblieben, der nun bestimmt werden kann. Dieser wird über Gleichung 3.13 mit dem Produkt $\Gamma_0 \frac{I_k}{\Gamma}$ in Verbindung gebracht.

Aufgrund des geringen Untergrunds in den Messungen, die an HI γ S durchgeführt werden, sind noch solche Übergänge zu spektroskopieren, die unterhalb des Sensitivitätslimits von DHIPS liegen. Die Stärken dieser Übergänge können relativ zu den an DHIPS extrahierten Stärken

bestimmt werden. Dazu wird analog zu der Analyse der DHIPS Daten die Effizienz des Detektors bestimmt, in dem der Übergang beobachtet wird. Der Photonenfluss wird von einem Detektor, der unter 0° , also direkt in den Photonenstrahl, platziert wird, gemessen. Das von diesem aufgenommene Spektrum muss um die sogenannte Detektorantwort korrigiert werden. Diese beinhaltet Wechselwirkungen der Photonen im Szintillationskristall, die durch Monte-Carlo-Simulationen simuliert [Ruse12] werden. Ein ursprünglich aufgenommenes, sowie das dazugehörige korrigierte Spektrum ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Zu erkennen sind neben dem FEP auch der SEP und der DEP.

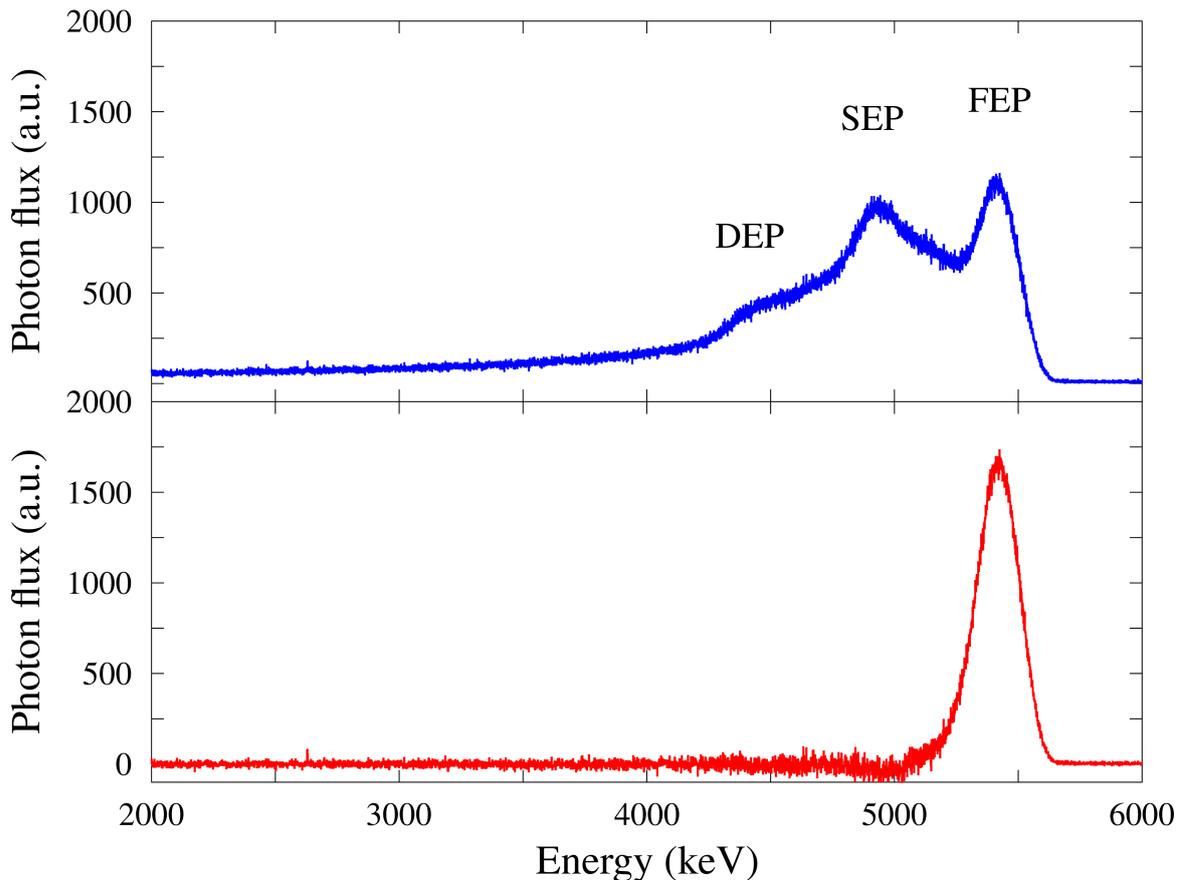


Abb. 6.4: Gemessener und um die Detektorantwort korrigierter Photonenfluss gemessen an $\text{Hf}\gamma\text{S}$: Im oberen Teil der Abbildung ist der Photonenfluss gezeigt, wie er vom Detektor unter 0° bei einer Strahlenergie von 5.4 MeV gemessen wurde. Der untere Teil zeigt den Photonenfluss, wie er tatsächlich auf die Probe trifft.

Der Detektor unter 0° wird jedoch nur verwendet, wenn der Strahlstrom gering ist, um den Detektor nicht zu schädigen. Daher kann zwar der Verlauf, nicht aber der absolute Photonenfluss bestimmt werden. Der Einsatz eines Kalibrierungsstandards ist aufgrund der benötigten möglichst hohen Anzahl an Übergängen in den betrachteten Spektren nicht zielführend. Der Photonenfluss kann dennoch absolut bestimmt werden, indem die aus Darmstadt bekannten Übergänge als Kalibrierungswerte genutzt werden. Alternativ reicht der Verlauf des Photonenflusses aus, um die Wirkungsquerschnitte relativ zu anderen Übergängen zu bestimmen. Ebenso

wird bei dieser Methode nur der Verlauf der Effizienz benötigt. Der Wirkungsquerschnitt kann über

$$\frac{I_{unbe}(E_2)}{I_{be}(E_1)} = \frac{A_{unbe}(E_2) \cdot \epsilon(E_1) \cdot N_\gamma(E_1)}{A_{be}(E_1) \cdot \epsilon(E_2) \cdot N_\gamma(E_2)} \quad (6.6)$$

bestimmt werden. Hierin bezeichnen $I_{be}(E_1)$ den aus der DHIPS Messung bekannten integrierten Wirkungsquerschnitt bei der Energie E_1 und $I_{unbe}(E_2)$ den zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt.

6.6 Bestimmung der Paritätsquantenzahl

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, kann durch die Analyse der Spektren, die an HI γ S aufgenommen werden, die Paritätsquantenzahl der angeregten Zustände bestimmt werden. Hierfür werden zunächst die Daten von Messungen mit ^{22}Na , $^{56,60}\text{Co}$ und ^{137}Cs Quellen betrachtet. Da die Quellen isotrop abstrahlen, sollten sowohl im Detektor in der Polarisationssebene als auch senkrecht dazu die gleiche Anzahl Ereignisse gemessen werden. Aufgrund der unterschiedlichen Effizienzen werden allerdings in der Regel sich unterscheidende Peakflächen beobachtet. Das Verhältnis der gemessenen Ereignisse in den Übergängen der genutzten Quellen ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Von der ^{56}Co Quelle wurden die sechs stärksten Übergänge bei den Energien 846, 1037, 1238, 1771, 2598 und 3253 keV genutzt. Die Datenpunkte können durch eine Konstante des Werts 0.83 mit einer Unsicherheit von rund 1 % beschrieben werden.

Für die Bestimmung der experimentellen Asymmetrie muss die bestimmte Peakfläche A_{\parallel} , die im Detektor parallel zur Polarisationssebene gemessen wird, mit obigem Verhältnis multipliziert

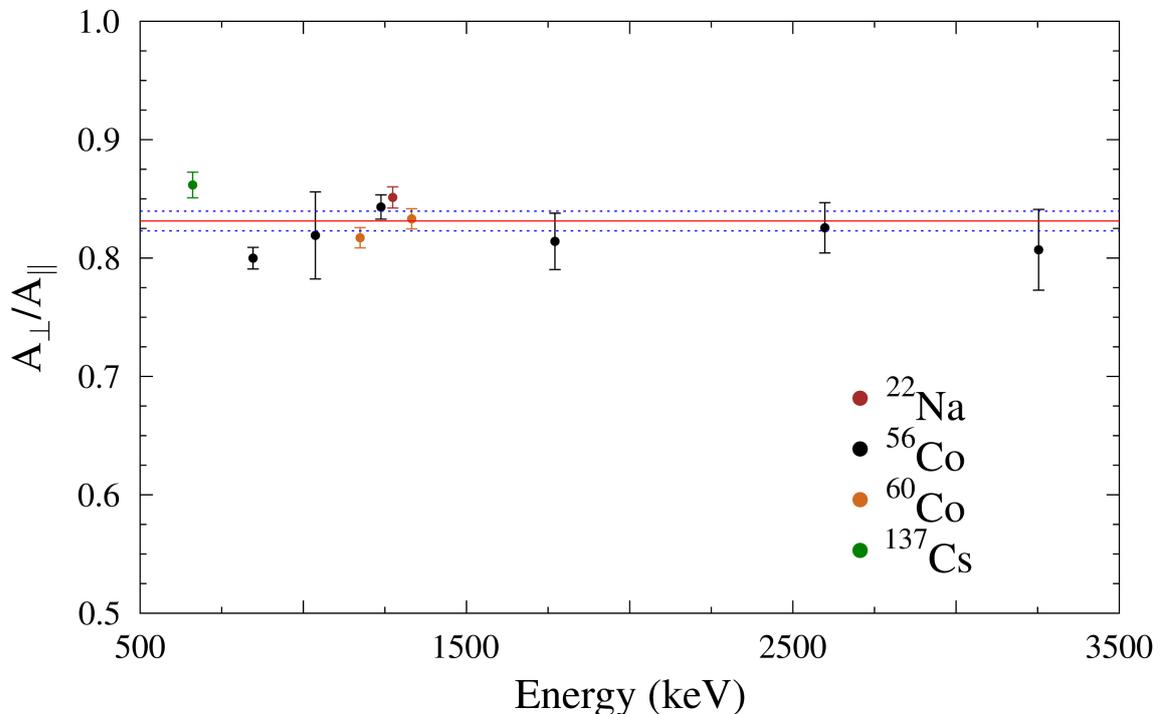


Abb. 6.5: Verhältnisse der Peakflächen der Quellmessungen an HI γ S: Gezeigt sind die Verhältnisse der Übergänge bei den Energien von 661 keV der Quelle ^{137}Cs , 1274 keV von ^{22}Na , sowie 1174 und 1332 keV von ^{60}Co . Von der ^{56}Co Quelle wurden die sechs stärksten Übergänge bei 846, 1037, 1238, 1771, 2598 und 3253 keV verwendet.

werden. Durch die Verwendung dieses Verhältnisses kann die Paritätsquantenzahl bestimmt werden ohne die absoluten Effizienzen der einzelnen Detektoren zu kennen.

6.7 Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Eine Möglichkeit das Verzweigungsverhältnis Γ_k/Γ zu bestimmen bietet sich in den Messungen, die an DHIPS durchgeführt werden. Hierzu wird das Spektrum auf Peaks untersucht, bei denen die Energie gerade der Differenz zweier weiterer Peaks entspricht $E_2 = E_3 - E_1$. Hierbei seien die Indizes die Reihenfolge des Auftretens der Peaks im Spektrum. Wird ein solcher bei der Energie E_2 gefunden, so kann das Verzweigungsverhältnis in den tiefer liegenden Zustand durch die Betrachtung der Peakintensitäten unter Berücksichtigung der Winkelverteilung bestimmt werden:

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} = \frac{A_2 \cdot \epsilon(E_3) \cdot W_{0-J_3-0}}{A_3 \cdot \epsilon(E_2) \cdot W_{0-J_3-J_1}}. \quad (6.7)$$

Die Größen Γ_0 und Γ_1 beschreiben hierin den Zerfall des Zustands bei der Energie E_3 in den Grundzustand, beziehungsweise in den Zustand der Energie E_1 . Sofern diese beiden Zerfälle die einzigen sind, kann die Gesamtübergangsbreite Γ bestimmt werden. Bei dieser Methode ist jedoch zu beachten, dass nicht sichergestellt werden kann, ob es sich beim Peak der Energie E_2 um den Zerfall in einen tiefer liegenden angeregten Zustand oder um einen Grundzustandsübergang handelt. Eine weitere Unsicherheit dieser Methode ist die Tatsache, dass zusätzliche Zerfälle des Zustands bei Energie E_3 unterhalb des Sensitivitätslimits liegen können. Daher können lediglich untere Grenzen für Γ_0 und damit für die Übergangsstärken bestimmt werden. Letztere können über die Gleichungen (3.16) bestimmt werden.

Informationen über mittlere Verzweigungsverhältnisse innerhalb eines Energiebereichs liefern die Daten der Messung mit quasi-monoenergetischen Photonen. Obwohl wie in Abbildung 6.4 gezeigt, nur Zustände mit Energien im gewünschten Energiebereich direkt angeregt werden können, werden dennoch in vielen Spektren Zerfälle der ersten beiden angeregten 2^+ Zustände in den Grundzustand beobachtet. Die einzige Möglichkeit, wie diese bevölkert werden können, ist durch Fütterung durch die dipolangeregten Zustände. Da allerdings der Zerfall $1^\pi \rightarrow 2^+$ nicht spektroskopiert werden kann, kann nur ein mittleres Verzweigungsverhältnis für alle im Spektrum beobachtbaren $J = 1$ Zustände bestimmt werden. Hierzu wird das Verhältnis der Intensitäten des Grundzustandszerfalls des von höheren Zuständen bevölkerten Zustands und aller beobachteten Grundzustandszerfälle betrachtet:

$$\frac{\overline{\Gamma_{2_1^+}}}{\Gamma} = \frac{\frac{A_{2_1^+ \rightarrow 0^+}}{\epsilon(E_{2_1^+}) \cdot W_{0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+}}}{\sum_i \frac{A_{2_i^+ \rightarrow 0^+}}{\epsilon(E_{2_i^+}) \cdot W_{0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+}} + \sum_j \frac{A_{1_j^\pi \rightarrow 0^+}}{\epsilon(E_{1_j^\pi}) \cdot W_{0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 0^+}}} \quad (6.8)$$

Gleichung 6.8 gibt hierbei das Beispiel für das Verzweigungsverhältnis in den ersten angeregten 2^+ Zustand an. Zu beachten ist, dass auch der 2_2^+ Zustand in den 2_1^+ Zustand zerfallen kann. Daher ist unter Umständen eine Korrektur der Peakfläche des 2_1^+ um diesen Zerfall notwendig. Analog zu Gleichung 6.8 kann das Verzweigungsverhältnis in den 2_2^+ Zustand bestimmt werden. Mittels dieser Werte kann das mittlere Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand gewonnen werden:

$$\overline{b_0} = \frac{\overline{\Gamma_0}}{\Gamma} = 1 - \sum_i \frac{\overline{\Gamma_{2_i^+}}}{\Gamma}. \quad (6.9)$$

Dieses kann benutzt werden um die Stärken, die aus den Messungen mit Bremsstrahlung ermittelt wurden, zu korrigieren.

Allerdings stellt dieser Wert nur die untere Grenze des Verzweigungsverhältnisses dar, weil auch in den an $\text{HI}\gamma\text{S}$ aufgenommenen Spektren nicht sichergestellt werden kann, dass nicht auch in diesen noch Übergänge vorhanden sind, die nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden können. Da diese aber auch zum mittleren Verzweigungsverhältnis beitragen würden, kann unter der Voraussetzung, dass solche Übergänge in den Spektren vorhanden sind, ein maximales mittleres Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand bestimmt werden. Hierzu wird zunächst die Überlegung angestellt, dass alle im Maximum der Photonenflussverteilung registrierten Ereignisse im Detektor Grundzustandsübergängen und nicht dem Untergrund zugeordnet werden sollen. Um diese Verteilung zu bestimmen, werden in das in Abbildung 6.4 gezeigte korrigierte Photonenflussspektrum zwei Gaußkurven gelegt, die dieses sehr gut beschreiben. Im kompletten Energiebereich, in dem die durch die Gaußkurven beschriebene Verteilung des Photonenflusses von Null verschieden ist, wird an die gemessenen Ereignisse im Spektrum, das beispielsweise vom Detektor senkrecht zur Polarisationssebene aufgenommen wurde, eine quadratische Funktion gelegt. Anschließend wird diese Funktion mit der Photonenflussverteilung multipliziert und über deren Maximalwert normiert. Dies führt dazu, dass wie gewünscht im Maximum des Photonenflusses alle registrierten Ereignisse Grundzustandsübergängen zugeordnet werden, am Rand der Verteilung und darüber hinaus jedoch dem Untergrund. Diese Ereignisse werden zum Nenner in Gleichung 6.8 addiert, womit das Verzweigungsverhältnis in den 2^+ Zustand kleiner und damit der Wert für $\overline{b_0}$ größer wird.

7 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die aus den Daten extrahierten Ergebnisse vorgestellt. Der erste Teil beschäftigt sich mit den Ergebnissen der Experimente mit der ^{92}Zr Probe. Es werden für die einzelnen Messungen die Ergebnisse der Bestimmung der Spin- und anschließend die der Paritätsquantenzahl vorgestellt. Darauf folgend werden die ermittelten Verzweigungsverhältnisse und schließlich die Übergangsstärken präsentiert. Der zweite Teil stellt die Ergebnisse der Experimente mit der ^{94}Zr Probe vor.

7.1 Resultate für das Isotop ^{92}Zr

Wie bereits in Kapitel 5 geschrieben, wurden zwei Messungen mit unpolarisierter Bremsstrahlung und zwölf mit polarisierten quasi-monoenergetischen Photonen durchgeführt. In Abbildung 7.1 sind Spektren gezeigt, die vom Detektor unter 130° relativ zum eintreffenden Photonenstrahl für beide Endpunktsenergien der Bremsstrahlungsspektren (7.1 und 8.6 MeV) aufgenommen wurden.

In der logarithmischen Darstellung ist gut zu erkennen, dass ab einer Energie von rund 5.5 MeV die Anzahl der Übergänge stark ansteigt. Nichtsdestotrotz ist der Großteil dieser Übergänge

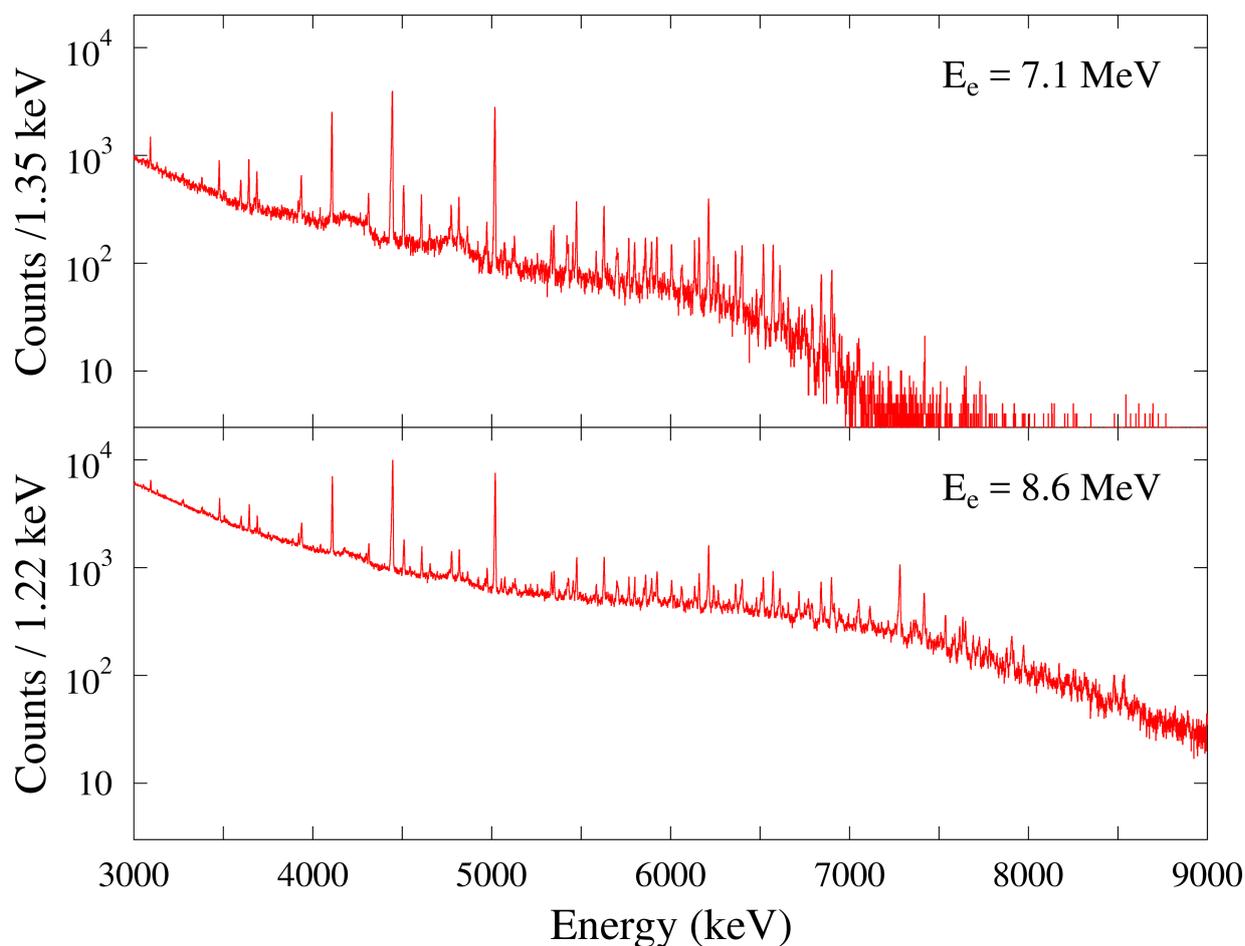


Abb. 7.1: Spektren der DHIPS Messungen an ^{92}Zr in logarithmischer Darstellung: Der obere Teil des Bildes zeigt das Spektrum bei einer Endpunktsenergie von 7 MeV, der untere mit einer von 8.6 MeV. Beide Spektren wurden vom Detektor unter 130° relativ zur Strahlachse aufgenommen.

aufgrund des hohen Auflösungsvermögens der HPGe Detektoren voneinander trennbar. Nicht in dem Ausschnitt zu sehen, sind die ersten beiden angeregten 2^+ Zustände, deren Anregungsenergien bei 934, beziehungsweise 1847 keV liegen. Die beiden größten Peaks bei den Anregungsenergien von 4443 und 5018 keV stammen vom Kalibrierungsstandard ^{11}B . Im oberen Teil des Bildes ist deutlich die Endpunktsenergie der Bremsstrahlung bei 7.1 MeV zu erkennen. Bei der Messung mit der höheren Endpunktsenergie ist dies aufgrund des hochenergetischen Untergrunds nicht so leicht erkennbar. Abbildung 7.2 zeigt Spektren, die an $\text{HI}\gamma\text{S}$ in der Polarisations Ebene (unterer Teil) und senkrecht zu ihr (oberer Teil) bei einer Photonenenergie von 6.34 MeV aufgenommen wurden.

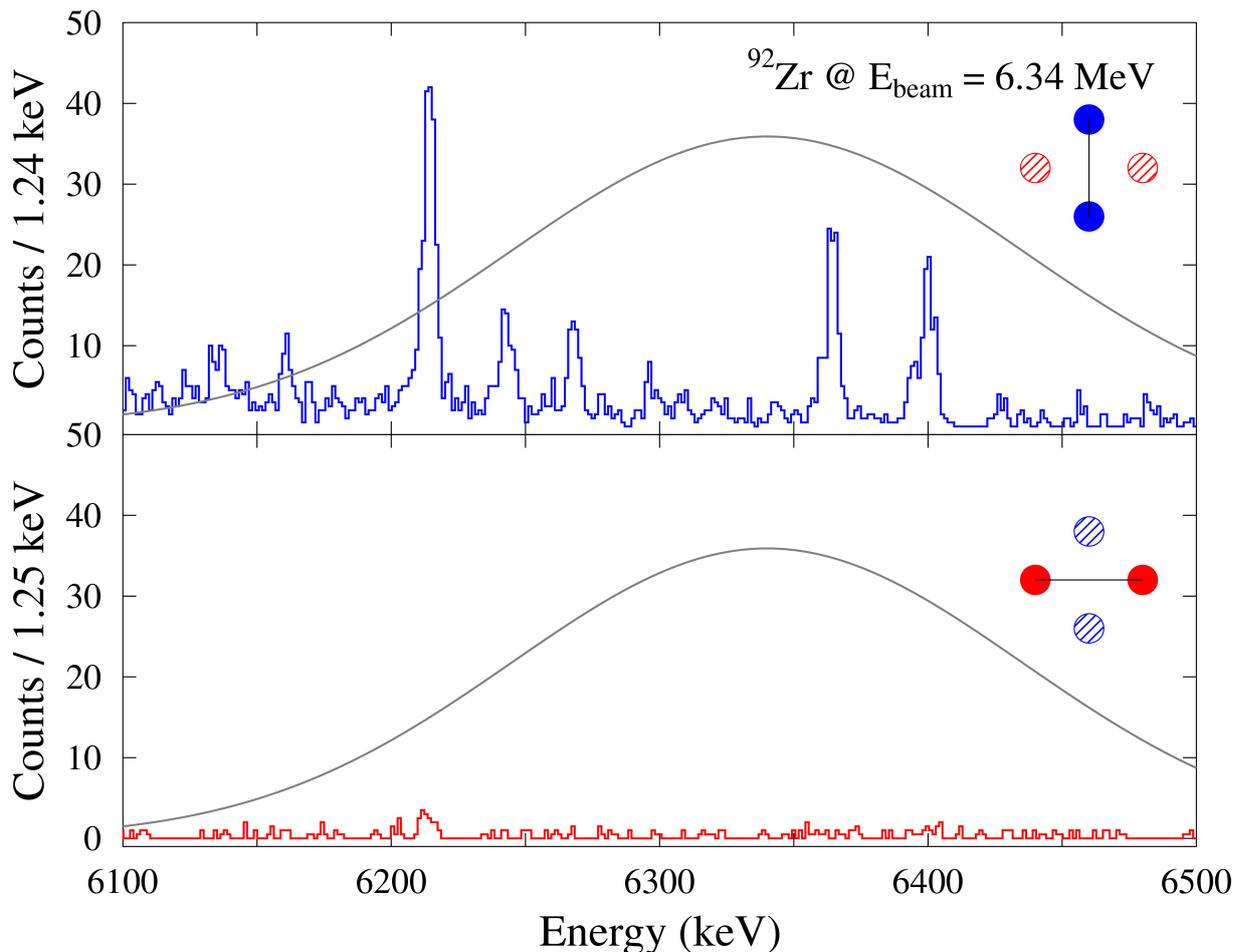


Abb. 7.2: Spektren der $\text{HI}\gamma\text{S}$ Messung an ^{92}Zr bei einer Photonenenergie von 6.34 MeV: Im oberen Teil der Abbildung ist das Spektrum gezeigt, wie es vom Detektor senkrecht zur Polarisations Ebene aufgenommen wurde. Der untere Teil zeigt das Spektrum des Detektors in der Polarisations Ebene. Die graue Kurve stellt schematisch den Verlauf des Photonenflusses dar. Um schwache Übergänge besser identifizieren zu können, wurden zwei Kanäle zu einem zusammengefasst.

Die graue Kurve stellt schematisch den Verlauf des Photonenflusses dar. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben werden elektrische Dipolübergänge senkrecht zur Polarisations Ebene beobachtet. Demnach kann allen beobachteten Übergängen elektrischer Strahlungscharakter zugeordnet werden. Im Spektrum parallel zur Polarisations Ebene ist bei einer Energie von 6210 keV ein Peak zu erkennen. Dieser ist jedoch nicht zu einem Zustand positiver Spinquantenzahl gehörig,

sondern resultiert aus der Ausdehnung der Probe, sowie dem endlichen Öffnungswinkel des Detektors. Anhand der Abbildung wird die Effektivität der Bestimmung von Paritätsquantenzahlen durch Nutzung quasi-monoenergetischer, polarisierter Photonen deutlich. Ein Vergleich zwischen den Spektren, die an DHIPS und HI γ S gemessen werden, ist in Abbildung 7.3 gezeigt. Das in Darmstadt gemessene Spektrum wurde mit dem Detektor aufgenommen, der unter ei-

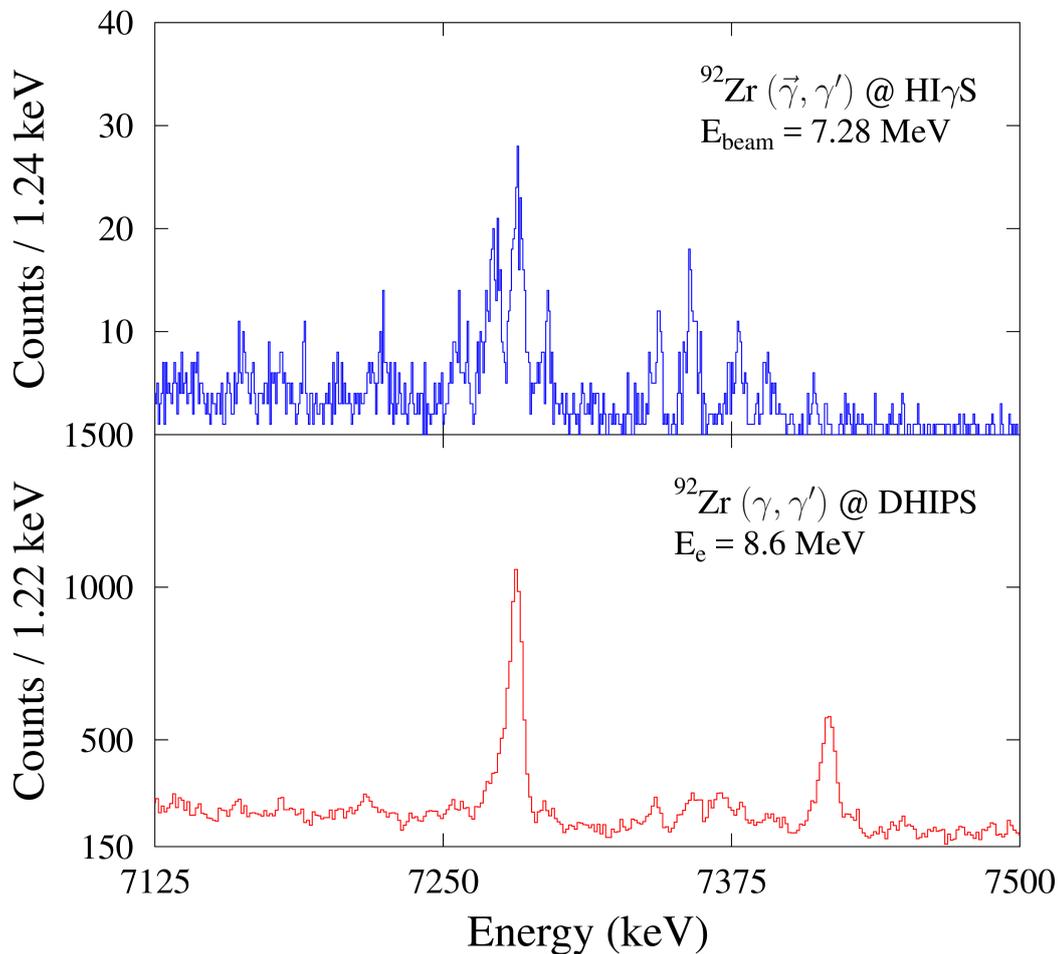


Abb. 7.3: Vergleich eines an DHIPS und HI γ S aufgenommenen Spektrums: Im gezeigten Energiebereich zwischen 7.125 und 7.5 MeV ist ein deutlicher Unterschied im Untergrund zu erkennen. Zur besseren Identifikation schwacher Übergänge wurde im Spektrum der HI γ S Messung zwei Kanäle zu einem zusammengefasst.

nem Winkel von 130° relativ zur Strahlachse positioniert war. Zu sehen ist der Energiebereich zwischen 7125 und 7500 keV, in dem vor allem der Unterschied in der Höhe des Untergrunds erkennbar ist. Aus diesem Grund können in den Messungen in Durham mehr Übergänge beobachtet werden, als bei denen in Darmstadt. Des Weiteren ist es möglich durch den Vergleich der beiden Spektren Single-Escape-Peaks und Übergänge in tiefer liegende Zustände zu identifizieren. In dem gezeigten Beispiel ist bei einer Energie von 7365 keV im Spektrum, das an DHIPS gemessen wurde, ein Peak zu sehen, der an HI γ S nicht zu sehen ist. Hierbei handelt es sich um einen SEP des Übergangs bei 7876 keV, der in der HI γ S Messung nicht angeregt wird. Zu erwähnen ist, dass das untere Spektrum einen Übergang im Kalibrierungsstandard ^{11}B bei der Energie von 7280 keV aufweist, der mit den beiden Übergängen im ^{92}Zr , die im oberen Spektrum zu sehen sind, überlagert.

Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse vorgestellt, die bis zur niedrigeren Endpunktsenergie von 7.1 MeV der DHIPS Messung extrahiert wurden und anschließend die der Endpunktsenergie von 8.6 MeV.

7.1.1 Resultate bis 7.1 MeV

Spin- und Paritätsquantenzahlen

In den Spektren der Messung an DHIPS konnten bis zu einer Anregungsenergie von 6.95 MeV 55 Peaks beobachtet werden, denen mit großer Sicherheit Grundzustandsübergänge zugeordnet werden können. Darüber hinaus wurden in den durchgeführten HI γ S Messungen fünf weitere Grundzustandsübergänge beobachtet, die in der Messung in Darmstadt nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden konnten. Die nach Gleichung 6.5 bestimmten Verhältnisse der um die Effizienz korrigierten Peakflächen sind in Tabelle 7.1 zusammen mit den in Durham gemessenen Asymmetrien aufgelistet. Zur Bestimmung der Winkelverteilung konnte für den Großteil der Übergänge der Mittelwert beider Detektorenpaare von DHIPS genutzt werden. Wurde ein Übergang in nur einem Detektorpaar beobachtet wurde, wurde dies dementsprechend gekennzeichnet. Die Unsicherheit in der Energie setzt sich zusammen aus der vom Auswertprogramm gegebenen Unsicherheit des Fitparameters und der der Energiekalibrierung.

Das Verhältnis der Intensitäten des 2_1^+ Zustands bei einer Anregungsenergie von 934 keV ergibt einen Wert von $w = 1.03(9)$. Dieser weicht weit von dem theoretischen Wert von $w = 2.21$ ab, was allerdings wie in Kapitel 3 aufgrund von Fütterungseffekten zu erwarten war. Dem Energieniveau bei 4174 keV kann innerhalb einer 2σ Umgebung, das heißt innerhalb des Wertebereichs $x \pm 2\Delta x$, keine Spinquantenzahl eindeutig zugewiesen werden. Grund hierfür ist die geringe Statistik, die in einer großen Unsicherheit resultiert. Einige Zustände weisen ein sehr geringes Verhältnis mit Werten kleiner 0.5 auf, die auch innerhalb der 2σ Umgebung den theoretischen Wert von 0.71 nicht annehmen. Nichtsdestotrotz wurde diesen Zuständen eine Spinquantenzahl $J = 1$ zugeordnet, da keine andere Spinquantenzahl in Frage kommt. Dies gilt ebenfalls für die fünf Zustände, die ausschließlich in den Messungen an HI γ S beobachtet werden konnten. Da für diese eine negative Paritätsquantenzahl bestimmt werden konnte und ein 2^- Zustand mit der Methode der KRF nicht angeregt wird, muss es sich bei diesen fünf Zuständen ebenfalls um (elektrisch) dipolanregte Zustände handeln.

Insgesamt konnten 42 elektrische Dipolübergänge in den Grundzustand eindeutig identifiziert werden. Da unterhalb von 5.3 MeV keine Messungen zur Bestimmung der Paritätsquantenzahl durchgeführt wurden, konnte 13 beobachteten Übergängen kein Strahlungscharakter zugewiesen werden. Lediglich für die beiden ersten Dipolübergänge im ^{92}Zr konnte dieser in bereits zuvor durchgeführten Experimenten bestimmt werden [Fran04].

Nach Gleichung 3.20 kann die experimentelle Asymmetrie nur Werte im Bereich von -1 bis $+1$ annehmen. Allerdings sind in Tabelle 7.1 für vier Energien Werte gelistet, die außerhalb dieses Wertebereichs liegen. Dies ist darin begründet, dass der Untergrund eines Spektrums durch einen Fit beschrieben wird. Da der eigentliche Untergrund um diesen Fit fluktuiert kann es vorkommen, dass negative Peakflächen generiert werden, falls in einem der vom Detektor parallel oder senkrecht zur Polarisationssebene aufgenommenen Spektren kein Peak beobachtbar ist (siehe Abbildung 7.2). Weiterhin ist auffällig, dass im Energiebereich zwischen 5.3 und 6.45 MeV ausschließlich elektrische Dipolstrahlung beobachtet werden konnte.

In Abbildung 7.4 sind die Ergebnisse für das Verhältnis der Winkelverteilungen w in logarithmischer Darstellung gezeigt. Zusätzlich eingetragen sind die Ergebnisse für den Kalibrierungsstandard ^{11}B , die durch Dreiecke symbolisiert sind. Da es sich hierbei um einen Kern mit ungerader

Tab. 7.1: Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{92}Zr bis zu einer Energie von 6.95 MeV: Für die meisten Zustände konnten die Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ zugeordnet werden.

E (keV)	$w = \frac{A(\theta_1)\epsilon(\theta_2)}{A(\theta_2)\epsilon(\theta_1)}$	$\varepsilon = \frac{N_{\parallel}-N_{\perp}}{N_{\parallel}+N_{\perp}}$	J^π	E (keV)	w	ε	J^π
934.6(8)	1.03(9)	-	2^+ ³	5921.6(7)	0.86(9)	-0.92(4)	1^-
1846.8(6) ¹	2.39(50)	-	2^+	5935.6(18)	-	-1.15(16)	1^-
3474.6(7)	0.86(8)	-	1^+ ⁴	6003.4(7)	0.85(12)	-0.89(7)	1^-
3640.5(8)	0.75(7)	-	1^- ⁴	6062.9(10)	-	-0.97(12)	1^-
3917.3(7) ¹	0.86(18)	-	1	6132.4(7)	0.53(7)	-0.94(3)	1^-
4105.2(8)	0.70(5)	-	1	6144.2(10)	-	-0.80(14)	1^-
4174.0(10) ¹	2.03(66)	-	$1, 2^+$	6156.8(6)	0.57(6)	-0.92(3)	1^-
4296.3(9) ¹	0.95(31)	-	1	6210.1(6)	0.65(5)	-0.93(2)	1^-
4310.4(6)	0.75(8)	-	1	6238.8(7)	0.71(9)	-0.89(7)	1^-
4606.3(6)	0.53(7)	-	1	6264.4(8) ¹	0.60(21)	-1.02(5)	1^-
4652.6(8) ²	0.55(26)	-	1	6293.7(10) ¹	0.69(22)	-1.04(12)	1^-
4773.3(8)	0.79(8)	-	1	6360.7(7)	0.60(7)	-0.97(3)	1^-
4815.8(6)	0.67(7)	-	1	6397.6(7)	0.79(10)	-0.89(5)	1^-
4863.2(8)	0.43(11)	-	1	6477.5(9)	1.05(21)	-0.90(10)	1^-
4971.4(7)	0.63(7)	-	1	6504.9(11)	0.57(23)	-0.87(11)	1^-
5051.4(9) ²	0.82(26)	-	1	6515.6(6)	0.56(6)	-0.96(3)	1^-
5069.7(7)	0.88(14)	-	1	6569.7(6)	0.54(5)	-0.93(3)	1^-
5126.4(7)	0.61(9)	-	1	6600.2(17) ¹	0.90(47)	-0.50(23)	1^-
5302.3(20)	-	-0.97(19)	1^-	6608.5(8)	0.54(7)	-0.95(4)	1^-
5331.3(7)	0.71(8)	-0.98(6)	1^-	6627.4(9)	0.82(17)	-0.80(11)	1^-
5345.7(6)	0.70(8)	-0.87(6)	1^-	6654.1(8)	0.87(16)	-0.82(9)	1^-
5419.7(7)	0.86(12)	-0.81(7)	1^-	6697.1(15) ¹	0.97(44)	-0.79(10)	1^-
5452.5(7)	0.84(12)	-1.00(6)	1^-	6712.2(11) ¹	1.11(36)	-0.79(17)	1^-
5472.4(6)	0.65(6)	-0.95(5)	1^-	6746.1(9)	0.91(17)	-0.76(8)	1^-
5626.5(6)	0.74(7)	-0.88(4)	1^-	6788.7(8)	0.41(7)	-0.85(9)	1^-
5695.4(9) ¹	0.56(16)	-0.88(9)	1^-	6838.0(7)	0.45(5)	-0.94(2)	1^-
5765.1(7)	0.72(10)	-0.80(5)	1^-	6857.9(9)	0.64(12)	-0.95(7)	1^-
5796.9(7)	0.60(8)	-0.90(4)	1^-	6876.5(17)	-	-0.84(17)	1^-
5857.5(7)	0.75(8)	-0.92(6)	1^-	6896.7(7)	0.50(5)	-0.93(4)	1^-
5891.2(7)	0.79(11)	-0.96(5)	1^-	6941.3(12) ²	0.75(27)	-0.90(7)	1^-

¹ nur gesehen im Detektorpaar $90^\circ - 130^\circ$

² nur gesehen im Detektorpaar $95^\circ - 130^\circ$

³ bekannt aus Referenz [Bag12]

⁴ bekannt aus Referenz [Fran04]

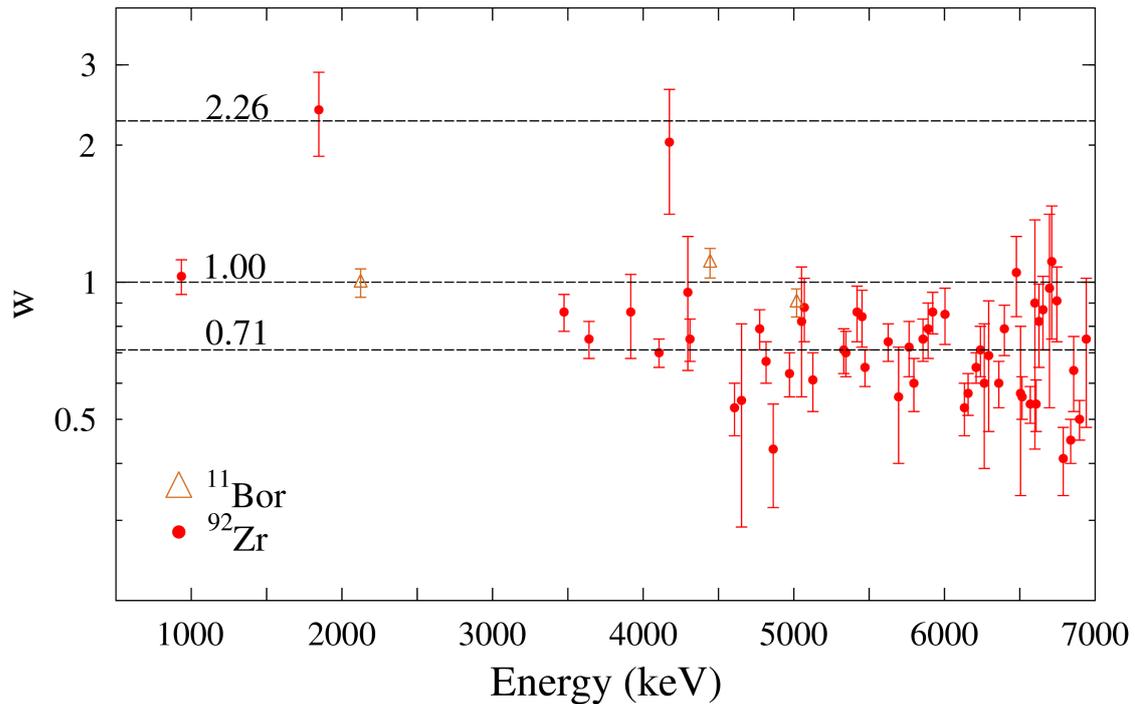


Abb. 7.4: Verhältnis der Winkelverteilung der Messung mit einer Endpunktsenergie von 7 MeV an ^{92}Zr in logarithmischer Darstellung: Für 52 Zustände kann die Spinquantenzahl $J = 1$ zugeordnet werden.

Protonenzahl ($Z = 5$) handelt, ist die Winkelverteilung nur schwach ausgeprägt. Daraus resultiert für die ersten beiden angeregten Zustände bei 2124 und 4443 keV eine nahezu isotrope ($w \approx 1$) Abstrahlung. Für den Zustand bei einer Anregungsenergie von 5020 keV berechnet sich der theoretische Wert für w zu 0.93. Bis auf den Zustand bei 4443 keV werden die theoretischen Werte sehr gut wiedergegeben. Für diesen abweichenden Zustand liegt der experimentell extrahierte Wert oberhalb von $w = 1$. Dies ist damit zu begründen, dass der Übergang in den Grundzustand mit dem eines quadrupolangeregten Zustands im Kern ^{12}C und damit auch die Winkelverteilungen überlagern.

Integrierte Wirkungsquerschnitte und Übergangsstärken

In Tabelle 7.2 findet sich der integrierte Wirkungsquerschnitt der Übergänge in den Grundzustand aller in Tabelle 7.1 aufgelisteten Zustände. Ebenso sind dort das nach Umformung von Gleichung 3.13 bestimmte Verhältnis Γ_0^2/Γ sowie die daraus bestimmte Anregungsstärke (Gleichung 3.16) unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ gelistet. In der fünften Spalte stehen die in den Messungen an $\text{HI}\gamma\text{S}$ bestimmten Verzweungsverhältnisse in den Grundzustand mit denen die Übergangsstärke in der vierten Spalte korrigiert wurden. Diese Ergebnisse sind in der letzten Spalte der Tabelle präsentiert. Da an $\text{HI}\gamma\text{S}$ keine Zerfälle in den 2_1^+ Zustand direkt nachgewiesen werden konnten, kann nur das mittlere Verzweungsverhältnis aller angeregten 1^- Zustände bestimmt werden. Es muss beachtet werden, dass es sich bei den Stärken in Spalte vier aufgrund der Näherung $\Gamma_0 = \Gamma$ nur um eine untere Grenze des wahren Wertes handelt. Auf der anderen Seite sind die Werte in der letzten Spalte mit dem mittleren Verzweungsverhältnis korrigiert worden und können somit ebenfalls nur als eine Näherung angesehen werden. Die Zustände, die nur in der Messung an $\text{HI}\gamma\text{S}$ beobachtet und deren Übergangsstärke relativ zu

anderen bestimmt wurden, sind durch einen Index gekennzeichnet. Für die Berechnung dieser Werte wurde Gleichung 6.6 genutzt.

Für den Zustand bei 4174 keV für den die Spinquantenzahl nicht eindeutig bestimmt werden konnte, ist sowohl eine $B(E1)$ als auch eine $B(E2)$ Übergangsstärke angegeben. Des Weiteren wurden zwei Werte für die korrigierte Übergangsstärke angegeben, falls ein Übergang in zwei verschiedenen Strahleinstellungen an HIγS spektroskopiert wurden und demnach zwei unterschiedliche mittlere Verzweigungsverhältnisse vorliegen.

Tab. 7.2: Integrierter Wirkungsquerschnitt für Übergänge in ^{92}Zr bis zu 6.95 MeV: Angegeben sind zusätzlich das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke, das mittlere Verzweigungsverhältnis und die mit letzterer korrigierte Stärke.

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
1846.8(6)	1.76(10)	5.2(3)	1507(87) e ² fm ⁴	-	-
3474.6(7)	3.25(19)	34(2)	0.21(1) μ_N^2	-	-
3640.5(8)	4.33(22)	50(3)	2.96(15)	-	-
3917.3(7)	1.06(13)	14(2)	0.67(8)	-	-
4105.2(8)	25.1(10)	367(15)	15.20(63)	-	-
4174.0(10)	0.52(12)	7.9(18)	0.31(7)	-	-
4174.0(10)	0.31(7)	2.8(6)	13.8(30) e ² fm ⁴	-	-
4296.3(9)	0.76(10)	12(2)	0.44(6)	-	-
4310.4(6)	2.86(17)	46(3)	1.65(10)	-	-
4606.3(6)	3.45(22)	63(4)	1.86(12)	-	-
4652.6(8)	1.16(15)	22(3)	0.62(8)	-	-
4773.3(8)	3.65(23)	72(5)	1.90(12)	-	-
4815.8(6)	4.57(25)	92(5)	2.36(13)	-	-
4863.2(8)	1.41(16)	29(3)	0.72(8)	-	-
4971.4(7)	2.88(20)	62(4)	1.44(10)	-	-
5051.4(9)	1.14(14)	25(3)	0.56(7)	-	-
5069.7(7)	1.28(16)	29(4)	0.63(8)	-	-
5126.4(7)	2.23(16)	51(4)	1.08(8)	-	-
5302.3(20) ¹	2.37(53)	58(13)	1.11(25)	0.84(16)	1.32(39)
5331.3(7)	3.28(21)	81(5)	1.53(10)	0.84(16)	1.82(37)
5345.7(6)	2.32(22)	58(5)	1.08(10)	0.84(16)	1.29(27)
5419.7(7)	2.88(22)	73(6)	1.32(10)	0.84(16)	1.57(32)
5452.5(7)	2.59(46)	67(12)	1.18(21)	0.84(16)	1.40(37)
5452.5(7)	2.59(46)	67(12)	1.18(21)	0.64(19)	1.84(64)
5472.4(6)	8.28(42)	215(11)	3.76(19)	0.84(16)	4.48(88)
5472.4(6)	8.28(42)	215(11)	3.76(19)	0.64(19)	5.9(18)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
5626.5(6)	9.78(52)	268(15)	4.32(23)	0.64(19)	6.8(20)
5626.5(6)	9.78(52)	268(15)	4.32(23)	0.64(10)	6.8(11)
5695.4(9)	1.83(25)	52(7)	0.80(11)	0.64(10)	1.25(26)
5765.1(7)	4.31(32)	124(9)	1.86(14)	0.64(10)	2.91(50)
5796.9(7)	4.03(28)	118(8)	1.73(12)	0.64(10)	2.70(46)
5796.9(7)	4.03(28)	118(8)	1.73(12)	0.65(12)	2.66(52)
5857.5(7)	5.21(33)	155(10)	2.21(14)	0.64(10)	3.45(58)
5857.5(7)	5.21(33)	155(10)	2.21(14)	0.65(12)	3.40(66)
5891.2(7)	4.17(33)	126(10)	1.76(14)	0.64(10)	2.75(48)
5891.2(7)	4.17(33)	126(10)	1.76(14)	0.65(12)	2.71(54)
5921.6(7)	5.79(36)	176(11)	2.43(15)	0.64(10)	3.80(64)
5921.6(7)	5.79(36)	176(11)	2.43(15)	0.65(12)	3.74(73)
5935.6(18) ¹	0.53(12)	16(4)	0.22(5)	0.65(12)	0.34(10)
6003.4(7)	1.86(34)	58(11)	0.77(14)	0.65(12)	1.18(31)
6003.4(7)	1.86(34)	58(11)	0.77(14)	0.742(87)	1.04(22)
6062.9(10) ¹	2.15(29)	68(9)	0.88(12)	0.65(12)	1.35(31)
6062.9(10) ¹	2.15(29)	68(9)	0.88(12)	0.742(87)	1.19(21)
6132.4(7)	4.39(47)	143(15)	1.78(19)	0.742(87)	2.40(38)
6132.4(7)	4.39(47)	143(15)	1.78(19)	0.673(80)	2.64(42)
6144.2(10) ¹	0.96(22)	32(7)	0.39(9)	0.742(87)	0.53(14)
6144.2(10) ¹	0.96(22)	32(7)	0.39(9)	0.673(80)	0.58(15)
6156.8(6)	6.71(67)	221(22)	2.71(27)	0.742(87)	3.65(56)
6156.8(6)	6.71(67)	221(22)	2.71(27)	0.673(80)	4.03(62)
6210.1(6)	20.2(18)	674(61)	8.07(73)	0.742(87)	10.9(16)
6210.1(6)	20.2(18)	674(61)	8.07(73)	0.673(80)	12.0(18)
6238.8(7)	4.02(48)	136(16)	1.60(19)	0.742(87)	2.16(36)
6238.8(7)	4.02(48)	136(16)	1.60(19)	0.673(80)	2.38(40)
6264.4(8)	3.15(50)	107(17)	1.25(20)	0.673(80)	1.86(37)
6293.7(10)	1.34(33)	46(11)	0.53(13)	0.673(80)	0.79(21)
6360.7(7)	6.17(64)	216(22)	2.41(25)	0.673(80)	3.58(56)
6397.6(7)	7.82(85)	278(30)	3.04(33)	0.673(80)	4.52(73)
6397.6(7)	7.82(85)	278(30)	3.04(33)	0.609(64)	4.99(75)
6477.5(9)	3.33(63)	121(23)	1.28(24)	0.609(64)	2.10(45)
6504.9(11)	2.54(50)	93(18)	0.97(19)	0.609(64)	1.59(35)
6515.6(6)	9.04(89)	333(33)	3.45(34)	0.609(64)	5.67(82)
6569.7(6)	10.5(10)	395(39)	3.99(39)	0.609(64)	6.55(94)
6569.7(6)	10.5(10)	395(39)	3.99(39)	0.537(49)	7.43(99)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
6600.2(17)	1.17(24)	44(9)	0.44(9)	0.609(64)	0.72(17)
6600.2(17)	1.17(24)	44(9)	0.44(9)	0.537(49)	0.82(18)
6608.5(8)	6.38(72)	242(27)	2.40(27)	0.609(64)	3.94(61)
6608.5(8)	6.38(72)	242(27)	2.40(27)	0.537(49)	4.47(65)
6627.4(9)	2.61(43)	100(16)	0.98(16)	0.609(64)	1.61(31)
6627.4(9)	2.61(43)	100(16)	0.98(16)	0.537(49)	1.82(34)
6654.1(8)	3.56(35)	137(13)	1.33(13)	0.609(64)	2.18(31)
6654.1(8)	3.56(35)	137(13)	1.33(13)	0.537(49)	2.48(33)
6697.1(15)	3.58(73)	139(28)	1.33(27)	0.537(49)	2.48(55)
6712.2(11)	1.38(32)	54(13)	0.51(12)	0.537(49)	0.95(24)
6746.1(9)	3.39(52)	134(20)	1.25(19)	0.537(49)	2.33(41)
6788.7(8)	3.44(41)	138(16)	1.26(15)	0.537(49)	2.35(35)
6838.0(7)	10.0(10)	407(42)	3.65(38)	0.537(49)	6.80(94)
6838.0(7)	10.0(10)	407(42)	3.65(38)	0.569(49)	6.41(87)
6857.9(9)	3.67(50)	150(20)	1.33(18)	0.537(49)	2.48(40)
6857.9(9)	3.67(50)	150(20)	1.33(18)	0.569(49)	2.34(37)
6876.5(17) ¹	1.00(25)	41(10)	0.36(9)	0.537(49)	0.67(18)
6876.5(17) ¹	1.00(25)	41(10)	0.36(9)	0.569(49)	0.63(17)
6896.7(7)	14.7(14)	607(60)	5.30(52)	0.537(49)	9.9(13)
6896.7(7)	14.7(14)	607(60)	5.30(52)	0.569(49)	9.3(12)
6941.3(12)	3.15(61)	132(26)	1.13(22)	0.569(49)	1.99(42)

¹ Werte relativ zu anderen Übergängen bestimmt

Die Übergangsstärke des 2_1^+ Zustands in den Grundzustand ist in der Tabelle nicht angegeben, da bereits aus der Winkelverteilung auf eine starke Bevölkung von höher liegenden Zuständen geschlossen und somit kein genauer Wert aus den Daten extrahiert werden kann. Als Beispiel für diesen Effekt kann der angegebene Wert für die Übergangsstärke des 2_2^+ Zustands betrachtet werden. Obwohl die Winkelverteilung keinen Hinweis auf eine Bevölkung durch andere angeregte Zustände liefert, beträgt der extrahierte Wert für die Übergangsstärke in etwa das zwanzigfache des in der Literatur bekannten Werts [Wern02].

Die ersten drei dipolangeregten Zustände wurden in einem früher am Stuttgarter Dynamitron durchgeführten KRF Experiment [Wern02] ebenfalls beobachtet und es kann eine gute Übereinstimmung der Stärke verzeichnet werden. Allerdings wurden in selbigem Experiment drei weitere Zerfälle von $J = 1$ Zuständen gemessen, die in den dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen nicht sichtbar sind. Die Endpunktsenergie in der in Stuttgart durchgeführten Messung betrug in etwa 4 MeV. Aus diesem Grund lag der letzte dort beobachtete Übergang bei einer Anregungsenergie von 3917 keV. Daher konnte auch der stärkste Übergang bei einer Energie von 4105 keV nicht gemessen werden, der eine Übergangsstärke von $15.20(63) \cdot 10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$ aufweist.

Abbildung 7.5 zeigt die Stärkeverteilung in Form der reduzierten Übergangsbreite. Diese be-

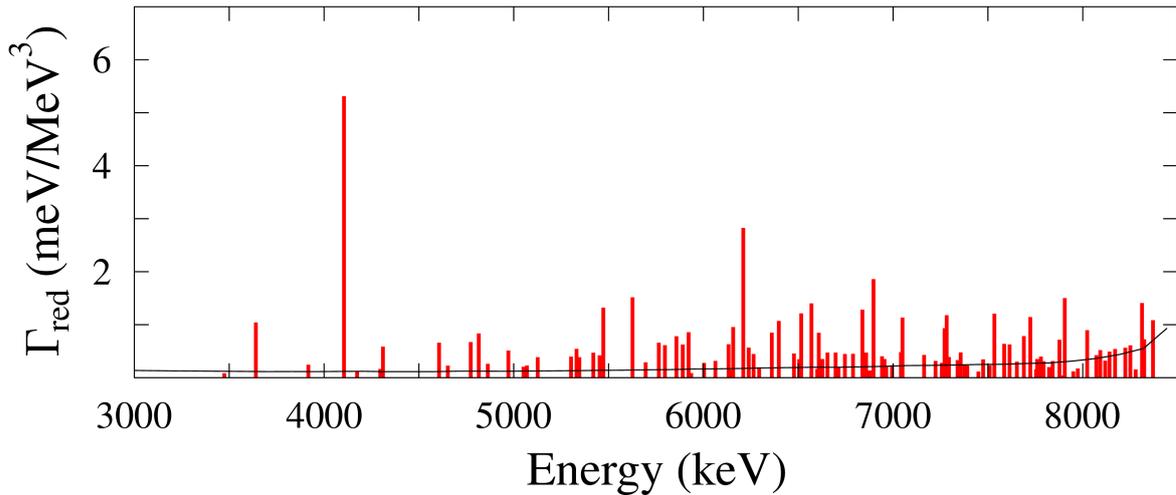


Abb. 7.5: Reduzierte Übergangsbreite in ^{92}Zr : Gezeigt sind die Werte für alle beobachteten Übergänge bis zu einer Energie von 8.37 MeV. Die schwarze Kurve gibt den Verlauf des experimentellen Sensitivitätslimits an DHIPS wieder.

rechnet sich über $\Gamma_{red} = \Gamma_0 \frac{\Gamma_0}{\Gamma} / E_x^3$ und wird in der Einheit meV/MeV^3 angegeben. Der Vorteil an dieser Art der Darstellung ist, dass für elektrische und magnetische Dipolübergänge nur eine Skala benötigt wird. Die Wichtung über die Energie folgt Gleichung 3.16. Gezeigt sind nicht nur die Stärken der in Tabelle 7.2 vorgestellten Grundzustandsübergänge, sondern alle bis zu einer Energie von 8.37 MeV. Die schwarze Kurve beschreibt den Verlauf des experimentellen Sensitivitätslimits an DHIPS. Dieses gibt an, welche Stärke ein Übergang haben muss, um im Spektrum als Peak identifiziert werden zu können. Hierbei geht die Bedingung ein, dass die relative Unsicherheit des Peaks geringer ist als 30 %. Auffällig ist die hohe Niveaudichte oberhalb von einer Anregungsenergie von 5.5 MeV. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse folgt in Kapitel 8.

7.1.2 Resultate bis 8.6 MeV

Spin- und Paritätsquantenzahlen

Im Energiebereich zwischen 6.95 und 8.6 MeV konnten insgesamt 49 Dipolübergänge beobachtet werden von denen lediglich einer magnetischen Strahlungscharakter besitzt. Das Verhältnis der Intensitäten, die Asymmetrie und die daraus geschlussfolgerten Quantenzahlen J^π sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Übergänge, die nur in einem Detektorpaar in Darmstadt gemessen wurden, wurden wieder gekennzeichnet. Für die drei am energetisch höchstliegenden Zustände konnte keine Parität bestimmt werden, da sie außerhalb des abgedeckten Energiebereichs bei den Messungen mit quasi-monoenergetischen Photonen liegen. Von den 49 aufgelisteten Zuständen konnten 22 ausschließlich in den Messungen in Durham beobachtet werden. Da diesen jeweils negative Parität zugeordnet werden kann, muss es sich dabei um dipolangeregte Zustände handeln. Auffällig ist, dass das Verhältnis w bei mehreren Übergängen Werte annimmt, die größer sind als 1. Die Asymmetrie der $\text{HI}\gamma\text{S}$ Messung weist jedoch für jeden dieser Übergänge einen negativen Wert auf, sodass die Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ zugeordnet werden können. Als Ursache für die großen Werte von w kann eine Über- oder Unterschätzung der Effizienz eines Detektors ausgeschlossen werden. Grund hierfür ist, dass die Werte nicht systematisch größer als 1 sind. Des Weiteren kann Bevölkerung von höher liegenden Zuständen ebenfalls ausgeschlossen werden, da es keinen Zustand mit einer Energie gibt, die 934 keV oberhalb eines

Tab. 7.3: Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{92}Zr im Energiebereich zwischen 6.95 und 8.6 MeV: Für die meisten Zustände konnten die Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ zugeordnet werden.

E (keV)	$w = \frac{A(\theta_1)\epsilon(\theta_2)}{A(\theta_2)\epsilon(\theta_1)}$	$\varepsilon = \frac{N_{\parallel}-N_{\perp}}{N_{\parallel}+N_{\perp}}$	J^π	E (keV)	w	ε	J^π
6954.3(10)	-	-0.93(7)	1^-	7759.6(10) ¹	1.20(43)	-0.98(6)	1^-
6963.8(12)	-	-0.85(10)	1^-	7779.3(9) ¹	0.79(29)	-0.90(4)	1^-
6994.6(9)	-	-0.95(4)	1^-	7793.2(11) ¹	2.61(93)	-0.90(6)	1^-
7041.1(10) ¹	0.65(18)	-0.92(2)	1^-	7822.1(10)	-	-1.00(6)	1^-
7049.4(7)	0.72(8)	-0.92(2)	1^-	7841.2(11)	-	-0.85(6)	1^-
7163.4(14)	-	-0.71(11)	1^-	7876.9(9) ¹	0.64(19)	-0.88(4)	1^-
7223.3(12)	-	-0.90(8)	1^-	7893.5(14) ¹	1.13(45)	0.23(29)	1^+
7256.8(10)	-	-0.96(6)	1^-	7905.0(8)	0.75(14)	-0.91(3)	1^-
7271.1(7) ¹	1.07(8)	-0.93(2)	1^-	7950.0(14)	-	-0.74(15)	1^-
7282.2(8)	-	-0.93(2)	1^-	7973.7(11)	-	-0.90(11)	1^-
7294.4(10)	-	-0.93(2)	1^-	8023.1(14)	-	-0.73(8)	1^-
7339.8(10) ¹	1.53(39)	-0.85(7)	1^-	8071.4(10) ¹	0.53(27)	-0.87(6)	1^-
7356.4(8) ¹	1.34(28)	-0.89(5)	1^-	8092.3(10) ¹	0.50(19)	-0.88(6)	1^-
7376.7(11) ¹	1.37(50)	-0.85(7)	1^-	8117.8(15)	-	-0.80(10)	1^-
7391.1(11)	-	-0.93(8)	1^-	8140.7(13)	-	-0.90(7)	1^-
7449.8(10)	-	-0.98(11)	1^-	8170.3(11) ¹	0.45(20)	-0.84(6)	1^-
7474.8(11)	-	-0.66(20)	1^-	8223.9(11)	1.59(46)	-0.82(7)	1^-
7509.3(11)	1.30(49)	-0.75(9)	1^-	8250.9(14)	-	-0.91(6)	1^-
7534.1(7)	0.65(12)	-0.92(6)	1^-	8278.9(10)	-	-1.12(13)	1^-
7585.7(8) ¹	0.89(25)	-0.94(7)	1^-	8312.4(18) ²	0.86(36)	-0.99(16)	1^-
7614.2(7) ¹	1.26(33)	-0.78(10)	1^-	8323.8(15) ¹	0.96(48)	-0.99(16)	1^-
7652.4(13)	-	-0.99(12)	1^-	8369.9(25) ²	1.8(11)	-	1,2
7689.3(8)	0.73(15)	-0.88(8)	1^-	8480.5(10)	0.66(15)	-	1
7723.3(7)	2.26(38)	-0.91(6)	1^-	8531.1(10)	0.48(11)	-	1
7754.2(14)	-	-1.19(10)	1^-				

¹ nur gesehen im Detektorpaar $90^\circ - 130^\circ$

² nur gesehen im Detektorpaar $95^\circ - 130^\circ$

solchen Übergangs liegt. Im Fall des Zustands bei einer Anregungsenergie von 7723 keV kann der Grund eine Überlagerung mit einem (n, γ) Übergang im ^{27}Al sein. Da kein Aluminium in der zu untersuchenden Probe war, könnte es zu der genannten Reaktion an der Aluminiumhalterung des Detektors unter 90° gekommen sein, wodurch das Intensitätsverhältnis w zu größeren Werten verschoben wird.

Da der letzte beobachtete Übergang in den Messungen an HI γ S bei 8.32 MeV liegt, gibt es keine Informationen über die Paritätsquantenzahl des Zustands bei einer Anregungsenergie von 8370 keV. Daher kann auch die Spinquantenzahl nicht eindeutig bestimmt werden, da innerhalb einer 2σ Umgebung der Wert von w nicht eindeutig auf die Multipolordnung hinweist. Alle Winkelverteilungen aus Tabelle 7.3 sind in Abbildung 7.6 in logarithmischer Darstellung präsentiert. Der Datenpunkt des Kalibrierungsstandards ^{11}B wurde nicht eingezeichnet, da der

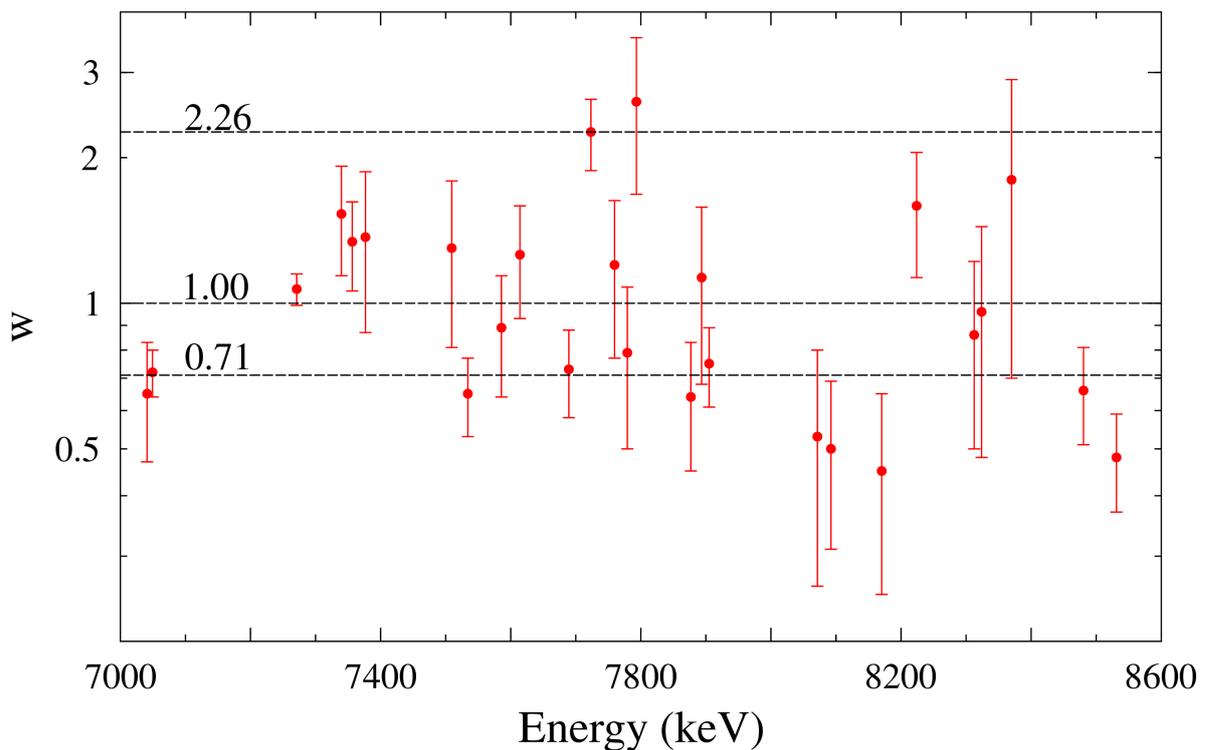


Abb. 7.6: Verhältnis der Winkelverteilung oberhalb 7 MeV gemessen im ^{92}Zr in logarithmischer Darstellung: Trotz der teils großen Werte für das Verhältnis wird aufgrund der Information über die Paritätsquantenzahl allen 27 Zuständen die Spinquantenzahl $J = 1$ zugeordnet.

Übergang bei einer Energie von 7280 keV, wie in Abbildung 7.3 gezeigt, mit Übergängen in ^{92}Zr überlagert und damit die Winkelverteilungen vermischen.

Die Ergebnisse der Asymmetrien für alle gemessenen Übergänge ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Der einzige $J^\pi = 1^+$ Zustand oberhalb einer Anregungsenergie von 5 MeV wurde bei 7894 keV beobachtet. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass sich bei dieser Energie die Grundzustandsübergänge eines 1^- und 1^+ Zustands überlagern, da der Wert mit $\varepsilon = 0.4$ sehr gering ist. Allerdings lässt die geringe Anzahl an Übergängen im Detektor, der parallel zur Polarisationssebene steht, lediglich eine Genauigkeit der Energiekalibrierung zu, die im Rahmen von 0.5 keV liegt. Aus diesem Grund ist es nicht möglich zu untersuchen, ob es sich um einen oder zwei Grundzustandsübergänge handelt. Die gestrichelte Linie gibt den gewichteten Mit-

telwert der Asymmetrien aller beobachteten elektrischen Dipolübergänge an und besitzt einen Wert von 0.918(28).

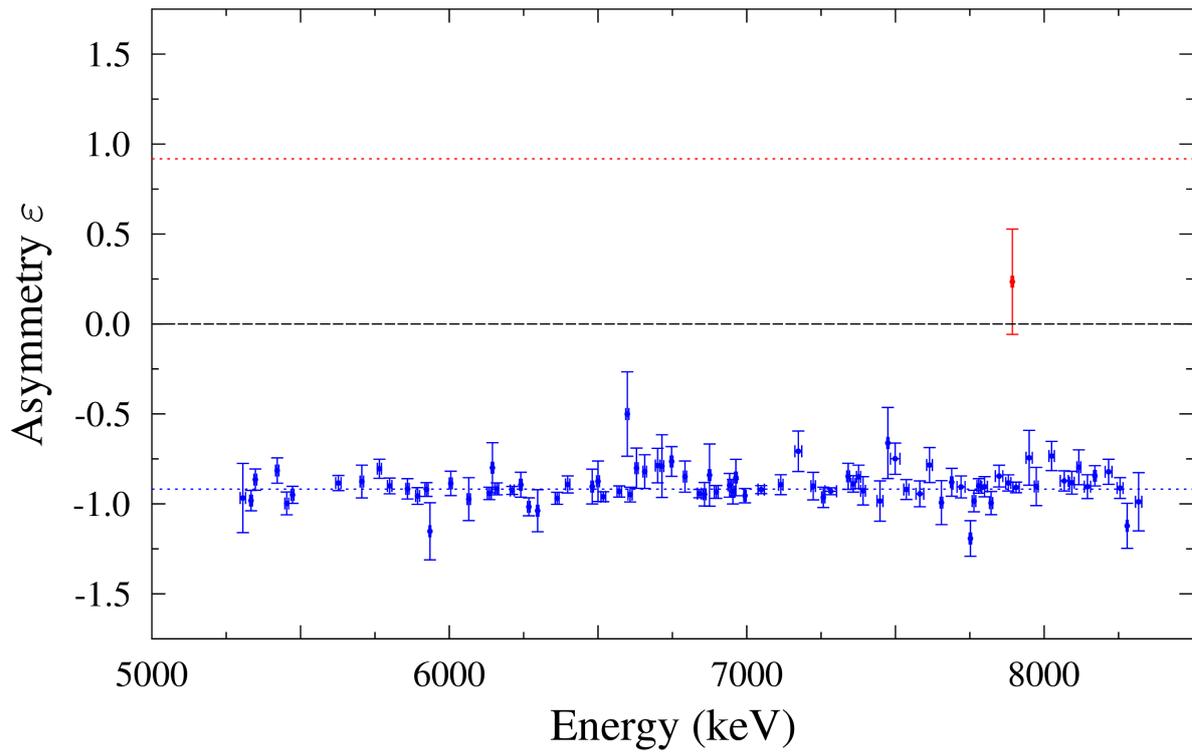


Abb. 7.7: An HIγS gemessene Asymmetrien der Übergänge in ^{92}Zr : Aus den gemessenen Werten kann für 85 Zustände negative und für einen positive Paritätsquantenzahl bestimmt werden.

Integrierte Wirkungsquerschnitte und Übergangsstärken

Die integrierten Wirkungsquerschnitte der Grundzustandsübergänge zwischen 6.95 und 8.32 MeV sind in Tabelle 7.4 aufgelistet. Analog zu Tabelle 7.2 sind zusätzlich die Werte für Γ_0^2/Γ , die $B(E1)\uparrow$ Stärke unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$, das mittlere Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand \bar{b}_0 und die um dieses korrigierte Übergangsstärke $B(E1)_{korr} \uparrow$ gegeben. Der Wirkungsquerschnitt und die daraus berechneten Größen für die beiden Zustände oberhalb von 8.4 MeV weisen einen sehr großen Wert auf. Allerdings liegen diese Zustände mit ihren Energien nahe am Endpunkt der Photonenflussverteilung. Wie in Abbildung 6.3 zu sehen, fällt der Photonenfluss zum Ende hin stark ab. Daher ist die Unsicherheit in diesem Bereich besonders hoch. In der Tabelle wurde die Unsicherheit ab einer Energie von 1 MeV unterhalb der Endpunktsenergie verdoppelt, jedoch wird sie dennoch gerade für die beiden letzten beobachteten Zustände stark unterschätzt. Daher sind die angegebenen Werte nur als Richtwert anzusehen. Aus diesem Grund wurden sie in Abbildung 7.5 nicht berücksichtigt.

Tab. 7.4: Integrierter Wirkungsquerschnitt für Übergänge in ^{92}Zr im Energiebereich zwischen 6.95 und 8.6 MeV: Angegeben sind zusätzlich das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke, das mittlere Verzweigungsverhältnis und die mit letzterer korrigierte Stärke.

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
6954.3(10) ¹	2.74(72)	115(31)	0.98(26)	0.569(49)	1.72(48)
6963.8(12) ¹	1.65(45)	70(19)	0.59(16)	0.569(49)	1.04(30)
6994.6(9) ¹	1.80(48)	76(20)	0.64(17)	0.569(49)	1.12(31)
7041.1(10)	3.82(45)	164(19)	1.35(16)	0.569(49)	2.37(35)
7041.1(10)	3.82(45)	164(19)	1.35(16)	0.463(42)	2.92(44)
7049.4(7)	9.13(60)	394(26)	3.22(21)	0.569(49)	5.66(61)
7049.4(7)	9.13(60)	394(26)	3.22(21)	0.463(42)	6.95(78)
7163.4(14) ¹	3.46(86)	154(38)	1.20(30)	0.463(42)	2.59(69)
7223.3(12) ¹	2.56(61)	116(28)	0.88(21)	0.463(42)	1.90(49)
7256.8(10) ¹	2.25(50)	103(23)	0.77(17)	0.463(42)	1.66(40)
7271.1(7)	7.75(64)	355(30)	2.65(22)	0.463(42)	5.72(70)
7282.2(8) ¹	9.81(99)	451(46)	3.35(34)	0.463(42)	7.24(98)
7294.4(10) ¹	3.20(65)	148(30)	1.09(22)	0.463(42)	2.35(52)
7339.8(10)	2.72(35)	127(17)	0.92(12)	0.463(42)	1.99(32)
7356.4(8)	3.97(44)	186(21)	1.34(15)	0.463(42)	2.89(42)
7376.7(11)	1.99(39)	94(18)	0.67(13)	0.463(42)	1.45(31)
7391.1(11) ¹	1.87(45)	89(21)	0.63(15)	0.463(42)	1.36(35)
7449.8(10) ¹	0.90(18)	43(9)	0.30(6)	0.293(45)	1.02(26)
7474.8(11) ¹	2.89(81)	140(39)	0.96(27)	0.293(45)	3.3(10)
7509.3(11)	1.93(45)	95(22)	0.64(15)	0.293(45)	2.18(61)
7534.1(7)	10.4(11)	512(54)	3.43(36)	0.293(45)	11.7(22)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
7585.7(8)	5.49(76)	274(38)	1.80(25)	0.293(45)	6.1(13)
7614.2(7)	5.42(74)	273(37)	1.77(24)	0.293(45)	6.0(12)
7652.4(13) ¹	2.59(62)	131(31)	0.84(20)	0.293(45)	2.87(81)
7689.3(8)	6.87(84)	353(43)	2.22(27)	0.293(45)	7.6(15)
7689.3(8)	6.87(84)	353(43)	2.22(27)	0.429(36)	5.17(76)
7723.3(7)	10.1(11)	522(59)	3.25(37)	0.429(36)	7.6(11)
7754.2(14) ¹	1.31(28)	68(15)	0.42(9)	0.429(36)	0.98(23)
7759.6(10)	3.06(56)	160(29)	0.98(18)	0.429(36)	2.28(46)
7779.3(9)	3.47(63)	182(33)	1.11(20)	0.429(36)	2.59(51)
7793.2(11)	2.70(56)	142(30)	0.86(18)	0.429(36)	2.00(45)
7822.1(10) ¹	1.70(31)	90(17)	0.54(10)	0.429(36)	1.26(26)
7841.2(11) ¹	2.74(50)	146(27)	0.87(16)	0.429(36)	2.03(41)
7876.9(9)	6.40(92)	344(49)	2.02(29)	0.429(36)	4.71(78)
7893.5(14)	3.16(70)	171(38)	0.09(2) μ_N^2	-	-
7905.0(8)	13.6(15)	738(81)	4.28(47)	0.429(36)	10.0(14)
7905.0(8)	13.6(15)	738(81)	4.28(47)	0.301(31)	14.2(21)
7950.0(14) ¹	0.99(19)	54(11)	0.31(6)	0.429(36)	0.72(15)
7950.0(14) ¹	0.99(19)	54(11)	0.31(6)	0.301(31)	1.03(23)
7973.7(11) ¹	1.51(29)	83(16)	0.47(9)	0.429(36)	1.10(23)
7973.7(11) ¹	1.51(29)	83(16)	0.47(9)	0.301(31)	1.56(34)
8023.1(14) ¹	8.2(19)	458(106)	2.54(59)	0.301(31)	8.4(21)
8071.4(10)	3.86(78)	218(44)	1.19(24)	0.301(31)	3.95(90)
8092.3(10)	4.75(88)	270(50)	1.46(27)	0.301(31)	4.9(10)
8117.8(15) ¹	2.91(69)	166(39)	0.89(21)	0.301(31)	2.96(76)
8140.7(13) ¹	4.52(98)	260(56)	1.38(30)	0.301(31)	4.6(11)
8170.3(11)	5.00(92)	289(53)	1.52(28)	0.301(31)	5.0(11)
8223.9(11)	5.26(96)	309(56)	1.59(29)	0.301(31)	5.3(11)
8250.9(14) ¹	5.7(13)	337(76)	1.72(39)	0.301(31)	5.7(14)
8278.9(10) ¹	1.40(37)	83(22)	0.42(11)	0.301(31)	1.40(39)
8312.4(18)	13.4(26)	804(158)	4.01(79)	0.301(31)	13.3(30)
8323.8(15)	6.9(17)	412(105)	2.05(52)	0.301(31)	6.8(19)
8369.9(25)	10.4(32)	630(192)	3.08(94)	-	-
8480.5(10)	35.7(46)	2234(851)	10.5(40)	-	-
8531.1(10)	55.6(74)	3509(468)	16.2(22)	-	-

¹ Werte relativ zu anderen Übergängen bestimmt

Es wurde kein mittleres Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand für den beobachteten magnetischen Dipolübergang bei der Anregungsenergie von 7894 keV angegeben, da die Asym-

metrie des 2_1^+ Zustands in der entsprechenden Messung in Durham keinen Hinweis auf einen Zerfall dieses Zustands in den 2_1^+ lieferte.

7.2 Resultate für das Isotop ^{94}Zr

Wie in Tabelle 5.2 in Kapitel 5 aufgelistet, wurden drei Messungen an DHIPS mit verschiedenen Endpunktsenergien (5.2, 6.7 und 8.2 MeV) durchgeführt. Des Weiteren wurden 18 Messungen mit quasi-monoenergetischem Photonenstrahl durchgeführt, um die Paritätsquantenzahlen der beobachteten Zustände zu bestimmen. Die unter einem Winkel von 130° bezüglich der Strahlachse aufgenommenen Spektren der Messungen, die in Darmstadt stattfanden, sind in Abbildung 7.8 gezeigt. Im betrachteten Energiebereich zwischen 3 und 9 MeV ist der größte Unterschied zu den in Abbildung 7.1 gezeigten Spektren der Messung an ^{92}Zr die Anzahl der gut gegen den Untergrund aufzulösenden Übergänge. Der Energiebereich oberhalb von 5.5 MeV wird dominiert von sehr vielen schwachen Übergängen. Des Weiteren ist eine Anhäufung von Zuständen im Energiebereich zwischen 4.7 und 5 MeV zu beobachten. In Abbildung 7.9 wird dieser Bereich vergrößert dargestellt und mit den aufgenommenen Spektren der Messung an $\text{HI}\gamma\text{S}$ mit einer Photonenenergie von 4.95 MeV verglichen. Im oberen Teil des Bildes ist das Spektrum der DHIPS Messung mit der Endpunktsenergie von 5.2 MeV gezeigt. Darunter befindet sich das Spektrum, das in Durham vom Detektor senkrecht zur Polarisationssebene (sensitiv auf E1-Übergänge) aufgenommen wurde und im unteren Teil das des in der Polarisationssebene befindlichen Detektors (sensitiv auf M1-Übergänge). Die graue Kurve gibt dabei den schematischen Verlauf des Photonenflusses an. Dieser wird durch eine Gaußfunktion beschrieben. In allen drei Spektren stammt der stärkste Übergang bei einer Anregungsenergie von 5020 keV vom Kalibrierungsstandard ^{11}B . Dem Großteil der gezeigten Übergänge kann ein elektrischer Strahlungscharakter zugeordnet werden. Aber auch ein magnetischer Dipolübergang bei rund 4850 keV Anregungsenergie ist zu sehen. Dieser wird jedoch nur im Detektor unter 130° bezüglich der Strahlachse beobachtet, sodass für diesen kein Wert für die Winkelverteilung extrahiert werden kann.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Experimente vorgestellt. Analog zum vorangegangenen Kapitel werden diese auf die einzelnen Messungen an DHIPS unterteilt, beginnend mit der Messung, die mit der niedrigsten Endpunktsenergie durchgeführt wurde.

7.2.1 Resultate bis 5.2 MeV

Spin- und Paritätsquantenzahlen

In der Messung an DHIPS konnten zusätzlich zu den Zerfällen der ersten angeregten 2^+ Zustände, 19 Übergänge beobachtet werden, die mit großer Sicherheit Grundzustandszerfällen zugeordnet werden können. Innerhalb einer 2σ Umgebung ist es möglich, 17 von diesen Übergängen eindeutig Dipolcharakter zuzuweisen. Ein Übergang wird durch das Verhältnis w der Winkelverteilungen als Quadrupolübergang ausgezeichnet. Für einen weiteren wird in der 2σ Umgebung weder der charakteristische Wert für eine Dipol- noch für eine Quadrupolanregung angenommen. Das genannte Verhältnis ist in Tabelle 7.5 zusammen mit der in Durham gemessenen Asymmetrie ε aufgelistet. In Abbildung 7.10 sind die tabellierten Werte graphisch dargestellt. Zusätzlich zu diesen Werten ist ebenfalls das Verhältnis für den Grundzustandsübergang des 2_1^+ eingezeichnet. Die Form des Peaks im Spektrum verhinderte eine gute Beschreibung der Fläche, wodurch das Verhältnis einen Wert kleiner 1 annimmt.

Für zwei der in Darmstadt beobachteten Übergänge konnte der Strahlungscharakter nicht bestimmt werden, da deren Energie nicht durch die Messungen an $\text{HI}\gamma\text{S}$ abgedeckt wurden.

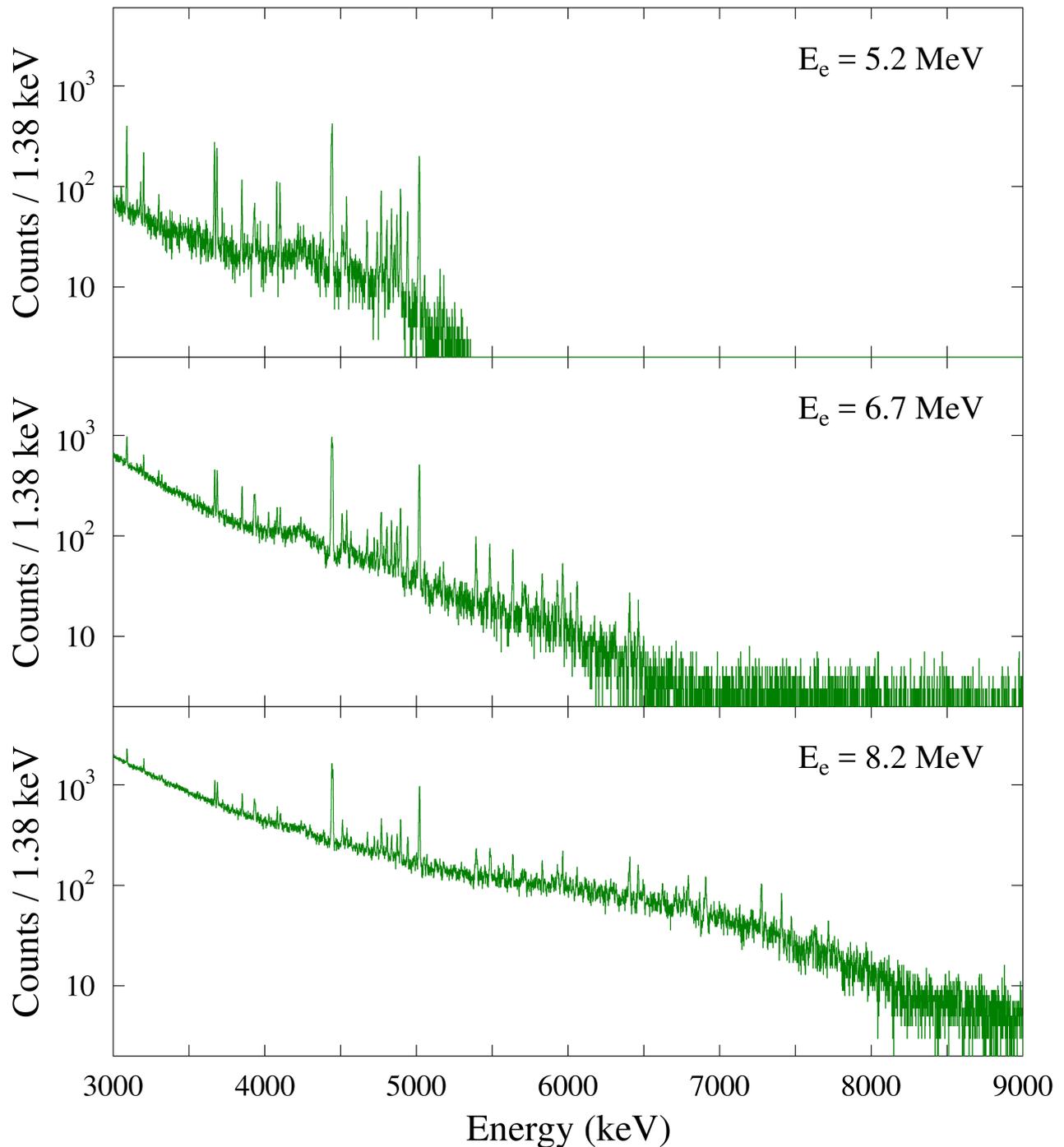


Abb. 7.8: Spektren der DHIPS Messungen an ^{94}Zr in logarithmischer Darstellung: Von oben nach unten sind die aufgenommenen Spektren der Messungen mit Endpunktsenergien von 5.2, 6.7 und 8.2 MeV gezeigt. Sie wurden jeweils vom Detektor unter 130° relativ zur Strahlachse aufgenommen.

Allerdings konnten neben den in den DHIPS Messungen beobachteten sechs weitere Grundzustandsübergänge identifiziert werden. Bei zwei dieser Übergänge handelt es sich um Zerfälle von Zuständen positiver Paritätsquantenzahl. Diese Zustände werden im Folgenden als dipolanregert betrachtet.

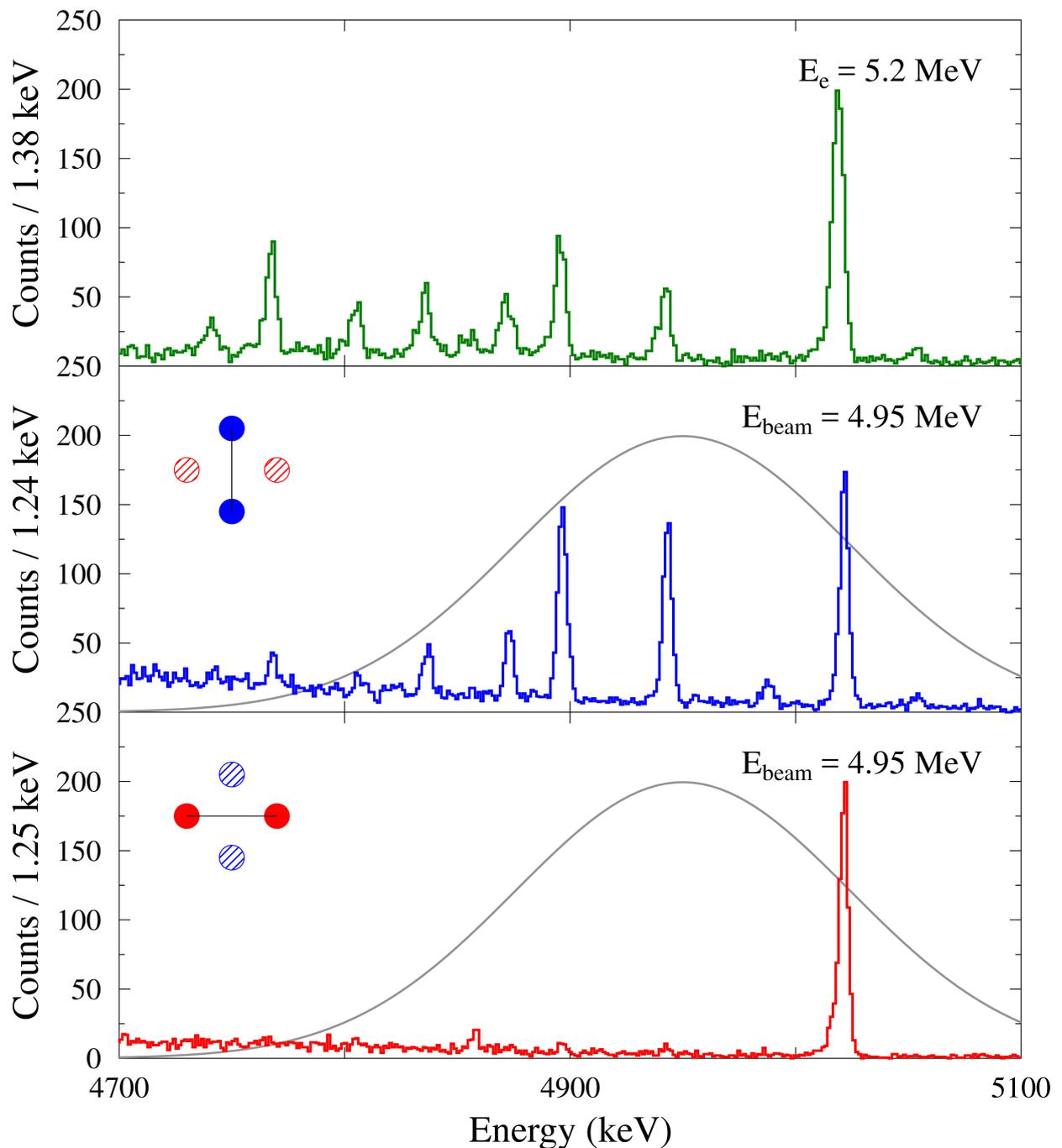


Abb. 7.9: Vergleich der Spektren der DHIPS und HI γ S Messungen an ^{94}Zr im Energiebereich von 4.7 und 5.1 MeV: Neben dem ^{11}B Übergang bei 5020 keV sind eine Vielzahl von elektrischen Dipolübergängen zu beobachten. Um schwache Übergänge in den HI γ S Messungen besser identifizieren zu können, wurden zwei Kanäle zu einem zusammengefasst.

Integrierter Wirkungsquerschnitt und Übergangstärke

In Tabelle 7.6 sind die bestimmten Werte für den integrierten Wirkungsquerschnitt $I_{s,0}$, das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke $B(E1)\uparrow$, das mittlere Verzweungsverhältnis in den Grundzustand \bar{b}_0 , sowie die mit letzterer korrigierte Anregungsstärke $B(E1)_{\text{korrr}}\uparrow$. Die mittleren Verzweungsverhältnisse für die magnetischen Di-

Tab. 7.5: Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{94}Zr bis zu einer Energie von 5 MeV: Für die meisten Zustände konnten die Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ zugeordnet werden.

E (keV)	$w = \frac{A(\theta_1)\epsilon(\theta_2)}{A(\theta_2)\epsilon(\theta_1)}$	$\varepsilon = \frac{N_{ }-N_{\perp}}{N_{ }+N_{\perp}}$	J^π	E (keV)	w	ε	J^π
2846.0(5)	0.74(8)	-0.91(2)	1^-	4565.0(8)	-	-0.83(9)	1^-
3199.6(6)	0.71(9)	0.72(29)	1^+	4675.3(7)	-	-0.88(6)	1^-
3299.2(7)	1.24(22)	-	1,2	4739.4(7)	1.11(21)	-0.91(5)	1^-
3317.7(8)	2.34(60)	-	2^+	4765.8(6)	0.89(12)	-0.95(2)	1^-
3666.8(6)	0.70(8)	-0.92(2)	1^-	4803.4(7)	0.69(13)	-0.92(3)	1^-
3718.2(8) ²	0.98(35)	-1.19(26)	1^-	4834.3(6)	0.70(11)	-0.93(1)	1^-
3969.5(10) ¹	1.06(41)	-0.79(16)	1^-	4856.4(9)	-	0.72(32)	$1^+, 2^+$
4077.2(6)	0.67(10)	0.63(8)	1^+	4870.3(6)	0.79(12)	-0.88(6)	1^-
4098.7(6)	0.69(5)	-1.07(5)	1^-	4894.1(6)	0.90(11)	-0.93(2)	1^-
4103.3(8)	1.07(30)	-1.07(5)	1^-	4940.3(6)	0.79(12)	-0.93(2)	1^-
4514.7(9)	-	-0.59(13)	1^-	4986.6(9)	-	-0.76(9)	1^-
4523.4(9)	-	0.98(23)	$1^+, 2^+$	5051.5(10)	0.90(27)	-0.90(11)	1^-
4538.3(7)	0.91(14)	0.58(7)	1^+				

¹ nur gesehen im Detektorpaar $90^\circ - 130^\circ$

² nur gesehen im Detektorpaar $95^\circ - 130^\circ$

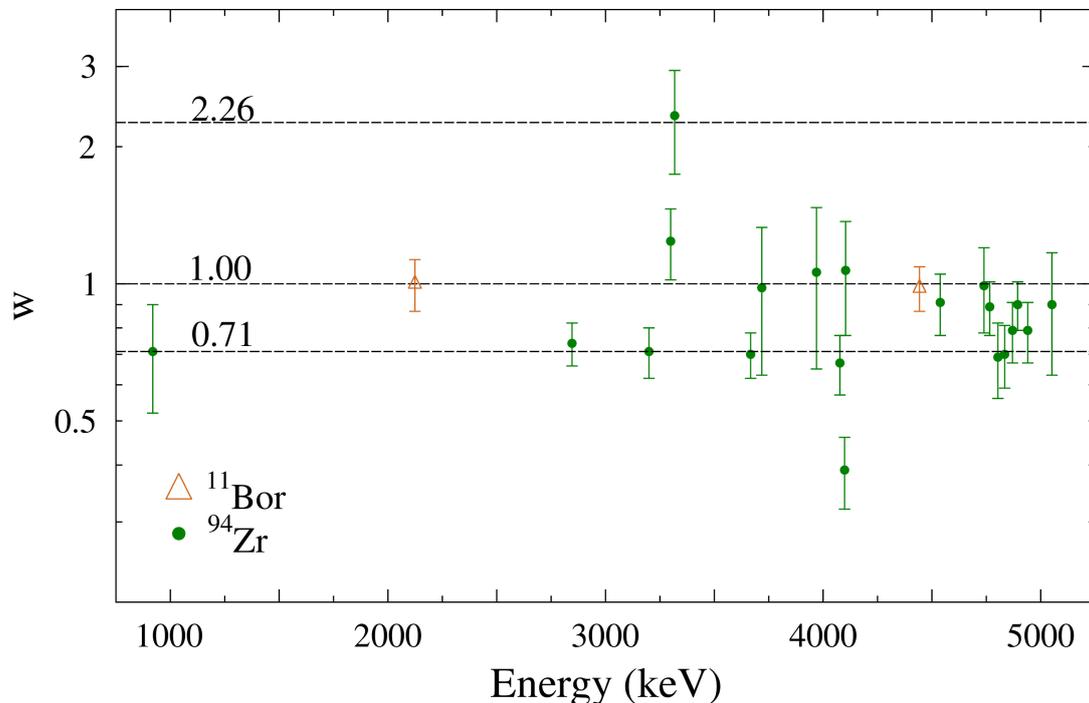


Abb. 7.10: Verhältnis der Winkelverteilung unterhalb 5 MeV gemessen im ^{94}Zr in logarithmischer Darstellung: Anhand der Werte kann 17 Zuständen die Spinquantenzahl $J = 1$ zugeordnet werden.

polübergänge wurden über die Asymmetrie des Zerfalls des 2_1^+ Zustands bestimmt. Für den Übergang bei einer Energie von 3299 keV, für den die Multipolordnung nicht eindeutig festgelegt werden kann, ist sowohl eine $B(E1)$ als auch eine $B(E2)$ Anregungsstärke angegeben. Falls ein Zustand in zwei verschiedenen Messungen an HI γ S gemessen wurde, wurden beide ermittelten Werte für \bar{b}_0 angegeben. Besonders auffällig ist das mittlere Verzweigungsverhältnis der elektrisch dipolangeregten Zustände um eine Anregungsenergie von 4.5 MeV. Dieses wurde anhand der Messung in Durham bei einer Photonenenergie von 4.55 MeV zu ungewöhnlich niedrigen 19 % bestimmt. Die Asymmetrie des 2_1^+ Zustands liefert kein Indiz für einen Zerfall der magnetisch angeregten Dipolzustände in diesen. Der Wert für die Asymmetrie beläuft sich auf $-0.55(23)$. Der Wertebereich für die Asymmetrie des 2_1^+ Zustands liegt zwischen $-1/3$ und $+1/3$, wobei für $-1/3$ der Zerfall der 1^+ Zustände keinen Einfluss hat. Da der experimentelle Wert kleiner als $-1/3$ ist, wird angenommen, dass die 1^+ Zustände nicht in den 2_1^+ zerfallen. In der Messung bei einer Energie von 4.75 MeV konnte das mittlere Verzweigungsverhältnis der $J^\pi = 1^-$ Zustände zu 83 % bestimmt werden, was in etwa viermal so hoch ist, wie das in der Messung bei 4.5 MeV gemessene.

Aus den DHIPS Messungen konnte darüber hinaus das Verzweigungsverhältnis für die Zustände bei Anregungsenergien von 3667 keV und 4766 keV gemessen werden. Grund hierfür ist, dass jeweils der Übergang $1^- \rightarrow 2_1^+$ im Spektrum eindeutig identifiziert werden konnte.

Tab. 7.6: Integrierter Wirkungsquerschnitt für Übergänge in ^{94}Zr bis 5.1 MeV: Angegeben sind zusätzlich das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke, das mittlere Verzweigungsverhältnis und die mit letzterer korrigierte Stärke.

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)	\bar{b}_0	$B(E1)_{\text{korrr}}$ ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)
2846.0(5)	13.52(85)	95(6)	11.80(70)	-	-
3199.6(6)	2.48(23)	22(2)	$0.17(2)\mu_N^2$	-	-
3299.2(7)	0.74(7)	7.0(7)	0.56(6)	-	-
3299.2(7)	0.74(7)	7.0(7)	$113(11)e^2\text{fm}^4$	-	-
3317.7(8)	0.30(6)	2.9(6)	$45(9)e^2\text{fm}^4$	-	-
3666.8(6)	5.49(34)	64(4)	3.74(25)	$0.913(20)^2$	4.10(29)
3718.2(8)	0.75(8)	9(1)	0.48(7)	-	-
3969.5(10)	0.51(7)	7(1)	0.32(6)	-	-
4077.2(6)	2.43(21)	35(3)	$0.13(1)\mu_N^2$	-	-
4098.7(6)	1.72(21)	25(3)	1.02(11)	-	-
4103.3(8)	0.62(14)	9(2)	0.39(6)	-	-
4514.7(9) ¹	0.57(17)	10(3)	0.31(9)	0.194(50)	1.62(46)
4523.4(9) ¹	0.73(17)	13(3)	$0.04(1)\mu_N^2$	-	-
4538.3(7)	2.80(28)	50(5)	$0.14(1)\mu_N^2$	-	-
4565.0(8) ¹	0.66(17)	12(3)	0.35(9)	0.194(50)	1.81(47)
4675.3(7) ¹	1.53(21)	29(4)	0.82(12)	0.194(50)	4.21(64)
4675.3(7) ¹	1.53(21)	29(4)	0.82(12)	0.829(63)	0.99(15)
4739.4(7)	4.05(46)	79(9)	2.13(25)	0.829(63)	2.57(34)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
4765.8(6)	3.96(30)	78(6)	2.07(17)	0.723(70) ²	2.86(36)
4765.8(6)	3.96(30)	78(6)	2.07(17)	0.829(63)	2.50(26)
4765.8(6)	3.96(30)	78(6)	2.07(17)	0.595(39)	3.49(31)
4803.4(7)	3.90(40)	78(8)	2.01(21)	0.829(63)	2.42(29)
4803.4(7)	3.90(40)	78(8)	2.01(21)	0.595(39)	3.37(37)
4834.3(6)	4.83(44)	98(9)	2.48(23)	0.829(63)	2.99(33)
4834.3(6)	4.83(44)	98(9)	2.48(23)	0.595(39)	4.16(41)
4856.4(9) ¹	1.56(29)	32(6)	0.07(1) μ_N^2	0.901(76)	0.08(1) μ_N^2
4856.4(9) ¹	1.56(29)	32(6)	0.07(1) μ_N^2	0.744(48)	0.09(1) μ_N^2
4870.3(6)	6.80(63)	140(13)	3.46(31)	0.829(63)	4.17(46)
4870.3(6)	6.80(63)	140(13)	3.46(31)	0.595(39)	5.81(57)
4894.1(6)	6.35(48)	132(10)	3.23(25)	0.829(63)	3.90(39)
4894.1(6)	6.35(48)	132(10)	3.23(25)	0.595(39)	5.43(47)
4940.3(6)	1.84(19)	39(4)	0.92(9)	0.595(39)	1.55(16)
4986.6(9) ¹	1.21(23)	26(5)	0.60(12)	0.595(39)	1.01(20)
5050.7(8)	1.54(14)	34(3)	0.76(7)	0.595(39)	1.28(14)

¹ Werte relativ zu anderen Übergängen bestimmt

7.2.2 Resultate bis zu 6.7 MeV

Spin- und Paritätsquantenzahlen

Im Energiebereich zwischen 5.1 und 6.5 MeV konnten 32 Grundzustandsübergänge identifiziert werden, deren Verhältnis der Winkelverteilungen zusammen mit den in Durham gemessenen Asymmetrien in Tabelle 7.7 aufgelistet sind. Darüber hinaus konnten in den Messungen an HIγS 14 weitere Grundzustandsübergänge gefunden werden. Mit einer einzigen Ausnahme wurde für alle beobachteten Übergänge elektrischer Strahlungscharakter bestimmt. Das Verhältnis der Winkelverteilung für drei Übergänge ließe auch auf eine Quadrupolanregung schließen. Jedoch konnte für die zugehörigen Zustände eine negative Paritätsquantenzahl bestimmt werden, womit es sich bei allen drei um eine Dipolanregung handeln muss. Ursache für den großen Wert für w ist die Tatsache, dass die Statistik im Peak nur sehr gering war und die Peakfläche entsprechend schwer zu extrahieren ist.

Tab. 7.7: Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{94}Zr im Energiebereich zwischen 5.15 und 6.5 MeV: Mit einer Ausnahme konnten für alle Zustände die Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ zugeordnet werden.

E (keV)	$w = \frac{A(\theta_1)\epsilon(\theta_2)}{A(\theta_2)\epsilon(\theta_1)}$	$\epsilon = \frac{N_{\parallel}-N_{\perp}}{N_{\parallel}+N_{\perp}}$	J^π	E (keV)	w	ϵ	J^π
5153.3(8)	0.62(9)	-0.78(10)	1^-	5988.6(9) ²	0.71(21)	-0.96(7)	1^-
5179.5(8)	1.08(15)	-0.73(11)	1^-	5999.6(9)	-	-0.73(12)	1^-
5251.3(8)	0.88(14)	-0.63(14)	1^-	6011.0(13)	-	-0.96(24)	1^-
5295.2(13) ²	0.66(26)	-1.04(2)	1^-	6019.1(9)	0.79(14)	-0.85(7)	1^-
5300.6(10)	-	-0.17(28)	1^-	6062.1(7)	0.94(9)	-0.82(6)	1^-
5394.3(6)	0.76(5)	-0.88(4)	1^-	6081.4(14)	-	-1.03(41)	1^-
5485.6(6)	0.73(4)	-0.83(4)	1^-	6094.1(15) ²	0.47(35)	-0.80(19)	1^-
5510.0(14)	-	-0.15(29)	1^-	6120.4(17)	-	0.31(36)	1^+
5542.2(9)	0.71(13)	-0.68(13)	1^-	6141.2(13) ²	2.2(12)	-0.49(18)	1^-
5576.9(8)	0.39(8)	-0.78(13)	1^-	6163.3(14) ²	1.42(69)	-0.74(15)	1^-
5637.8(6)	0.69(4)	-0.90(4)	1^-	6177.6(9)	0.57(14)	-0.92(7)	1^-
5693.1(11)	-	-0.53(17)	1^-	6213.0(11)	-	-1.16(15)	1^-
5700.9(8)	0.94(14)	-0.85(9)	1^-	6224.0(9) ²	0.75(20)	-0.95(8)	1^-
5714.4(7)	0.87(9)	-0.92(5)	1^-	6257.0(10) ²	0.82(26)	-0.85(14)	1^-
5723.8(8)	-	-0.68(9)	1^-	6295.4(9)	0.70(25)	-0.75(16)	1^-
5740.8(16)	-	-0.30(33)	1^-	6306.0(9)	0.78(14)	-0.72(12)	1^-
5796.6(8)	0.61(10)	-0.92(10)	1^-	6322.1(11)	-	-0.76(17)	1^-
5832.3(7)	0.78(6)	-0.88(8)	1^-	6383.1(10)	-	-0.92(12)	1^-
5847.6(11) ²	0.92(34)	-0.77(23)	1^-	6393.2(12)	-	-0.69(18)	1^-
5919.6(9)	0.70(30)	-0.98(7)	1^-	6410.3(7)	0.88(8)	-0.84(3)	1^-
5932.5(8)	0.81(9)	-0.85(4)	1^-	6425.5(10)	-	-1.03(12)	1^-
5941.2(10) ²	0.72(22)	-0.78(7)	1^-	6437.1(14) ¹	2.4(11)	-0.58(15)	1^-
5967.3(6)	0.75(5)	-0.79(4)	1^-	6468.3(7)	0.68(8)	-0.86(3)	1^-

¹ nur gesehen im Detektorpaar $90^\circ - 130^\circ$

² nur gesehen im Detektorpaar $95^\circ - 130^\circ$

Abbildung 7.11 stellt die bestimmten Werte für w auf logarithmischer Skala dar. In selbiger sind nicht nur die Daten aus Tabelle 7.7 eingetragen, sondern alle Werte bis zu einer Energie von 8.2 MeV.

Einige der in Durham gemessenen Asymmetrien weisen einen Wert nahe Null auf. Ursache hierfür könnte eine Überlagerung zweier Übergänge unterschiedlicher Strahlungscharakteristika sein. Im Folgenden wird jedoch nur ein einzelner Übergang bei der entsprechenden Energie angenommen.

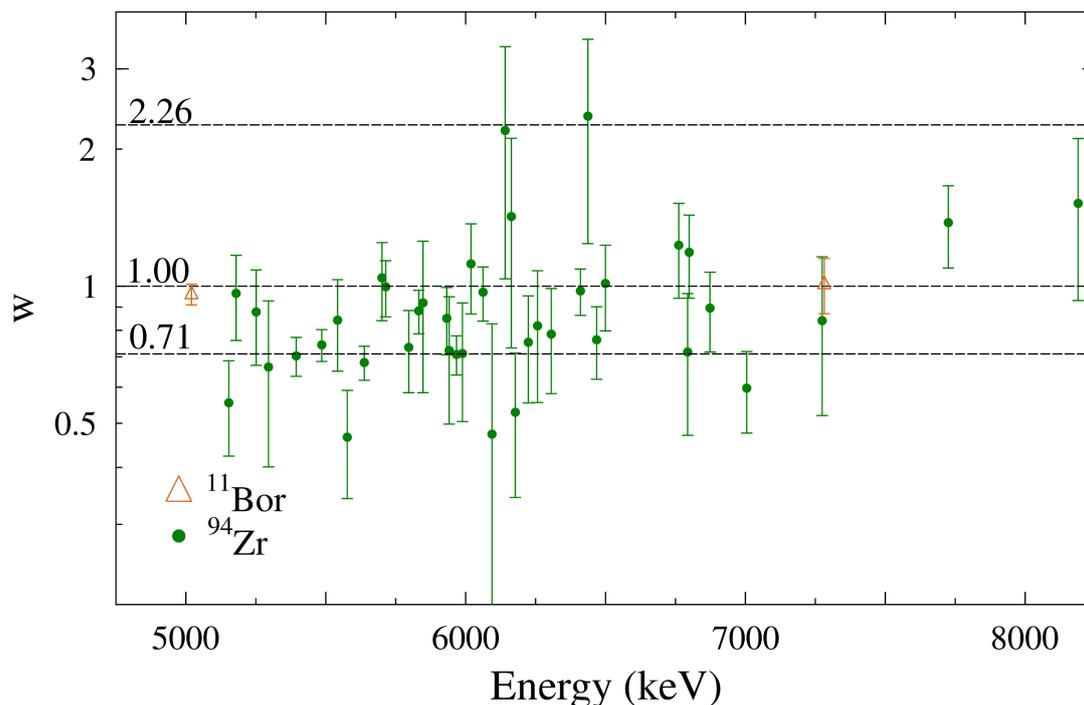


Abb. 7.11: Verhältnis der Winkelverteilung oberhalb 5 MeV gemessen im ^{94}Zr in logarithmischer Darstellung: Aufgrund der bestimmten Paritätsquantenzahl, können auch alle sich oberhalb von $w = 1$ befindliche Übergänge als Dipolübergänge identifiziert werden.

Integrierter Wirkungsquerschnitt und Übergangstärke

Tabelle 7.8 gibt analog zu Tabelle 7.6 die bestimmten Werte für den integrierten Wirkungsquerschnitt $I_{s,0}$, das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke $B(E1)\uparrow$, das mittlere Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand \bar{b}_0 , sowie die mit letzterer korrigierte Anregungsstärke $B(E1)_{\text{korrr}}\uparrow$ an. Es wurden die Energien markiert, deren Werte relativ zu in Darmstadt bestimmten Werten ermittelt wurden.

Tab. 7.8: Integrierter Wirkungsquerschnitt für Übergänge in ^{94}Zr im Energiebereich zwischen 5.1 und 6.5 MeV: Angegeben sind zusätzlich das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke, das mittlere Verzweigungsverhältnis und die mit letzterer korrigierte Stärke.

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{\text{korrr}}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
5153.3(8)	1.95(22)	45(5)	0.94(11)	0.53(20)	1.57(60)
5179.5(8)	2.06(21)	48(5)	0.99(11)	0.53(20)	1.41(53)
5251.3(8)	1.46(17)	35(4)	0.69(7)	0.53(20)	1.30(50)
5295.2(13)	0.98(21)	24(5)	0.47(9)	0.53(20)	0.88(37)
5295.2(13)	0.98(21)	24(5)	0.47(9)	0.68(14)	0.69(19)
5300.6(10) ¹	0.53(21)	13(5)	0.25(9)	0.53(20)	0.47(24)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
5300.6(10) ¹	0.53(21)	13(5)	0.25(9)	0.68(14)	0.37(15)
5394.3(6)	7.49(63)	189(16)	3.46(29)	0.68(14)	4.9(10)
5485.6(6)	7.39(73)	193(19)	3.36(33)	0.68(14)	5.1(10)
5510.0(14) ¹	0.34(11)	9(3)	0.15(5)	0.68(14)	0.22(9)
5542.2(9)	1.58(23)	42(6)	0.71(10)	0.68(14)	1.04(25)
5542.2(9)	1.58(23)	42(6)	0.71(10)	0.586(70)	1.21(22)
5576.9(8)	2.82(30)	76(8)	1.27(14)	0.68(14)	1.85(43)
5576.9(8)	2.82(30)	76(8)	1.27(14)	0.586(70)	2.15(35)
5637.8(6)	7.87(66)	217(18)	3.46(28)	0.586(70)	6.06(92)
5693.1(11) ¹	0.78(14)	22(4)	0.34(7)	0.586(70)	0.57(13)
5700.9(8)	1.99(25)	56(7)	0.86(11)	0.586(70)	1.56(27)
5714.4(7)	3.35(35)	95(10)	1.46(15)	0.586(70)	2.64(42)
5723.8(8) ¹	1.90(35)	54(10)	0.83(15)	0.586(70)	1.41(30)
5740.8(16) ¹	0.24(7)	7(2)	0.10(3)	0.586(70)	0.17(5)
5796.6(8)	2.40(27)	70(8)	1.04(12)	0.586(70)	1.63(29)
5832.3(7)	5.93(54)	175(16)	2.54(23)	0.586(70)	4.15(65)
5832.3(7)	5.93(54)	175(16)	2.54(23)	0.505(44)	4.82(63)
5847.6(11)	1.08(20)	32(6)	0.46(9)	0.505(44)	0.92(20)
5932.5(8)	5.73(62)	175(19)	2.41(26)	0.505(44)	3.95(55)
5941.2(10)	2.29(39)	70(12)	0.96(17)	0.505(44)	1.90(38)
5967.3(6)	10.43(84)	322(26)	4.34(35)	0.505(44)	7.34(94)
5967.3(6)	10.43(84)	322(26)	4.34(35)	0.580(84)	6.4(11)
5988.6(9)	2.22(29)	69(9)	0.92(12)	0.505(44)	1.68(31)
5988.6(9)	2.22(29)	69(9)	0.92(12)	0.580(84)	1.46(32)
5999.6(9) ¹	1.38(22)	43(7)	0.57(9)	0.505(44)	1.13(20)
5999.6(9) ¹	1.38(22)	43(7)	0.57(9)	0.580(84)	0.98(21)
6011.0(13) ¹	0.48(10)	15(3)	0.20(4)	0.505(44)	0.40(8)
6011.0(13) ¹	0.48(10)	15(3)	0.20(4)	0.580(84)	0.35(8)
6019.1(9)	2.83(32)	89(10)	1.17(13)	0.505(44)	1.78(29)
6019.1(9)	2.83(32)	89(10)	1.17(13)	0.580(84)	1.55(31)
6062.1(7)	5.68(53)	181(17)	2.32(22)	0.505(44)	4.81(65)
6062.1(7)	5.68(53)	181(17)	2.32(22)	0.580(84)	4.19(75)
6081.4(14) ¹	1.22(34)	39(11)	0.50(14)	0.580(84)	0.86(27)
6094.1(15)	0.71(19)	23(6)	0.29(8)	0.580(84)	0.50(16)
6120.4(17) ¹	0.34(12)	11(4)	0.012(5) μ_N^2	-	-
6141.2(13)	0.64(18)	21(6)	0.26(8)	0.580(84)	0.44(16)
6163.3(13)	0.76(21)	25(7)	0.31(9)	0.580(84)	0.54(17)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	$\overline{b_0}$	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
6177.6(9)	2.60(33)	86(11)	1.04(13)	0.580(84)	1.29(28)
6213.0(11) ¹	0.90(18)	30(6)	0.36(7)	0.580(84)	0.62(16)
6224.0(9)	2.98(36)	100(12)	1.19(15)	0.580(84)	1.75(38)
6257.0(10)	1.50(24)	51(8)	0.60(10)	0.580(84)	1.18(28)
6306.0(9)	2.81(38)	97(13)	1.11(15)	0.580(84)	1.92(38)
6306.0(9)	2.81(38)	97(13)	1.11(15)	0.594(49)	1.87(30)
6322.1(11) ¹	1.47(32)	51(11)	0.58(12)	0.580(84)	0.99(25)
6322.1(11) ¹	1.47(32)	51(11)	0.58(12)	0.594(49)	0.97(22)
6383.1(10) ¹	1.95(54)	69(19)	0.76(21)	0.594(49)	1.27(37)
6393.2(12) ¹	1.24(37)	44(13)	0.48(14)	0.594(49)	0.81(25)
6410.3(7)	13.9(12)	494(41)	5.37(45)	0.594(49)	8.0(11)
6425.5(10) ¹	1.48(42)	53(15)	0.57(16)	0.594(49)	0.96(28)
6437.1(14)	1.03(31)	37(11)	0.40(12)	0.594(49)	0.67(20)
6468.3(7)	9.1(10)	330(38)	3.50(40)	0.594(49)	5.90(84)

¹ Werte relativ zu anderen Übergängen bestimmt

7.2.3 Resultate bis 8.2 MeV

Spin- und Paritätsquantenzahlen

In den Messungen an DHIPS konnten im Energiebereich zwischen 6.5 und 8.2 MeV lediglich neun Grundzustandsübergänge identifiziert werden. Es konnten zwar weitere Übergänge beobachtet werden, jedoch reichte die Statistik nicht aus, um eine aussagekräftige Analyse durchzuführen. Mit Ausnahme des Zustands bei einer Anregungsenergie von 8189 keV konnte mit Hilfe der Paritätsbestimmung durch die Messungen an HI γ S jedem Zustand die Spinquantenzahl $J = 1$ zugeordnet werden. Die Paritätsquantenzahl für diesen Zustand konnte nicht bestimmt werden, da er außerhalb des abgedeckten Energiebereichs lag.

Aufgrund des geringen Untergrunds in den Messungen an HI γ S war es möglich, weitere 49 Grundzustandsübergänge gegen selbigen aufzulösen. Von diesen konnte lediglich einer als magnetischer Übergang interpretiert werden. Alle gemessenen Asymmetrien ε sind in Tabelle 7.9 aufgelistet und in Abbildung 7.12 dargestellt. Die gestrichelte Linie bei einem Wert von 0.888(35) gibt den gewichteten Mittelwert der Asymmetrie für alle beobachteten elektrischen Dipolübergänge an.

Tab. 7.9: Winkelverteilung und Asymmetrie für die beobachteten Übergänge in ^{94}Zr im Energiebereich zwischen 6.5 und 8.2 MeV: Mit einer Ausnahme konnten die Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ zugeordnet werden.

E (keV)	$w = \frac{A(\theta_1)\epsilon(\theta_2)}{A(\theta_2)\epsilon(\theta_1)}$	$\varepsilon = \frac{N_{ }-N_{\perp}}{N_{ }+N_{\perp}}$	J^π	E (keV)	w	ε	J^π
6485.2(8)	-	-0.91(5)	1^-	7064.6(11)	-	-0.84(10)	1^-
6499.6(9)	1.01(22)	-0.92(6)	1^-	7080.1(34)	-	-0.68(18)	1^-
6518.6(16)	-	-1.31(29)	1^-	7117.2(20)	-	-0.84(16)	1^-
6577.1(10)	-	-0.77(14)	1^-	7211.9(17)	-	-1.12(16)	1^-
6607.9(20)	-	-1.08(16)	1^-	7230.7(11)	-	-0.94(8)	1^-
6629.6(8)	-	-0.95(3)	1^-	7243.8(14)	-	-1.05(11)	1^-
6640.0(10)	-	-0.95(3)	1^-	7264.4(12)	-	-1.03(9)	1^-
6660.8(32)	-	-0.58(21)	1^-	7274.5(11) ¹	0.84(32)	-0.49(3)	1^-
6685.2(16)	-	-0.97(11)	1^-	7309.7(8)	-	-0.87(4)	1^-
6703.9(11)	-	-1.02(6)	1^-	7319.1(12)	-	-0.80(9)	1^-
6712.5(14)	-	-1.02(6)	1^-	7334.3(13)	-	-1.07(8)	1^-
6740.9(7)	-	-0.85(4)	1^-	7345.2(8)	-	-0.98(4)	1^-
6761.8(9)	1.23(29)	-0.96(6)	1^-	7358.3(16)	-	-0.81(16)	1^-
6775.7(12)	-	-0.85(9)	1^-	7386.2(8)	-	-0.83(4)	1^-
6793.5(12)	0.72(25)	-0.67(8)	1^-	7442.8(13)	-	-1.02(9)	1^-
6799.1(10)	1.19(25)	-0.93(3)	1^-	7481.5(10)	-	-0.99(5)	1^-
6813.2(12)	-	-1.03(8)	1^-	7646.8(26)	-	-0.76(21)	1^-
6830.3(11)	-	-0.88(8)	1^-	7706.4(14)	-	-0.70(12)	1^-
6842.0(19)	-	-1.19(30)	1^-	7725.3(8)	1.38(28)	-0.79(6)	1^-
6857.6(20)	-	-0.91(21)	1^-	7752.6(15)	-	-0.78(16)	1^-
6873.3(8)	0.90(18)	-0.88(6)	1^-	7765.4(11)	-	-0.85(5)	1^-
6914.3(9)	-	0.45(5)	1^+	7797.2(13)	-	-0.69(14)	1^-
6924.3(9)	-	-0.63(8)	1^-	7864.5(12)	-	-0.87(7)	1^-
6949.2(8)	-	-0.96(4)	1^-	7895.1(15)	-	-0.89(10)	1^-
6968.8(9)	-	-0.83(6)	1^-	7911.1(13)	-	-0.90(9)	1^-
6990.3(13)	-	-0.83(11)	1^-	7934.0(10)	-	-0.84(6)	1^-
7004.8(8)	0.60(12)	-0.84(4)	1^-	7973.9(10)	-	-0.85(6)	1^-
7027.0(9)	-	-0.92(6)	1^-	8035.5(15)	-	-1.05(13)	1^-
7041.8(8)	-	-0.93(4)	1^-	8189.3(11) ¹	1.52(59)	-	1,2

¹ nur gesehen im Detektorpaar $95^\circ - 130^\circ$

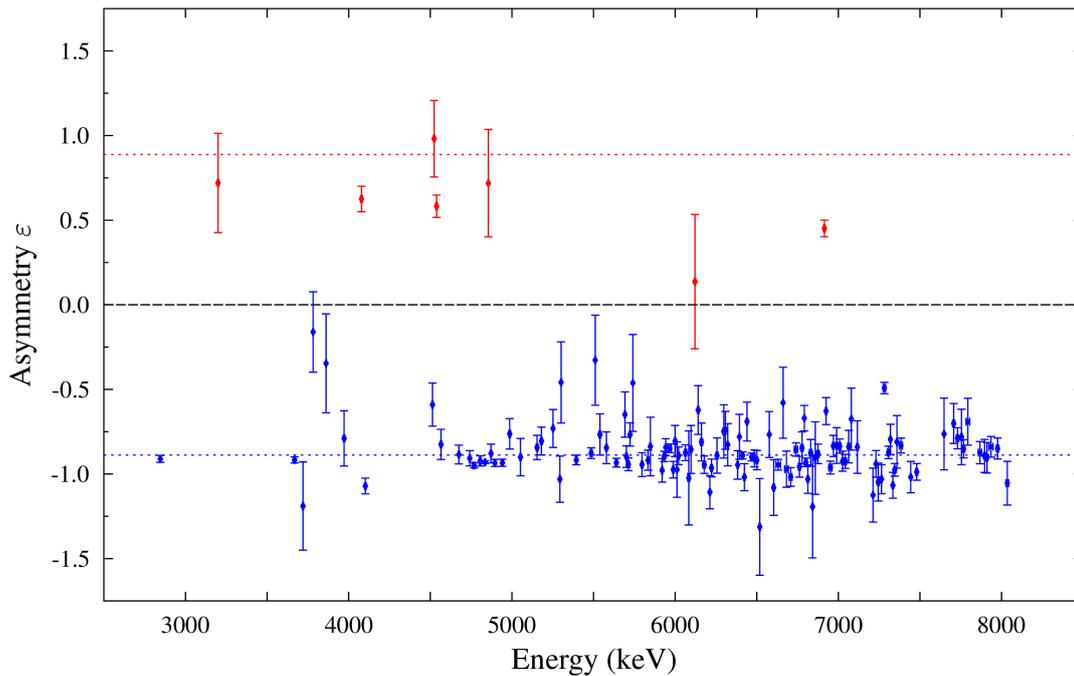


Abb. 7.12: An HI γ S gemessene Asymmetrien der Übergänge in ^{94}Zr : Aus den gemessenen Werten kann für 118 Zustände negative und für sieben positive Paritätsquantenzahl bestimmt werden.

Integrierter Wirkungsquerschnitt und Übergangsstärken

In Tabelle 7.10 ist der integrierte Wirkungsquerschnitt und die daraus extrahierten Stärken analog zu den Tabellen in den vorherigen Abschnitten aufgelistet. Für den Zerfall des einzigen $J = 1^+$ Zustands in der Liste konnte kein Verzweungsverhältnis in den 2_1^+ gefunden werden. Der Zustand bei einer Anregungsenergie von 8189 keV liegt so nah am Endpunkt der Photonenflussverteilung, dass diese nur mit sehr großer Unsicherheit bestimmbar ist. Die angegebene Unsicherheit für alle Werte ist in Analogie zu denen der anderen Übergänge bestimmt worden und ist deutlich zu gering gewählt. Aus diesem Grund ist dieser Wert in Abbildung 7.13, die die reduzierte Übergangsbreite aller beobachteten Grundzustandsübergänge zeigt, nicht eingetragen.

Tab. 7.10: Integrierter Wirkungsquerschnitt für Übergänge in ^{94}Zr im Energiebereich zwischen 6.5 und 8.2 MeV: Angegeben sind zusätzlich das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmte Anregungsstärke, das mittlere Verzweungsverhältnis und die mit letzterer korrigierte Stärke.

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)	\bar{b}_0	$B(E1)_{\text{korrr}}$ ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)
6485.2(8) ¹	3.21(81)	117(29)	1.23(31)	0.594(49)	2.07(52)
6499.6(9)	3.68(46)	135(17)	1.41(18)	0.594(49)	2.37(30)
6518.6(16) ¹	0.47(18)	17(7)	0.18(7)	0.594(49)	0.30(11)
6577.1(10) ¹	1.80(51)	68(19)	0.68(19)	0.594(49)	1.15(33)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
6577.1(10) ¹	1.80(51)	68(19)	0.68(19)	0.548(46)	1.24(36)
6607.9(20) ¹	1.58(40)	60(15)	0.59(15)	0.548(46)	1.08(27)
6629.6(8) ¹	2.61(56)	100(22)	0.98(21)	0.548(46)	1.79(39)
6640.0(10) ¹	1.24(26)	47(10)	0.46(10)	0.548(46)	0.85(18)
6660.8(32) ¹	0.50(14)	19(5)	0.19(5)	0.548(46)	0.34(10)
6685.2(16) ¹	1.64(37)	64(14)	0.61(14)	0.548(46)	1.12(25)
6703.9(11) ¹	1.34(16)	52(6)	0.50(6)	0.548(46)	0.91(11)
6712.5(14) ¹	0.80(9)	31(4)	0.30(3)	0.548(46)	0.54(6)
6740.9(7) ¹	4.8(10)	190(40)	1.78(37)	0.548(46)	3.24(68)
6761.8(9)	2.34(34)	93(13)	0.86(12)	0.548(46)	1.57(23)
6775.7(12) ¹	1.66(36)	66(15)	0.61(13)	0.548(46)	1.11(24)
6793.5(12)	4.22(84)	169(34)	1.54(31)	0.548(46)	2.82(56)
6793.5(12)	4.22(84)	169(34)	1.54(31)	0.503(41)	3.07(61)
6799.1(10)	7.52(96)	302(38)	2.75(35)	0.548(46)	5.02(64)
6799.1(10)	7.52(96)	302(38)	2.75(35)	0.503(41)	5.47(70)
6813.2(12) ¹	1.97(43)	79(17)	0.72(16)	0.548(46)	1.31(29)
6813.2(12) ¹	1.97(43)	79(17)	0.72(16)	0.503(41)	1.43(32)
6830.3(11) ¹	3.23(69)	131(28)	1.17(25)	0.548(46)	2.14(46)
6830.3(11) ¹	3.23(69)	131(28)	1.17(25)	0.503(41)	2.34(50)
6842.0(19) ¹	1.11(40)	45(16)	0.40(15)	0.548(46)	0.73(27)
6842.0(19) ¹	1.11(40)	45(16)	0.40(15)	0.503(41)	0.80(29)
6857.6(20) ¹	1.13(39)	46(16)	0.41(14)	0.548(46)	0.75(26)
6857.6(20) ¹	1.13(39)	46(16)	0.41(14)	0.503(41)	0.82(28)
6873.3(8)	4.40(52)	180(21)	1.59(19)	0.548(46)	2.91(34)
6873.3(8)	4.40(52)	180(21)	1.59(19)	0.503(41)	3.17(37)
6914.3(9) ¹	2.87(72)	119(30)	0.09(2) μ_N^2	-	-
6924.3(9) ¹	2.19(56)	91(23)	0.79(20)	0.503(41)	1.56(40)
6949.2(8) ¹	3.96(97)	166(41)	1.42(35)	0.503(41)	2.82(69)
6968.8(9) ¹	2.17(54)	92(23)	0.78(19)	0.503(41)	1.54(38)
6990.3(13) ¹	1.00(27)	42(11)	0.35(10)	0.503(41)	0.71(19)
7004.8(8)	4.49(54)	191(23)	1.59(19)	0.503(41)	3.17(38)
7027.0(9) ¹	2.22(56)	95(24)	0.79(20)	0.503(41)	1.56(39)
7041.8(8) ¹	4.02(99)	173(43)	1.42(35)	0.503(41)	2.83(69)
7064.6(11) ¹	1.79(47)	78(20)	0.63(17)	0.503(41)	1.25(33)
7080.1(34) ¹	0.87(27)	38(12)	0.30(9)	0.503(41)	0.61(19)
7117.2(20) ¹	1.99(57)	87(25)	0.70(20)	0.503(41)	1.38(40)
7211.9(17) ¹	0.46(22)	21(10)	0.16(7)	0.470(46)	0.34(16)

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

E (keV)	$I_{s,0}$ (keV fm ²)	Γ_0^2/Γ (meV)	$B(E1)$ (10 ⁻³ e ² fm ²)	\bar{b}_0	$B(E1)_{korr}$ (10 ⁻³ e ² fm ²)
7230.7(11) ¹	0.90(36)	41(16)	0.31(12)	0.470(46)	0.66(26)
7243.8(14) ¹	0.66(27)	30(12)	0.23(9)	0.470(46)	0.48(20)
7264.4(12) ¹	0.57(23)	26(11)	0.20(8)	0.470(46)	0.42(17)
7274.5(11)	3.88(77)	178(35)	1.33(26)	0.470(46)	2.82(56)
7309.7(8) ¹	1.68(62)	78(29)	0.57(21)	0.470(46)	1.22(45)
7319.1(12) ¹	0.44(18)	20(8)	0.15(6)	0.470(46)	0.32(13)
7334.3(13) ¹	0.39(16)	18(7)	0.13(5)	0.470(46)	0.28(11)
7345.2(8) ¹	0.96(36)	45(17)	0.33(12)	0.470(46)	0.69(26)
7358.3(16) ¹	0.18(8)	8.5(40)	0.06(3)	0.470(46)	0.13(6)
7386.2(8) ¹	1.37(51)	65(24)	0.46(17)	0.470(46)	0.98(37)
7442.8(13) ¹	0.36(15)	17(7)	0.12(5)	0.470(46)	0.26(11)
7481.5(10) ¹	1.35(51)	66(25)	0.45(17)	0.470(46)	0.96(36)
7646.8(26) ¹	4.0(23)	201(117)	1.29(75)	0.278(43)	4.6(27)
7706.4(14) ¹	4.3(18)	220(93)	1.37(58)	0.278(43)	5.0(21)
7725.3(8)	7.59(95)	393(49)	2.44(30)	0.278(43)	8.8(11)
7752.6(15) ¹	2.9(16)	114(81)	0.70(50)	0.278(43)	2.5(18)
7765.4(11) ¹	6.5(24)	341(127)	2.08(78)	0.278(43)	7.5(28)
7797.2(13) ¹	4.2(24)	221(127)	1.34(77)	0.278(43)	4.8(28)
7864.5(12) ¹	4.2(16)	226(85)	1.33(50)	0.278(43)	4.8(18)
7895.1(15) ¹	2.00(85)	108(46)	0.63(27)	0.278(43)	2.27(96)
7911.1(13) ¹	2.5(10)	136(55)	0.79(32)	0.278(43)	2.8(11)
7934.0(10) ¹	6.6(25)	360(134)	2.07(77)	0.278(43)	7.5(28)
7973.9(10) ¹	8.0(30)	441(164)	2.49(93)	0.278(43)	9.0(33)
8035.5(15) ¹	7.3(30)	409(167)	2.26(92)	0.278(43)	8.1(33)
8189.3(11)	101(20)	5897(1144)	30.8(60)	-	-

¹ Werte relativ zu anderen Übergängen bestimmt

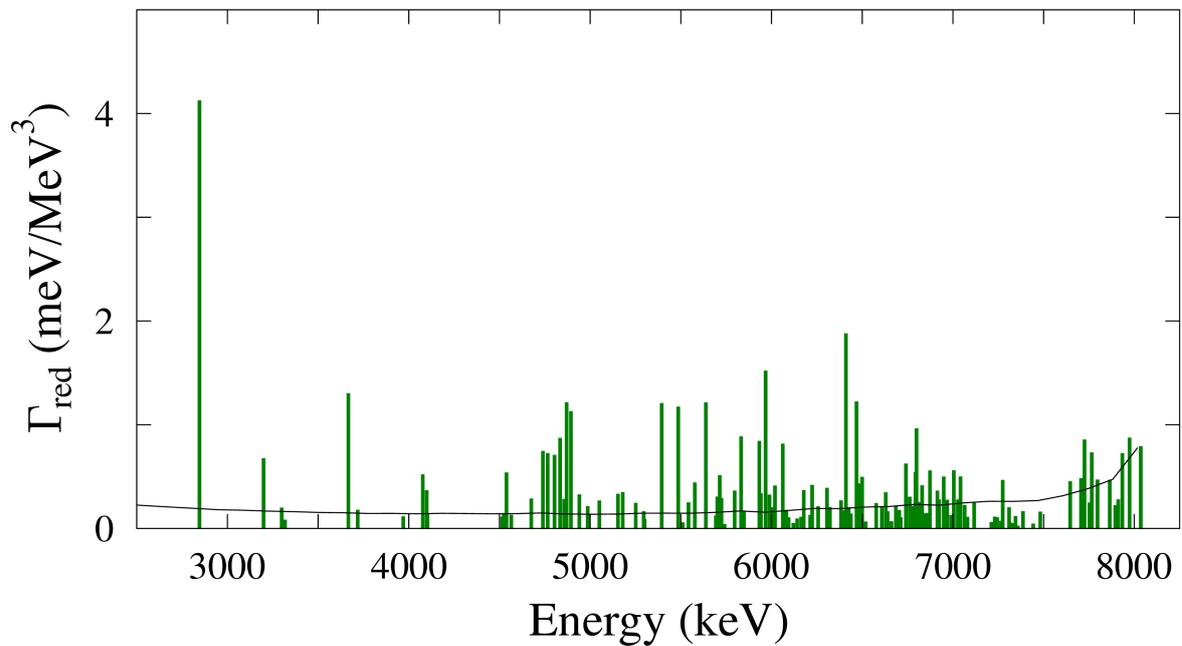


Abb. 7.13: Reduzierte Übergangsbreite in ^{94}Zr : Gezeigt sind die Werte für alle beobachteten Übergänge bis zu einer Energie von 8.05 MeV.

Eine Schwierigkeit bei der Bestimmung der Peakintensität des magnetischen Dipolübergangs ist die Überlagerung des selbigen mit der bei einer Anregungsenergie von 6920 keV befindlichen Quadrupolanregung im Kern ^{16}O . Bei der Bestimmung der Peakflächen wurden dementsprechend zwei sich überlagernde Gaußkurven an die im Spektrum beobachtete Struktur angepasst. Allerdings kann dadurch nicht sichergestellt werden, dass die Anteile beider Peaks an der Struktur komplett richtig wiedergegeben wird.

8 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die gefundenen und in Kapitel 7 vorstellten Ergebnisse interpretiert. Dies umfasst die Bestimmung des Zwei-Phononenzustands sowie den Vergleich der Ergebnisse für das mittlere Verzweigungsverhältnis mit theoretischen Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells.

8.1 Der Zwei-Phononenzustand

Wie bereits in Kapitel 2.2.2 erläutert, ist der erste elektrisch angeregte Dipolzustand in vielen Kernen ein Zwei-Phononenzustand. Dieser resultiert aus der Kopplung $[2_1^+ \otimes 3_1^-]$ und liegt auf energetischer Ebene nahe der Summenenergie der beiden Konstituenten. Die Anharmonizität, die definiert ist als

$$\Delta = \frac{E(1^-) - [E(2^+) + E(3^-)]}{E(2^+) + E(3^-)}, \quad (8.1)$$

nimmt in den meisten Fällen einen negativen Wert an. Beim Isotop ^{90}Zr jedoch liegt der erste angeregte 1^- Zustand oberhalb der Summenenergie des 2_1^+ und 3_1^- Zustands und weist damit eine positive Anharmonizität auf ($\Delta(^{90}\text{Zr}) = +0.116$ [Andr01]). Es ist allerdings noch nicht vollständig geklärt, ob die erhöhte Anregungsstärke des ersten angeregten $J^\pi = 1^-$ Zustands im Vergleich zu den anderen elektrisch angeregten Dipolanregungen unterhalb der Separationsschwelle tatsächlich auf die Kopplung der beiden Phononen zurückzuführen ist, oder ob die Wellenfunktion Beiträge von anderen kollektiven Anregungen aufweist [Heyd97]. Des Weiteren werden Überlegungen angestellt, ob es sich bei den tiefliegenden Dipolanregungen um Schwingungen eines im Kern entstehenden α -Clusters gegen den Rest des Kerns handelt [Spie15]. Die Zustände, die in den Isotopen ^{92}Zr und ^{94}Zr als Zwei-Phononenanregung in Frage kommen, sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Angegeben sind neben der Energie auch die resultierende Anharmonizität, sowie die $B(E1)$ Anregungsstärke. Als Auswahlkriterium diente hierbei die Energie, die möglichst nahe an der Summenenergie des 2_1^+ und 3_1^- Zustands liegen sollte. Bei den angegebenen Zuständen handelt es sich um die ersten drei Dipolanregungen, denen keine positive Paritätsquantenzahl zugewiesen werden konnte. Ein Indiz dafür, dass die Stärke des

Tab. 8.1: Mögliche Kandidaten für den Zwei-Phononenzustand in $^{92,94}\text{Zr}$: Angegeben sind neben der Energie die Anharmonizität und die Anregungsstärke.

^{92}Zr			^{94}Zr		
Energie E (keV)	Anharmonizität Δ	$B(E1)\uparrow$ ($10^{-3}\text{e}^2\text{fm}^2$)	E (keV)	Δ	$B(E1)\uparrow$ ($10^{-3}\text{e}^2\text{fm}^2$)
3370 ^{1,2}	0.029	0.11(1)	2846.0(5)	-0.044	11.80(70)
3640.5(8)	0.112	2.96(15)	3299.2(7) ¹	0.108	0.56(6)
3697 ^{1,2}	0.129	0.53(7)	3666.8(6)	0.232	3.74(25)

¹ Parität unbekannt

² bekannt aus Referenz [Wern02]

Zwei-Phononenzustands zu größten Teilen aus der Kopplung der beiden Phononen resultiert, ist die Korrelation der $E1$ Übergangsstärken des Zwei-Phononenzustands in den Grundzustand und des Zerfalls $3_1^- \rightarrow 2_1^+$. Dass die beiden Größen miteinander korrelieren wird aus dem ideellen Photonenbild deutlich. Beim Zerfall des 3_1^- Zustand in den 2_1^+ sind zwei verschiedene Phononen beteiligt. Zum einen wird das Oktupolphonon vernichtet und zum anderen zeitgleich ein

Quadrupolphonon erzeugt. Beim Zerfall des Zwei-Phononenzustands in den Grundzustand werden beide obengenannten Phononen vernichtet. Demnach sind auch bei letzterem Zerfall beide Phononenarten beteiligt. In Referenz [Piet99b] wurde diese Korrelation erstmals für die bis dato bekannten Stärken zusammengetragen. Diesem Bild folgend ist in Abbildung 8.1 das Übergangsmatrixelement $|\langle 2_1^+ \parallel E1 \parallel 3_1^- \rangle|^2$ in einem doppeltlogarithmischen Plot über dem Matrixelement $|\langle 1_1^- \parallel E1 \parallel 0_1^+ \rangle|^2$ aufgetragen. Im oberen Teil der Abbildung sind alle in Tabelle 8.1 aufgelisteten Daten der Isotope ^{92}Zr (rot) und ^{94}Zr (grün) eingetragen. Zusätzlich dazu sind die ersten angeregten Dipolzustände der Isotope ^{90}Zr (violett) [Schw08] und ^{96}Zr (blau) [Zwei16] farblich hervorgehoben. Die schwarzen Datenpunkte gehören zu Kernen im Bereich der Massenzahl $A = 48$ bis $A = 148$ [Abri06, Andr01, Bagl12, Bauw00, Belg95, Blac10, Brow10, Brys00, Burr06, Defr08, Dege90, Ecke97, Ende98, Fran03, Gurd12, Herz95, Kaeu00, Kata02, Kata08, Kita95, Kita02, Kohs05, Li05, Nesa10, Nica07, Nica14, Mats97, Mccu14, Metz72, Pitz90, Peke97, Schw97, Sing07, Sonz01, Tamu07, Wilh96, Wilh98, Yang15].

Es ist deutlich eine Korrelation zwischen den beiden Übergangsmatrixelementen über zwei Größenordnungen zu erkennen. Im unteren Teil des Bildes sind nur noch die Datenpunkte der Zirkoniumisotope eingetragen, die am besten in diese Systematik hineinpassen. In Abbildung 8.2 sind die Energien des 2_1^+ (schwarz) und 3_1^- Zustands (grün), sowie deren Summe (rot) dargestellt. Der blau eingetragene Wert entspricht der Energie des im unteren Teil von Abbildung 8.1 eingetragenen Datenpunkts. Die Energien der als Alternativen im oberen Teil von Abbildung 8.1 gegebenen Zustände sind in braun eingetragen. Gestrichelte Linien bedeuten, dass die Paritätsquantenzahl des Zustands nicht bekannt ist. Zu erkennen ist, dass der am besten in die Systematik passende Zustand der erste angeregte 1^- Zustand ist. Des Weiteren ist auffällig, dass lediglich im Kern ^{94}Zr eine negative Anharmonizität des Zwei-Phononenzustands vorliegt. Bei den anderen drei Isotopen ist diese stets positiv. Die Energien wurden den Referenzen [Abri06, Abri08, Andr01, Bagl12, Schw08, Zwei16] entnommen.

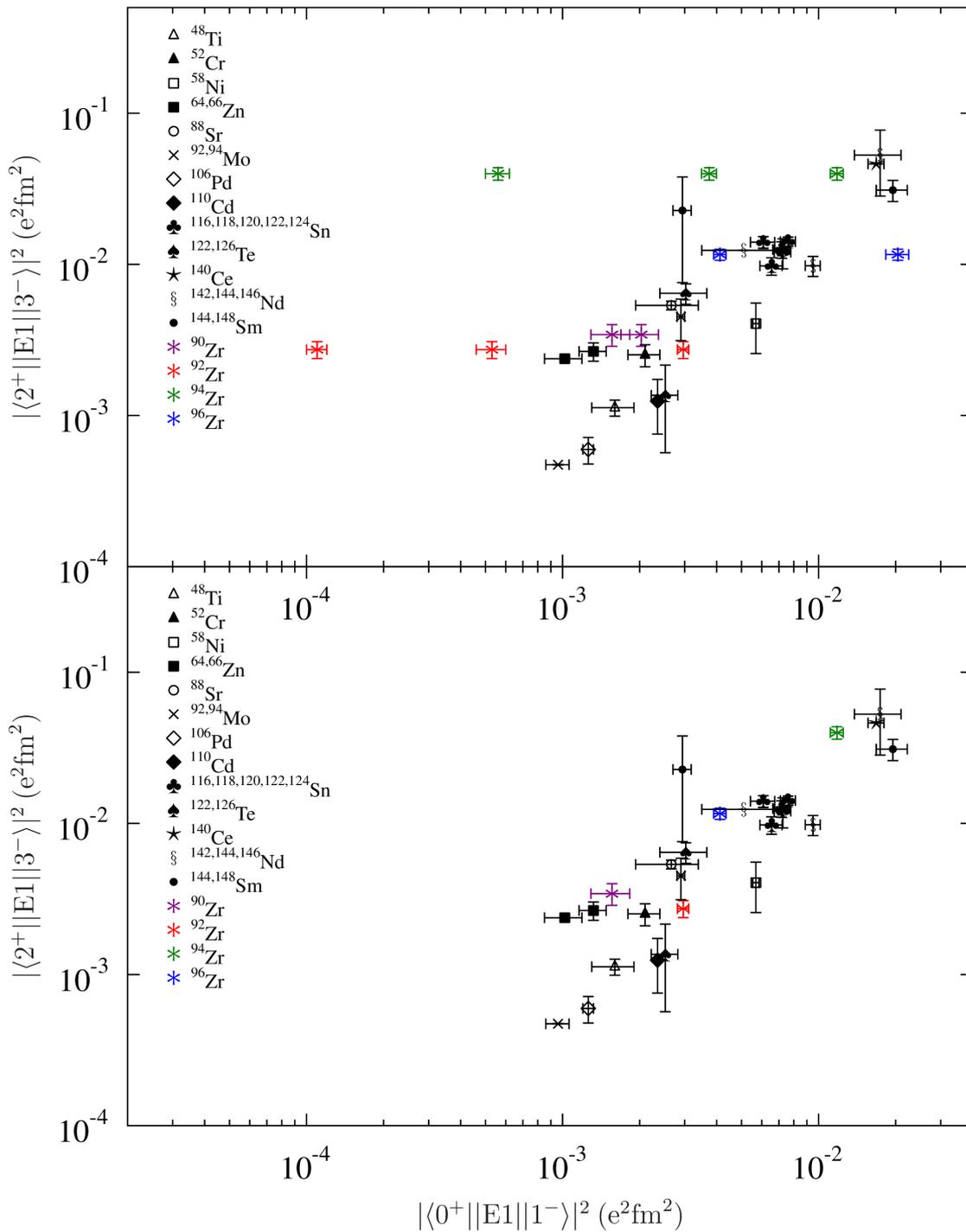


Abb. 8.1: Korrelation zwischen den Übergangsmatrixelementen der Zerfälle $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ und $1_1^- \rightarrow 0_1^+$: Im oberen Teil der Abbildung sind die möglichen Zwei-Phononzustände aller stabiler gg-Zirkoniumisotope eingezeichnet, im unteren Bild jeweils der am besten passende. Daten entnommen aus Referenzen [Abri06, Andr01, Bagl12, Bauw00, Belg95, Blac10, Brow10, Brys00, Burr06, DeFr08, Dege90, Ecke97, Ende98, Fran03, Gurd12, Herz95, Kaeu00, Kata02, Kata08, Kita95, Kita02, Kohs05, Li05, Nesa10, Nica07, Nica14, Mats97, Mc-cu14, Metz72, Pitz90, Peke97, Schw97, Schw08, Sing07, Sonz01, Tamu07, Wilh96, Wilh98, Yang15, Zwei16].

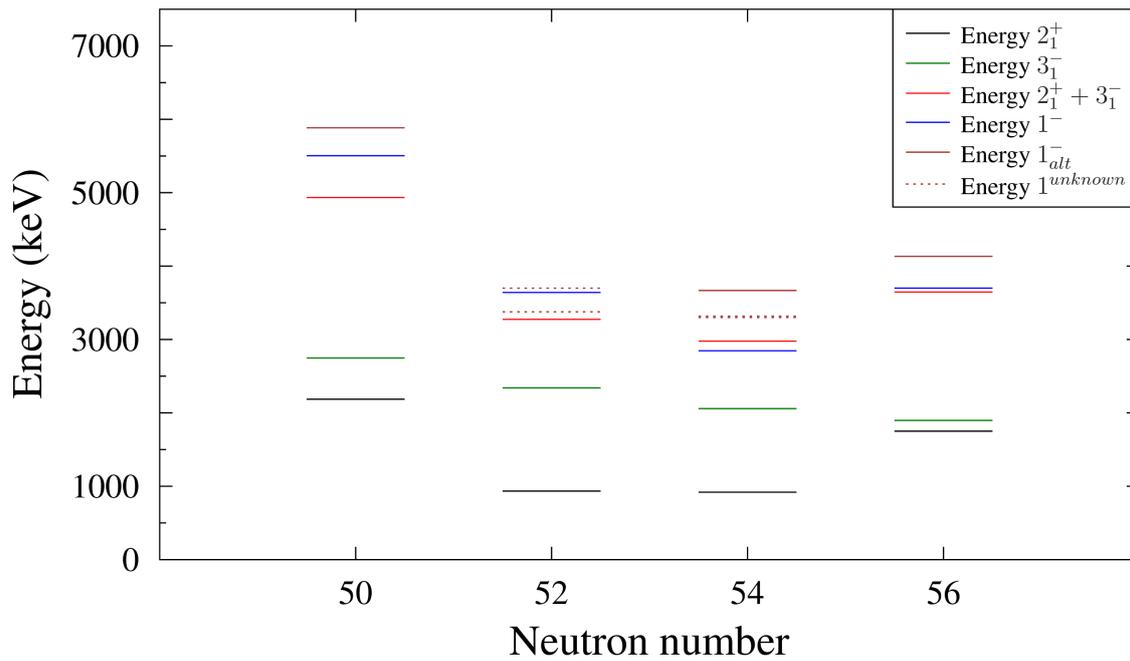


Abb. 8.2: Energien der möglichen Zwei-Phononzustände in den Zirkoniumisotopen: Dargestellt sind die Energien des 2_1^+ und 3_1^- Zustands, sowie deren Summe. Des Weiteren sind die Energien der ersten angeregten $J = 1$ Zustände gezeigt, denen keine positive Paritätsquantenzahl zugewiesen wurde. Energien entnommen aus den Referenzen [Abri06, Abri08, Andr01, Bagl12, Schw08, Zwei16].

Bemerkenswert ist die Tatsache, dass in unmittelbarer Nähe zur Summenenergie des zweiten angeregten 2^+ und des 3_1^- Zustands ein 1^- Zustand zu finden ist. Dies ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Nur schwer zu erkennen ist die Energie des 1^- Zustands im Kern ^{96}Zr , der lediglich 10 keV oberhalb der Summenenergie zu finden ist. Im Vergleich zu Abbildung 8.2 ist die Energie des 2_1^+ durch die des 2_2^+ Zustands getauscht worden. Des Weiteren wurde der erste angeregte Zustand (in Abbildung 8.2 blau dargestellt) durch den nächst höheren angeregten $J = 1$ Zustand ausgetauscht. Ob es sich dabei allerdings wirklich um eine Zwei-Phononenkopplung der Art $[2_2^+ \otimes 3_1^-]$ handelt, bedarf einer weiteren Untersuchung.

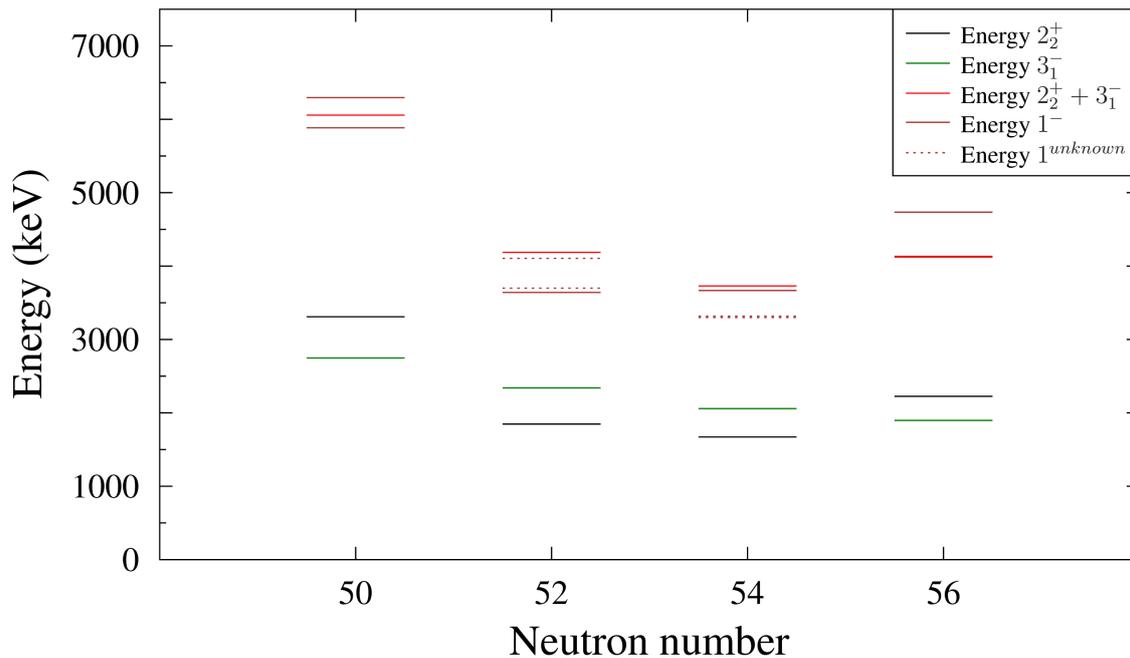


Abb. 8.3: Energien in der Nähe der Summenenergie des 2_2^+ und 3_1^- Zustands in den Zirkoniumisotopen: Dargestellt sind die Energien des 2_2^+ und 3_1^- Zustands, sowie deren Summe. Des Weiteren sind die Energien angeregter $J = 1$ Zustände gezeigt, denen keine positive Paritätsquantenzahl zugewiesen wurde. Energien entnommen aus den Referenzen [Abri06, Abri08, Andr01, Bagl12, Schw08, Zwei16].

8.2 Die Stärkeverteilung bis zur Separationsenergie

Einen Hinweis auf ein mögliches Auftreten der Pygmy Dipol Resonanz gibt die $B(E1)$ Stärkeverteilung. Wie der Name schon besagt, tritt die Stärke bei der PDR resonanzförmig auf. In Abbildung 8.4 ist die reduzierte Übergangsbreite, die proportional zu den Übergangsstärken ist, für alle stabilen gg-Zirkoniumisotope gezeigt. In den einzelnen Verteilungen sind im Histogramm mit schwarzen Balken Übergangsbreiten identifizierter $J^\pi = 1^+$ Zustände gekennzeichnet. Des Weiteren wurde für die in DHIPS Messungen bestimmten Verteilungen das experimentelle Sensitivitätslimit durch die schwarze Kurve dargestellt. Ebenso eingezeichnet ist die Neutronenseparationsenergie. Die Daten für das Isotop ^{90}Zr wurden Referenz [Schw08], die für ^{96}Zr Referenz [Torn16] entnommen. Resonanzartige Verteilungen der Stärke kann für ^{90}Zr verifiziert werden und in geringerem Maße für ^{96}Zr . Bei den dazwischen liegenden Isotopen ist keine Struktur in der Verteilung zu erkennen. Für die Kerne ^{92}Zr und ^{94}Zr sind die reduzierten Übergangsbreiten aller Zustände gezeigt, die an DHIPS oder HI γ S beobachtet wurden. Auffällig ist, dass das Isotop ^{90}Zr eine weit höhere Separationsenergie aufweist als die übrigen Isotope. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass es sich hierbei um einen Kern mit zwei Schalenabschlüssen handelt. Zwar weist auch ^{96}Zr zwei Schalenabschlüsse auf, jedoch ist auf Neutronenseite die Energiedifferenz zur nächst höher liegenden Unterschale geringer, als im Falle von ^{90}Zr . Ebenso kann festgestellt werden, dass im ^{90}Zr mehr starke Grundzustandsübergänge beobachtet werden können als in den schwereren Isotopen. Die Gesamtstärke im ^{94}Zr hingegen ist stark fragmentiert und viele der beobachteten Übergänge sind mit ihrer Stärke nahe am Sensitivitätslimit. Die starke Fragmentierung konnte sowohl für die Quadrupol- als auch für die Oktupolstärke bereits beobachtet werden [Egid05]. Es muss daher davon ausgegangen

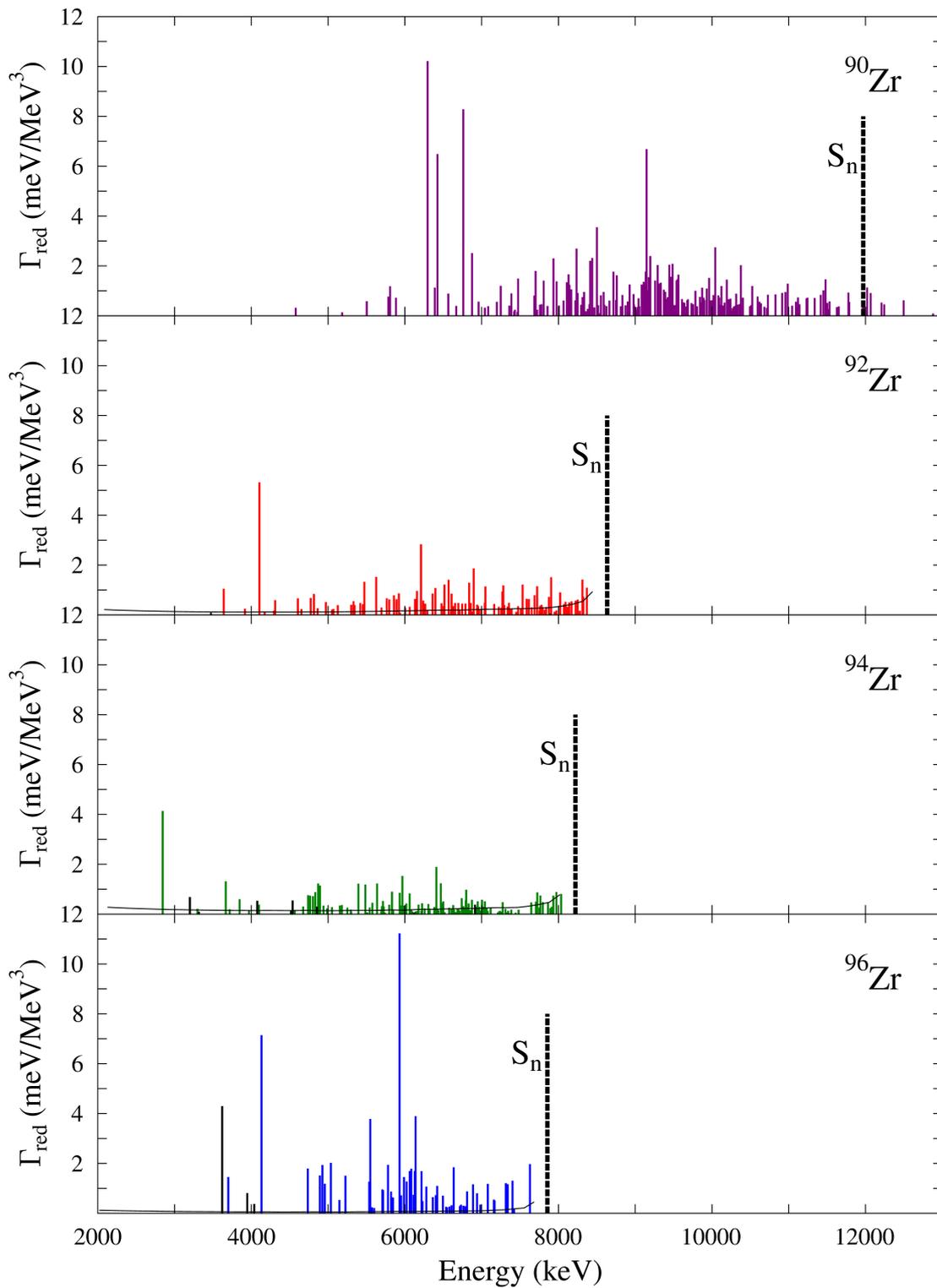


Abb. 8.4: Vergleich der reduzierten Übergangsbreiten der stabilen gg-Zirkoniumisotope: Die schwarzen Kurven geben das Sensitivitätslimit der DHIPS Messungen an. Bekannte Übergangsbreiten von Zuständen mit Quantenzahlen $J^\pi = 1^+$ sind in den jeweiligen Histogrammen mit schwarzen Balken dargestellt. Die Ergebnisse für den Kern ^{90}Zr wurden Referenz [Schw08], die für ^{96}Zr Referenz [Torn16] entnommen.

werden, dass im gezeigten Energiebereich noch unaufgelöste Stärke, das heißt Übergänge in den Grundzustand, vorhanden ist, die nicht spektroskopiert werden konnte. Dies betrifft zwar alle gezeigten Zirkoniumisotope, jedoch ist zu vermuten, dass der Anteil im ^{94}Zr größer ist als in den anderen Isotopen.

Tabelle 8.2 gibt die gemessenen Schwerpunktsenergien der in Abbildung 8.4 gezeigten Stärkeverteilungen im Vergleich zu den über Gleichung 2.3 bestimmten Werten an.

Im Rahmen einer 2σ Umgebung wird der Zentroid der Stärkeverteilung sehr gut durch den

Tab. 8.2: Vergleich der theoretischen und experimentellen Schwerpunktsenergien der Stärkeverteilungen: Innerhalb einer 2σ Umgebung stimmen die Werte für die Isotope $^{92,94,96}\text{Zr}$ mit den berechneten überein. Lediglich der doppelmagische Kern ^{90}Zr ist in dieser Umgebung nicht mit dem theoretischen Wert vereinbar. Die experimentellen Werte für $^{90,96}\text{Zr}$ wurden den Referenzen [Schw08] und [Torn16] extrahiert.

Isotop	$E_{\text{Zenroid}}^{\text{exp}}$ (MeV)	$E_{\text{Zenroid}}^{\text{theo}}$ (MeV)
^{90}Zr	8.86(75)	6.92
^{92}Zr	6.62(52)	6.87
^{94}Zr	6.29(58)	6.82
^{96}Zr	6.06(48)	6.77

theoretischen Wert beschrieben. Einzige Ausnahme bildet hierbei der doppelmagische Kern ^{90}Zr bei dem der berechnete Wert in etwa 2 MeV zu gering ist. Eine solche Unterschätzung des Schwerpunkts wurde auch im Kern ^{208}Pb beobachtet. Hier beträgt der mit Gleichung 2.3 berechnete Wert 5.23 MeV und der gemessene 6.82(2) MeV [Polt12]. Jedoch muss bei dem Wert für das Isotop ^{90}Zr beachtet werden, dass in der gezeigten Stärkeverteilung mehr als 40 magnetische Dipolübergänge eingezeichnet sind [Ruse13]. Diese wurden jedoch nicht tabelliert, weswegen alle gezeigten dipolangeregten Zustände genutzt wurden, um den Schwerpunkt zu bestimmen.

Der allgemeine Trend, dass mit zunehmender Massenzahl die Schwerpunktsenergie zu niedrigeren Energien verschoben wird, kann bestätigt werden. Allerdings werden mit der genannten Ausnahme die Schwerpunkte von der Theorie überschätzt. Jedoch ist zu beachten, dass aufgrund der Stärke, die nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden kann, die Werte als Näherung angesehen werden müssen. Die Tatsache, dass die Theorie zu hohe Werte angibt ist damit zu begründen, dass die Niveaudichte mit zunehmender Energie größer wird und demnach auch der Anteil der unbeobachteten Stärke. Beim Vergleich der Stärkeverteilungen fällt ins Auge, dass bei den Isotopen $^{94,96}\text{Zr}$ im Energiebereich zwischen 4.2 und 4.5 MeV eine Lücke auftritt. Diese fällt im Falle des Kerns ^{92}Zr auf den Bereich zwischen 4.3 und 4.6 MeV. Im Folgenden wird die Stärke oberhalb des erstgenannten Energiebereichs bis hin zur Neutronenseparationsenergie näher betrachtet. In Abbildung 8.5 ist die ab 4.5 MeV aufsummierte Stärke in Form der reduzierten Übergangsbreite gezeigt.

Der Wert für den Kern ^{90}Zr wurde um die in Referenz [Ruse13] beobachtete magnetische Dipolstärke korrigiert. Der schwarze Balken gibt dabei die über Gleichung 2.4 bestimmte Übergangsbreite an. Es ist zu beachten, dass die linken Datenpunkte die Summe unter der Annahme zeigen, dass ausschließlich Grundzustandszerfälle vorliegen. Die Korrektur um die mittleren Verzweigungsverhältnisse ist für die Isotope ^{92}Zr und ^{94}Zr durch die nicht ausgefüllten Balken gegeben. Wie auch bei den Schwerpunktsenergien unterschätzt der über Gleichung 2.4 bestimmte Wert die Summenstärke für ^{90}Zr deutlich. Die anderen Isotope werden hingegen sehr gut beschrieben. Allerdings trifft dies nur auf den Wert zu, für den die Annahme getroffen

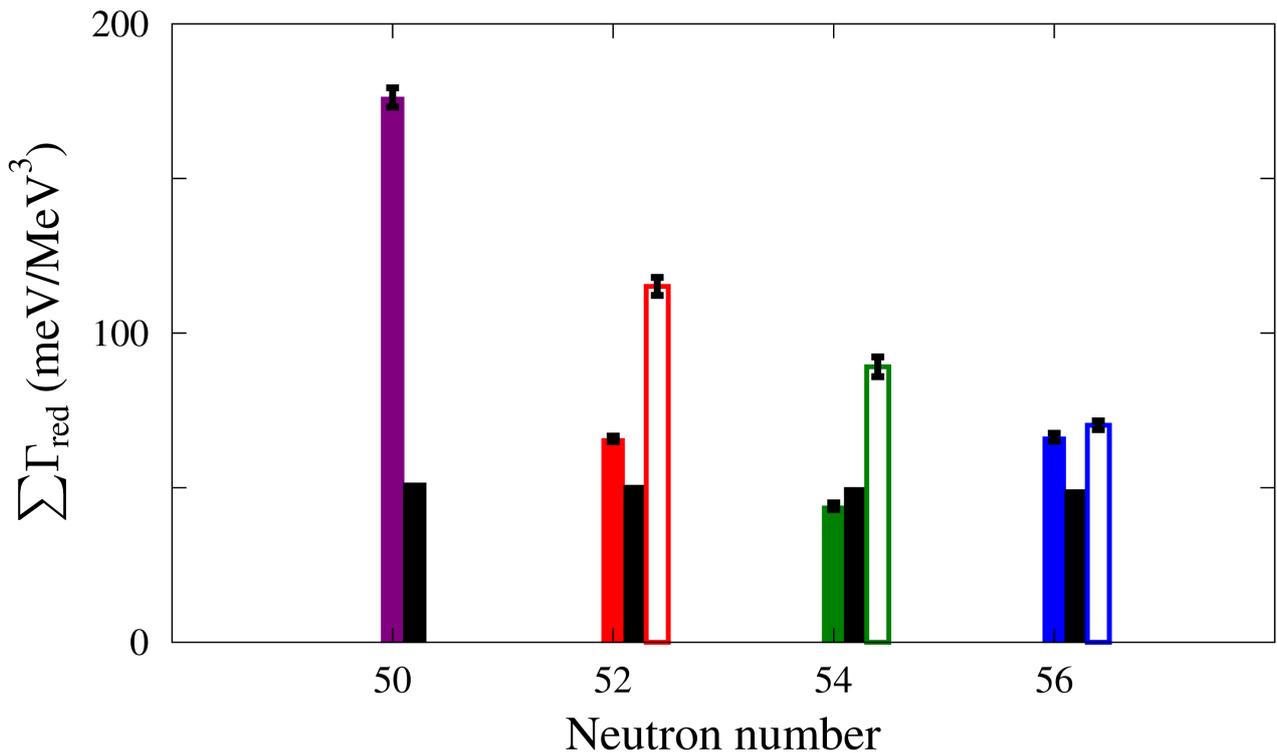


Abb. 8.5: Summe der reduzierten Übergangsbreiten der stabilen gg-Zirkoniumisotope oberhalb einer Anregungsenergie von 4.5 MeV: Der schwarze Balken gibt den über Gleichung 2.4 bestimmten theoretischen Wert, die nicht ausgefüllten Balken die Summe der um das mittlere Verzweigungsverhältnis korrigierten Übergangsbreiten an. Die Ergebnisse für den Kern ^{90}Zr wurden Referenz [Schw08], die für ^{96}Zr Referenz [Torn16] entnommen.

wurde, dass jeder beobachtete Zustand in den Grundzustand zerfällt und somit nur eine untere Grenze für die reelle Stärke darstellt. Der um das mittlere Verzweigungsverhältnis korrigierte Wert liegt hingegen deutlich über dem errechneten. Nach Gleichung 2.4 ist die Gesamtstärke näherungsweise konstant mit einer leicht sinkenden Tendenz zu den schwereren Isotopen hin. Unter der Annahme von reinen Grundzustandsübergängen kann dieser Trend nicht bestätigt werden. Zwar sinkt die Stärke bis zum Kern ^{94}Zr hin ab, jedoch nimmt sie für ^{96}Zr einen Wert an, der oberhalb des Werts von ^{92}Zr liegt. Dies ist in Hinblick auf die vollständige Besetzung der $2d_{5/2}$ Neutronenschale zu erwarten, da aufgrund der geringeren Fragmentierung mehr Stärke gegen den Untergrund aufgelöst werden kann. Allerdings ist zu beachten, dass zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit, lediglich die Stärke oberhalb des Sensitivitätslimits der Darmstadt Messung bekannt ist. Wie im letzten Kapitel zu sehen, können aus den Messungen an HIγS noch weitere Zustände beobachtet werden. Daher ist davon auszugehen, dass der gegebene Wert zu klein ist. Nichtsdestotrotz ist beim Vergleich der Stärken in den beiden Isotopen mit zwei Schalenabschlüssen eine deutliche Diskrepanz zu erkennen. Dies lässt darauf schließen, dass der Einfluss der komplett gefüllten $2d_{5/2}$ Unterschale im Vergleich zur vollständig besetzten $1g_{9/2}$ geringer ist, was auf die kleinere Energielücke zur nächst höher liegenden Schale zurückzuführen ist.

Wird das mittlere Verzweigungsverhältnis mitberücksichtigt, verändert sich der zuvor beobachtete Trend. Es ist erkennbar, dass mit zunehmender Neutronenzahl die Gesamtstärke sinkt. Abhängig von der Stärke, die in den Messungen in Durham zusätzlich zu der in Darmstadt ge-

messenen beobachtet werden kann, könnte sich jedoch dieser Verlauf der Gesamtstärke ändern. Allerdings muss beachtet werden, dass aufgrund der geringer werdenden Separationsenergien der Energiebereich, in dem die Stärke aufsummiert wird, mit zunehmender Masse kleiner wird. Des Weiteren fällt ins Auge, dass das mittlere Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand im ^{96}Zr sehr groß ausfällt. Dies ist am geringen Unterschied zwischen der unter der Annahme $\Gamma_0 = \Gamma$ bestimmten und der um \bar{b}_0 korrigierten Stärke zu erkennen. Während im ^{96}Zr dieser Unterschied in etwa 6 % beträgt, beläuft er sich im ^{92}Zr zu rund 75 % und im ^{94}Zr zu 103 %. Die in Referenz [Volz06] bestätigte Annahme, dass die Gesamtstärke der PDR mit zunehmendem Verhältnis N/Z steigt, trifft in den Zirkoniumisotopen nicht zu. Dies könnte entweder gegen das Auftreten der PDR in letzteren sprechen, oder aber gegen die Proportionalität zwischen N/Z und der Gesamtstärke. Letzteres würde allerdings ebenfalls bedeuten, dass das Bild der schwingenden Neutronenhaut gegen den isospingesättigten Kern nicht zutreffend wäre. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass für die $N = 82$ Isotone nur Grundzustandsübergänge beobachtet wurden und auch davon auszugehen ist, dass gerade zu höheren Energien hin viel Stärke zu finden ist, die nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden konnte.

Bei Vernachlässigung der unbeobachteten Stärke und unter Annahme, dass alle Zustände in den $N = 82$ Isotonen ausschließlich in den Grundzustand zerfallen, könnte eine weitere mögliche Erklärung sein, dass in den Zirkoniumisotopen die PDR nicht von der GDR Stärke zu unterscheiden ist. In den in Referenz [Volz06] betrachteten Kernen kann in der Nähe der Separationsschwelle keine Stärke beobachtet werden. In den Experimenten an den Zirkoniumisotopen konnte hingegen eine Vielzahl an Übergängen auch nahe der Schwelle nachgewiesen werden. Demnach könnte der zu der PDR gehörige Teil der beobachteten Stärke im ^{94}Zr größer sein als der im benachbarten ^{92}Zr .

Ein Vergleich mit der durch Gleichung 2.5 beschriebenen Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) Summenregel ergibt, dass die in Darmstadt gemessenen Wirkungsquerschnitte 0.31 % im Falle von ^{92}Zr und 0.23 % für ^{94}Zr erreicht werden. Die Korrektur durch das mittlere Verzweigungsverhältnis liefert obere Grenzen von 0.49 % (^{92}Zr) beziehungsweise 0.75 % (^{94}Zr). Für das Isotop ^{96}Zr beläuft sich der korrigierte Wert auf einen Prozentsatz von 0.38. Für ^{90}Zr liegen keine mittleren Verzweigungsverhältnisse vor. Der unkorrigierte Wert jedoch beträgt 1.37 % der TRK Summenregel. Allerdings ist es durchaus wahrscheinlich, dass gerade im letztgenannten Isotop bereits Übergänge, die der GDR zugeordnet werden können, mit berücksichtigt wurden.

8.3 Vergleich mit Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells

In Referenz [Romi13] wurde gezeigt, dass ein Vergleich zwischen experimentell bestimmten und im Rahmen des statistischen Modells theoretisch berechneten mittleren Verzweigungsverhältnissen Hinweise auf die PDR geben können. Abbildung 8.6 zeigt den Vergleich zwischen Theorie und Experiment für den Kern ^{94}Mo . Der obere Teil der Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den theoretisch berechneten (blau) und den experimentell bestimmten Werten (rot, beziehungsweise weinrot). Letztere sind das mittlere Verzweigungsverhältnis, wie es über Gleichung 6.9 bestimmt wurde (b_0^{min}), beziehungsweise das maximale mittlere Verzweigungsverhältnis, das über den am Ende von Kapitel 6.7 erläuterten Weg ermittelt wurde (b_0^{max}). Beide wurden aus Experimenten an HI γ S extrahiert. Das blaue Band beschreibt den über das statistische Modell berechneten Verlauf des Verhältnisses. Bei einer Strahlenergie von 5.5 MeV stimmen der theoretische und der experimentelle Wert sehr gut überein. Dies ist ebenso bei einer Energie von 6.9 MeV der Fall. Dazwischen jedoch ist es nicht möglich, die im Experiment beobachteten Verzweigungsverhältnisse mit dem gewählten Modell zu beschreiben. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Unterschied zwischen experimentellen und theoretischen Werten, an den jeweils eine Lorentzfunktion angepasst wurde. Eine solche wird auch zum Beschreiben der GDR

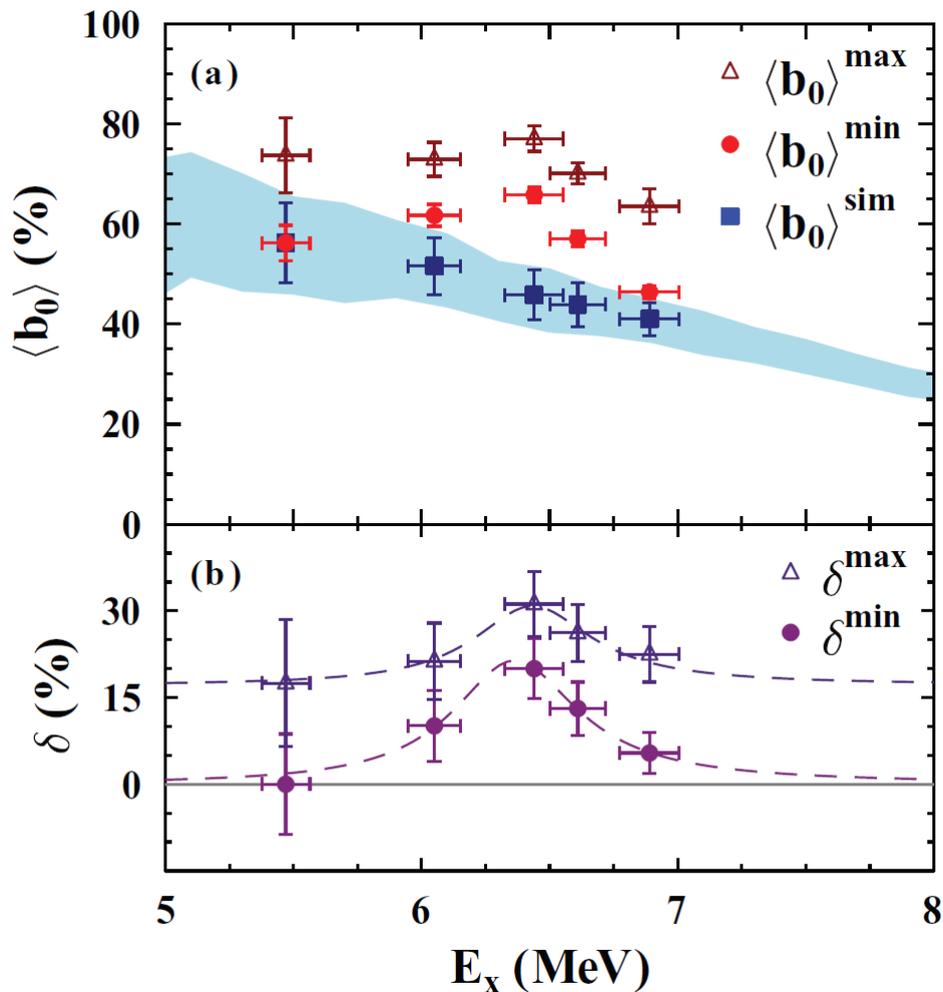


Abb. 8.6: Vergleich der experimentellen und theoretisch berechneten mittleren Verzweigungsverhältnisse in ^{94}Mo : a) Die blauen Datenpunkte und das hellblaue Band zeigen das Resultat der theoretischen Rechnung im Rahmen des statistischen Modells die roten und weinroten Datenpunkte das untere und obere Limit der mittleren Verzweigungsverhältnisse. b) Differenzen zwischen den bestimmten experimentellen und theoretisch berechneten Werten. Die gestrichelten Linien sind an die Punkte angepasste Lorentzfunktionen. Bild entnommen aus [Romi13].

verwendet. Da die Funktion die Punkte sehr gut beschreibt, wird dies als Indiz für das Auftreten der PDR in ^{94}Mo interpretiert.

8.3.1 Das statistische Modell

Im Rahmen des statistischen Modells können unter Annahme einer Form der Photonenstärkefunktion mittlere Übergangsbreiten zu niedrig liegenden angeregten Zuständen simuliert werden [Becv98]. Im Folgenden wird ein Monte-Carlo-Verfahren erläutert, mit dem gemittelte Größen und deren statistische Fluktuationen im Modell simuliert werden können. Dazu werden Niveauschemata erstellt und die Zerfälle von Zuständen simuliert. Um dies zu erreichen müssen zunächst einige Annahmen getroffen werden.

Der erste Schritt besteht darin eine Energie zu definieren, unterhalb derer angenommen wird, dass alle angeregten Zustände bekannt sind und zu denen das mittlere Verzweigungsverhältnis berechnet werden soll. Typischerweise wird diese als E_{crit} bezeichnet. Um das Levelschema

oberhalb E_{crit} zu erzeugen, werden Informationen über die Anzahl der Energieniveaus benötigt. Diese können aus den Niveaudichten gezogen werden, deren Parameter beispielsweise in Referenz [Egid09] aufgelistet sind. Die Autoren benutzen dabei zwei verschiedene Modelle zur Beschreibung der Niveaudichte. Zum einen wird das sogenannte *Back-Shifted Fermi Gas Model* (BSFG) [Gadi68, Igna75] verwendet, das eine Erweiterung des ursprünglichen *Fermi Gas Model* darstellt. In letzterem besitzen alle Energieniveaus den gleichen energetischen Abstand zueinander, analog zu der Niveaudichte, wie sie im idealen Fermigas vorliegt. Das BSFG berücksichtigt Schalen- und Pairingeffekte, wodurch die reale Verteilung der Energieniveaus im Kern besser beschrieben werden kann. Eine andere Möglichkeit der Beschreibung der Leveldichte bietet das *Constant Temperature Model* (CT) [Gilb65]. Dies berücksichtigt ähnlich wie das BSFG Schalen- und Pairingeffekte, jedoch kommen noch zwei weitere Fitparameter hinzu: Ein Parameter zum Verschieben des Grundzustands (*back shift*) und einer für die Temperatur. Unterhalb einer Energie von 10 MeV kann letzterer als konstant angenommen, woher der Name des CT herrührt. Des Weiteren wird eine Wigner Verteilung [Wign65] angenommen, die die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Abstände zwischen zwei Energieniveaus beschreibt.

Um die partiellen Übergangsbreiten zu bestimmen, wird eine Annahme über die Stärkefunktion benötigt. Stärkefunktionen beschreiben allgemein das Anregungs- beziehungsweise Abregungsspektrum eines Zustands [Bart73]. Die bekannteste E1-Stärkefunktion stellt der *Standard Lorentzian* (SLO) dar. Eine Kombination aus bis zu drei Lorentzfunktionen gibt den Verlauf der GDR im Allgemeinen gut wieder. Ein Problem des SLO ist jedoch die niederenergetische Flanke der GDR. Durch systematische Untersuchungen stellte es sich heraus, dass ein Multi-Lorentz-Fit die E1-Stärke unterhalb und nahe der Neutronen-Separationsenergie überschätzt. Grund hierfür ist das sogenannte *Pauli blocking*, dessen Einfluss in Kapitel 8.4 beschrieben wird. Um den Energiebereich unterhalb der GDR besser zu beschreiben, entwickelten Kadenskij, Markushev und Furman eine neue Funktion [Kadm83], die in Anlehnung an ihre Anfangsbuchstaben KMF Funktion genannt wird. Diese ist optimiert auf den Niederenergiebereich des Anregungsspektrums, scheidet mit der Beschreibung allerdings am Energiebereich der GDR. Letztere wird durch die KMF Funktion überhaupt nicht beschrieben. Die Kombination beider Funktionen ist nur schwer realisierbar, weil der Übergang zwischen beiden nur bedingt festlegbar ist. In Abbildung 8.7 ist schematisch das Resultat einer Rechnung, die im Rahmen des statistischen Modells durchgeführt wurde. Für drei der gezeigten Zustände sind die verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten eingezeichnet, deren mittlere Verzweigungsverhältnisse berechnet werden. Die dunkelblauen Pfeile symbolisieren eine typische Zerfallskaskade in einem Kern.

Es muss jedoch zusätzlich beachtet werden, dass bei der Bestimmung der Übergangsbreiten eine weitere Annahme getätigt wird. Diese Annahme besagt, dass die Stärkefunktion lediglich von der Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus abhängig ist. Dies wird als Axel-Brink-Hypothese bezeichnet [Axel62, Brin55]. Wäre dies nicht der Fall, müsste für jeden Zerfall eine andere Stärkefunktion verwendet werden. Die allgemeine Gültigkeit dieser Hypothese kann jedoch bereits durch das Beispiel von Kernen, die eine Koexistenz von Formphasen ausweisen, widerlegt werden. Für die Riesenresonanz konnte jedoch die Gültigkeit in einigen Kernen nachgewiesen werden (siehe z.B. Referenzen [Snov86, Szef83]), wohingegen Untersuchungen der PDR eher auf eine Verletzung der Hypothese hindeutet [Ange12, Isaa13].

Unter den bisher getroffenen Annahmen würden die in Abbildung 8.7 durch die Dicke der Pfeile dargestellten Übergangsbreiten die angenommene Stärkefunktion wiedergeben. Dass dies

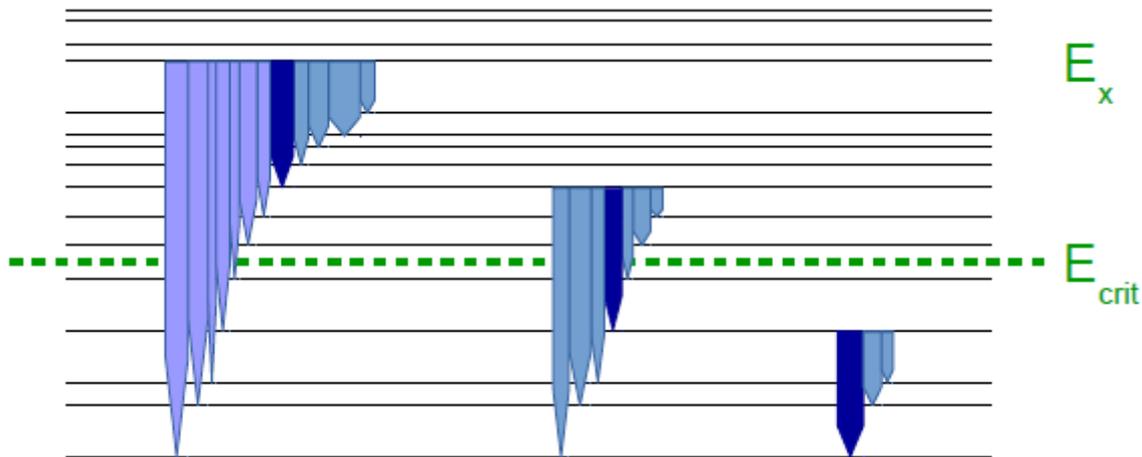


Abb. 8.7: Schematische Darstellung des Ergebnisses einer Rechnung im Rahmen des statistischen Modells: Die Dicke der Pfeile skaliert mit der Stärke des jeweiligen Übergangs. Die dunkelblau eingezeichnet Pfeile stellen einen typischen Zerfall eines Zustands der Anregungsenergie E_x dar. Unterhalb der Energie E_{crit} sind alle Zustände durch Experimente bekannt.

nicht der Fall ist, ist der Tatsache geschuldet, dass die Porter-Thomas Verteilung angenommen wurde [Port56]. Diese ist gegeben durch

$$p\left(\frac{\Gamma_\gamma}{\bar{\Gamma}_\gamma}\right) = \left(\frac{2\pi\Gamma_\gamma}{\bar{\Gamma}_\gamma}\right)^{-1/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Gamma_\gamma}{2\bar{\Gamma}_\gamma}\right), \quad (8.2)$$

wobei $\bar{\Gamma}_\gamma$ die mittlere Übergangsbreite beschreibt, welche durch die angenommene Stärkefunktion gegeben ist. Diese Verteilung gibt an, wie die individuellen Breiten um den Mittelwert fluktuieren. Da die Stärkefunktionen nur gemittelte Werte nutzen, verlieren sie gerade zu niedrigen Energien hin, in denen die Niveaudichte gering ist, ihre Aussagekraft. Aus diesem Grund ist es wichtig, auch die von der Porter-Thomas Verteilung verursachten Fluktuationen der Stärkefunktion mit dem Experiment zu vergleichen. Möglicherweise können Abweichungen von einer Parametrisierung der Stärkefunktion nicht von Porter-Thomas Fluktuationen unterschieden werden.

Mittels dieser Annahmen und Funktionen werden für jeden generierten Zustand alle möglichen Übergangsbreiten bestimmt. Liegt der Zustand, dessen Zerfälle berechnet werden sollen unterhalb von E_{crit} , so werden die experimentellen Daten genutzt. Aus diesen Ergebnissen kann dann unter anderem das mittlere Verzweigungsverhältnis in einem beliebigen Energiebereich bestimmt werden. Um die rein statistischen Fluktuationen, bedingt durch die Monte-Carlo-Methode, von Porter-Thomas Fluktuationen unterscheiden zu können, werden mehrere Niveauschemata für ein Isotop generiert und die gewonnenen Ergebnisse gemittelt. Es werden so lange weitere Schemata generiert, bis die gemittelten Werte konvergieren. Die Anzahl der zu erstellenden Schemata ist im Allgemeinen abhängig von der Niveaudichte im Kern.

8.3.2 Ergebnisse für das Isotop ^{92}Zr

Wie in Kapitel 5 beschrieben, wurden Messungen bei 13 verschiedenen Strahlenergien an $\text{HI}\gamma\text{S}$ durchgeführt. Für jede dieser Energie wurde das mittlere Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand bestimmt, wie es in den Tabellen im vorangegangenen Kapitel aufgelistet wurde. Zusätzlich zu diesen wurde ein maximales mittleres Verzweigungsverhältnis auf die Art bestimmt,

wie es am Ende von Kapitel 6.7 beschrieben wurde. In Tabelle 8.3 sind für die einzelnen Strahlenergien beide Verhältnisse aufgelistet. Die Unsicherheiten für die Strahlenergien ergeben sich

Tab. 8.3: Mittleres und maximales mittleres Verzweungsverhältnis in den Grundzustand gemessen in ^{92}Zr

Strahlenergie (MeV)	$\bar{b}_0 = \frac{\bar{\Gamma}_0}{\bar{\Gamma}}$	\bar{b}_0^{max}	Strahlenergie (MeV)	\bar{b}_0	\bar{b}_0^{max}
5.40(16)	0.84(16)	0.86(13)	6.77(20)	0.54(5)	0.66(5)
5.58(17)	0.64(19)	0.69(15)	7.02(21)	0.57(5)	0.67(5)
5.76(17)	0.64(10)	0.72(9)	7.28(22)	0.46(4)	0.59(4)
5.95(18)	0.65(12)	0.70(10)	7.55(23)	0.29(4)	0.40(6)
6.14(18)	0.74(9)	0.80(7)	7.83(24)	0.43(4)	0.56(4)
6.34(19)	0.67(8)	0.72(7)	8.13(24)	0.30(3)	0.45(4)
6.55(20)	0.61(6)	0.69(6)			

durch die Breite der Energieverteilung der Photonen. Eine Aufschlüsselung der mittleren Verzweungsverhältnisse in den 2_1^+ , sowie in den 2_2^+ Zustand sind in Anhang C gezeigt. Die aufgelisteten Werte sind in Abbildung 8.8 zusammen mit den Ergebnissen der Rechnung im Rahmen des statistischen Modells gezeigt. Für letztere wurde als Funktion für die Niveaudichte

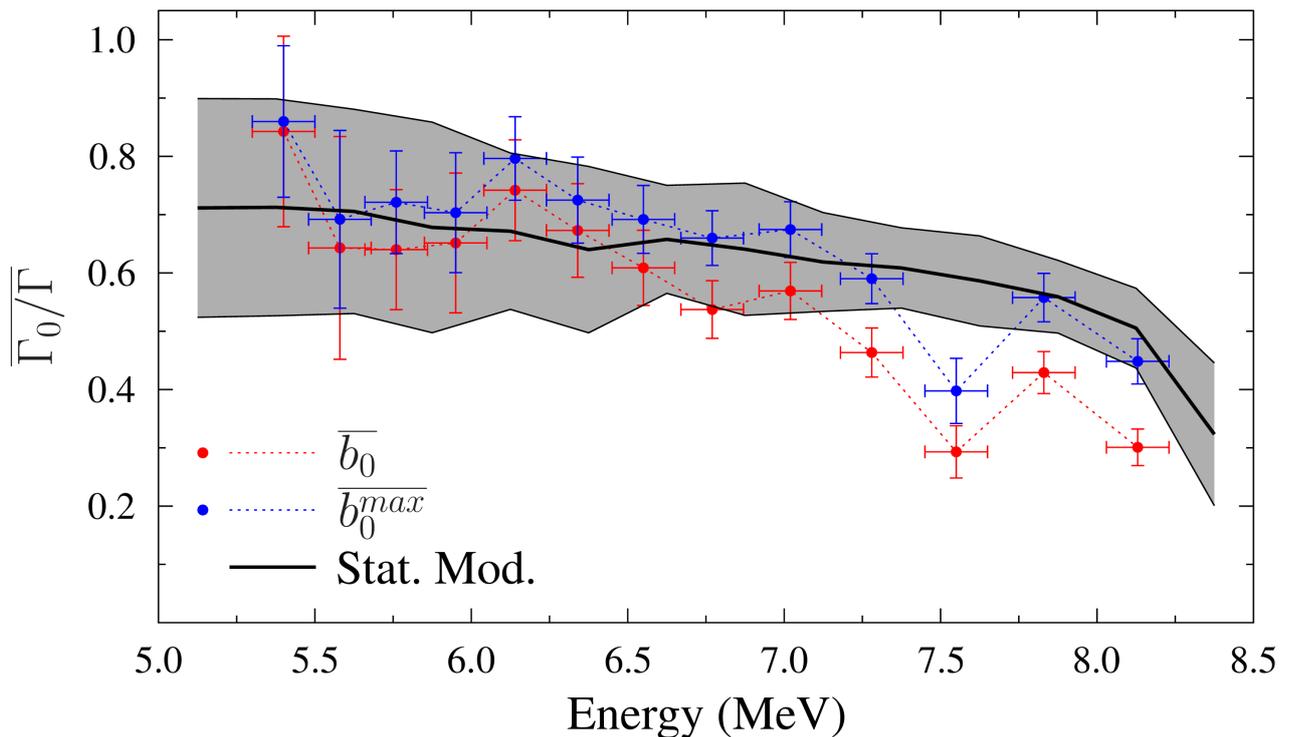


Abb. 8.8: Vergleich der mittleren Verzweungsverhältnisse mit theoretischen Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells für das Isotop ^{92}Zr : Als Niveaudichte wurde das CT Modell und für die Stärkefunktion SLO angenommen. Das graue Band gibt die Standardabweichung zum Mittelwert an. Die schwarze Linie gibt die im Modell erwartete statistische Verteilung der mittleren Verzweungsverhältnisse an. Mit roten Datenpunkten sind die mittleren, mit blauen Datenpunkten sind die maximalen mittleren Verzweungsverhältnisse in den Grundzustand dargestellt.

das CT Modell angenommen, sowie SLO für die Beschreibung der Stärkefunktion. Die Verwendung der KMF-Stärkefunktion liefert ähnliche Werte für das mittlere Verzweigungsverhältnis, da b_0 nicht von der absoluten Stärke der Übergänge abhängt und die KMF-Stärkefunktion eine ähnliche Anstiegsflanke wie der SLO aufweist. Insgesamt wurden 100 Levelschemata erzeugt um das mittlere Verzweigungsverhältnis zu bestimmen [Gaye16]. Wie bei der Bestimmung der experimentellen Werte für die mittleren Verzweigungsverhältnisse, wurden in den theoretischen Rechnungen Zerfälle in den 2_1^+ Zustand von höher liegenden Zuständen, die nicht die Quantenzahl $J = 1$ besitzen, berücksichtigt. Die im Modell erwartete statistische Verteilung der mittleren Verzweigungsverhältnisse wird durch die schwarze Linie beschrieben. Das graue Band stellt die Standardabweichung vom Mittelwert dar und ist ein Maß für die Porter-Thomas Fluktuationen. Die roten Datenpunkte geben die Werte für \bar{b}_0 wieder, die blauen die von \bar{b}_0^{max} . Bis zur Strahlenergie von 7.02 MeV stimmen Theorie und beide experimentell bestimmten Größen sehr gut überein. Oberhalb dieser Energie liegen die \bar{b}_0 Werte unterhalb der theoretischen Beschreibung. Im Falle von \bar{b}_0^{max} liegt lediglich der Datenpunkt bei der Strahlenergie von 7.55 MeV außerhalb des von der Theorie bestimmten Wertebereichs. Zu berücksichtigen ist, dass die realen Werte zwischen den roten und blauen Datenpunkten liegen, da durch die Bestimmung der beiden Größen ein unteres und ein oberes Limit ermittelt wird. Im Vergleich zu Abbildung 8.6 ist klar zu erkennen, dass im Falle von ^{92}Zr keine Struktur im Verhältnis zu erkennen ist. Demnach kann das Auftreten der PDR durch die Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells nicht verifiziert werden.

8.3.3 Ergebnisse für das Isotop ^{94}Zr

Es wurden Messungen mit quasi-monoenergetischen Photonen am Kern ^{94}Zr bei zehn verschiedenen Strahlenergien oberhalb von 5 MeV durchgeführt. Tabelle 8.4 gibt die bestimmten Werte für \bar{b}_0 und \bar{b}_0^{max} für die einzelnen Messungen an. Eine Aufschlüsselung der mittleren Verzweigungsverhältnisse in den 2_1^+ , sowie in den 2_2^+ Zustand sind in Anhang C gezeigt.

Tab. 8.4: Mittleres und maximales mittleres Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand gemessen in ^{94}Zr

Strahlenergie (MeV)	$\bar{b}_0 = \frac{\bar{\Gamma}_0}{\Gamma}$	\bar{b}_0^{max}	Strahlenergie (MeV)	\bar{b}_0	\bar{b}_0^{max}
5.20(15)	0.53(19)	0.64(15)	6.45(19)	0.59(5)	0.70(5)
5.45(16)	0.68(14)	0.75(11)	6.70(20)	0.55(5)	0.65(4)
5.70(17)	0.59(7)	0.68(7)	6.95(21)	0.50(4)	0.62(4)
5.95(18)	0.51(4)	0.63(5)	7.33(22)	0.47(5)	0.61(4)
6.20(19)	0.58(8)	0.69(7)	7.82(24)	0.28(4)	0.49(4)

Die gelisteten Werte sind in Abbildung 8.9 im Vergleich zu den theoretischen Rechnungen gezeigt. Die grünen Datenpunkte geben die Werte für \bar{b}_0 an, ansonsten ist der Farbcode analog zu Abbildung 8.8. Auch die angenommenen Modelle für die Rechnungen entsprechen denen im Fall von ^{92}Zr . Das beinhaltet demnach das CT Modell für die Niveaudichte und SLO als Stärkefunktion. Ebenfalls identisch ist die Anzahl an generierten Spektren (100) [Gaye16].

Auffällig ist, dass die Rechnung den Verlauf von \bar{b}_0^{max} sehr gut beschreibt, aber oberhalb der Werte von \bar{b}_0 liegt. Beim Vergleich der Abbildungen 8.8 und 8.9 fällt auf, dass der Unterschied zwischen den Werten von \bar{b}_0 und \bar{b}_0^{max} im ^{94}Zr größer ist als im ^{92}Zr . Dies kann damit begründet werden, dass die Niveaudichte im schwereren Isotop wie bereits erwähnt höher ist. Demnach ist auch zu erwarten, dass die nicht gegen den Untergrund aufzulösende Stärke größer ist. Dass es

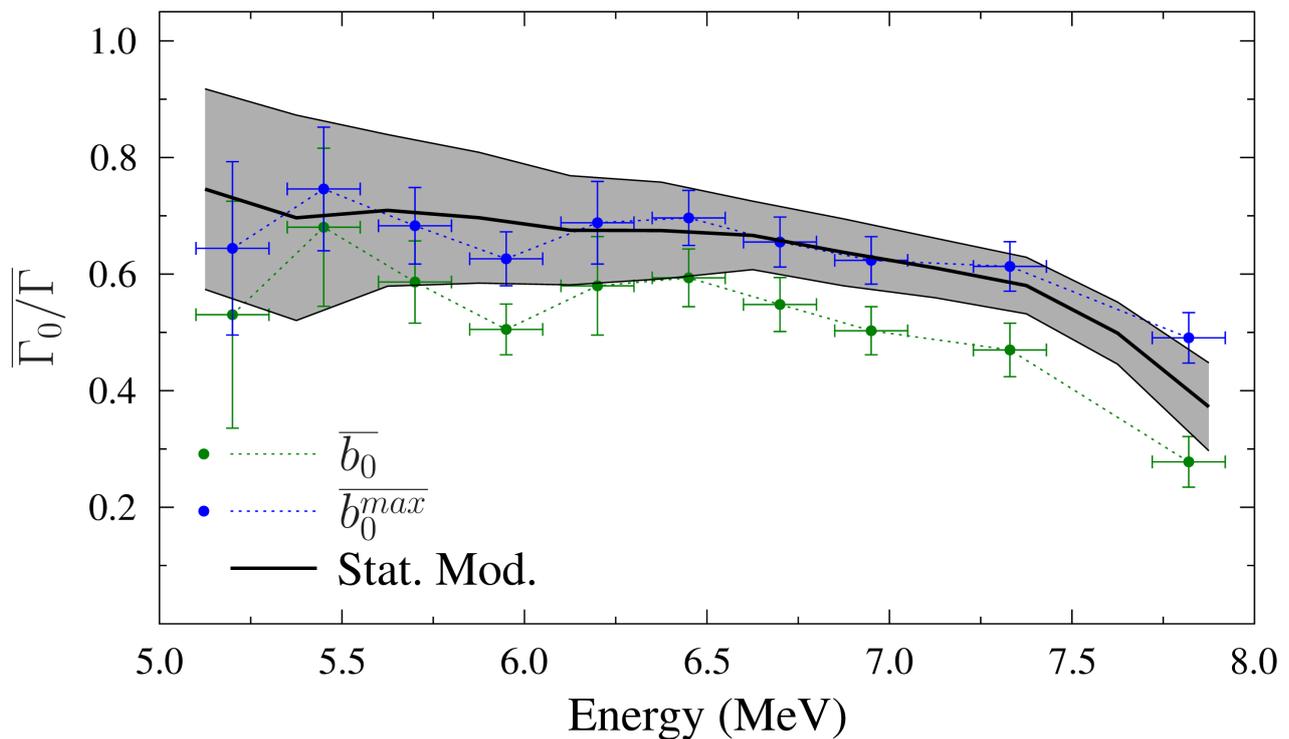


Abb. 8.9: Vergleich der mittleren Verzweungsverhältnisse mit theoretischen Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells für das Isotop ^{94}Zr : Als Niveaudichte wurde das CT Modell und für die Stärkefunktion SLO angenommen. Das graue Band gibt die Standardabweichung zum Mittelwert an. Die schwarze Linie gibt die im Modell erwartete statistische Verteilung der mittleren Verzweungsverhältnisse an. Mit grünen Datenpunkten sind die mittleren, mit blauen Datenpunkten sind die maximalen mittleren Verzweungsverhältnisse in den Grundzustand dargestellt.

sich um zusätzliche Stärke handeln muss, kann durch die unterschiedlichen Differenzen erklärt werden, da es nicht zu erwarten ist, dass sich der Untergrund in beiden Messungen unterscheidet.

Wie im Falle von ^{92}Zr ist auch im ^{94}Zr keine Struktur im mittleren Verzweungsverhältnis zu erkennen, die nicht durch das statistische Modell beschrieben wird. Demnach kann durch die Untersuchung des Zerfallsverhalten kein Rückschluss auf das Auftreten der PDR gezogen werden.

8.4 Vergleich mit (γ, n) Daten

Berman und Mitarbeiter untersuchten unter anderem die Zirkonium Isotope $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ mittels (γ, n) Experimenten [Berm67]. Diese bieten Zugang zu Absorptionswirkungsquerschnitten oberhalb der Neutronenseparationsenergie. Abbildung 8.10 zeigt den Vergleich dieser Daten mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnis für das Isotop ^{92}Zr . Neben den (γ, n) Daten, die um (γ, np) , $(\gamma, 2n)$ und $(\gamma, 2np)$ ergänzt wurden und durch schwarze Punkte dargestellt sind, ist ein SLO an diese angepasst (braune Linie). Eine deutliche Diskrepanz zwischen Experiment und SLO Kurve tritt oberhalb einer Energie von 19 MeV auf. Da jedoch das Hauptaugenmerk auf dem niederenergetischen Teil der GDR liegt, wird dies nicht weiter beachtet. Der relevante Teil wird durch den SLO gut beschrieben. Eine leichte Diskrepanz tritt unterhalb einer Energie von 11 MeV auf. In diesem Energiebereich sind die Messunsicherheiten allerdings deutlich

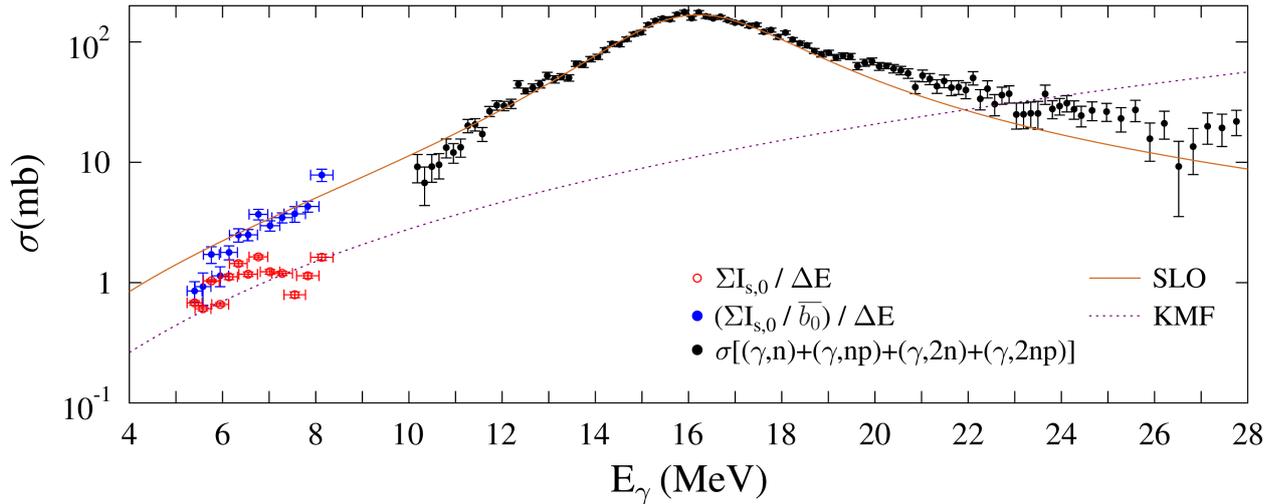


Abb. 8.10: Photoabsorptionsquerschnitte für den Kern ^{92}Zr : Die schwarzen Datenpunkte stammen aus (γ, n) Experimenten, an die, durch die braune Kurve dargestellt, ein SLO angepasst wurde. Die roten Kreise entsprechen den an DHIPS gemessenen Wirkungsquerschnitten, die über die mittleren Verzweungsverhältnisse korrigiert wurden (blaue Punkte). Die gestrichelte Linie entspricht der zugehörigen KMF Funktion. Die Datenpunkte der (γ, n) Experimente wurden Referenz [Berm67] entnommen.

größer als es bei den höheren Energien der Fall ist. Die gestrichelte Linie entspricht der KMF Funktion. Mit roten Kreisen sind die aufsummierten integrierten Wirkungsquerschnitte in den Grundzustand $I_{s,0}$ im Energieintervall, das durch die horizontalen Unsicherheiten dargestellt ist, eingezeichnet. Diese können als untere Grenze angesehen werden. Die blauen Datenpunkte geben für das gleiche Energieintervall die um das mittlere Verzweungsverhältnis Summe der integrierten Wirkungsquerschnitte an. Die Energieintervalle sind entsprechend des abgedeckten Anregungsbereichs der einzelnen Messungen an HI γ S gewählt. Da alle Wirkungsquerschnitte der in diesem Intervall beobachteten Zustände korrigiert wurden, können die blauen Punkte für diese Zustände als obere Grenze für den realen Wert betrachtet werden. Wenn ein Zustand in zwei Strahleinstellungen beobachtet wurde, wurden die bestimmten Verzweungsverhältnisse gemittelt. Auffällig ist, dass die roten Datenpunkte größtenteils zwischen den Kurven liegen, die durch den SLO und KMF beschrieben werden. Die um b_0 korrigierten Werte werden ihrerseits sehr gut durch den SLO beschrieben.

Eine mögliche Struktur unterhalb der GDR ist für die Annahme der KMF Funktion und den unkorrigierten Wirkungsquerschnitten zu erahnen. Allerdings wurde in Referenz [Gaye16] gezeigt, dass die KMF Funktion die Zirkoniumdaten nicht so gut beschreibt wie der SLO. Zudem ist davon auszugehen, dass die um das mittlere Verzweungsverhältnis korrigierte integrierten Wirkungsquerschnitte näher am realen Wert liegen als die unkorrigierten.

Für das Isotop ^{94}Zr bietet sich ein ähnliches Bild. Analog zu Abbildung 8.10 sind in Abbildung 8.11 die Photoabsorptionsquerschnitte aufgezeigt. Die grünen Kreise beschreiben die in Darmstadt gemessenen Wirkungsquerschnitte, die blauen Punkte die um das mittlere Verzweungsverhältnis korrigierten Werte und die schwarzen Datenpunkte die Ergebnisse der (γ, n) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2np)$ und $(\gamma, 3n)$ Messungen [Berm67]. Im Gegensatz zu den Ergebnissen für den Kern ^{92}Zr liegen sowohl die Werte für $\sum I_{s,0}$ als auch die um b_0 korrigierten Werte zwischen den Kurven, die durch den SLO und die KMF Funktion beschrieben werden. Dies lässt auf den Übergang des Gültigkeitsbereichs von KMF Funktion und SLO schließen. Ein Effekt der dabei zu

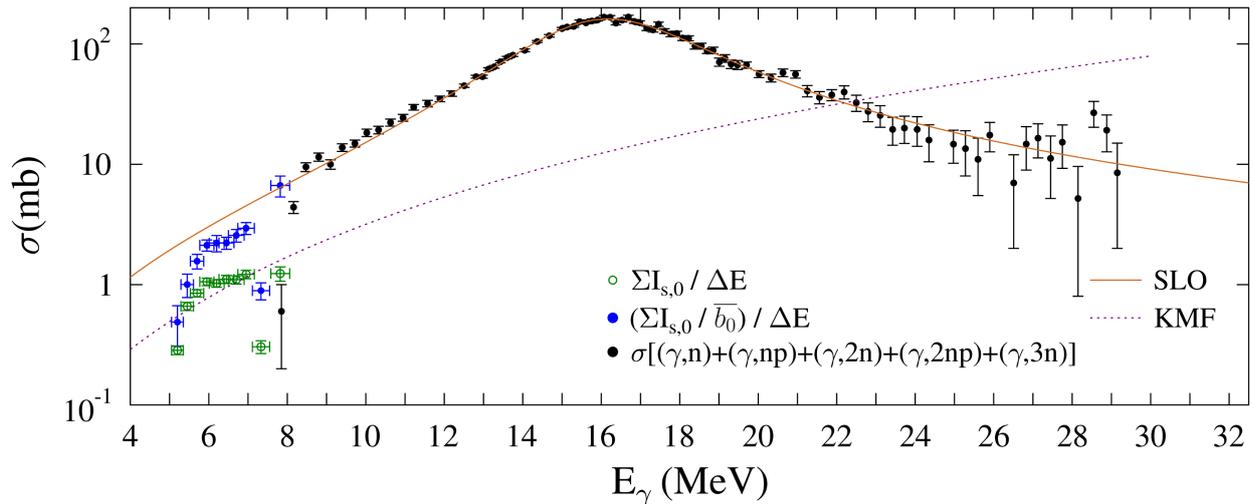


Abb. 8.11: Photoabsorptionsquerschnitte für den Kern ^{94}Zr : Die schwarzen Datenpunkte stammen aus (γ, n) Experimenten, an die, durch die braune Kurve dargestellt, ein SLO angepasst wurde. Die grünen Kreise entsprechen den an DHIPS gemessenen Wirkungsquerschnitten, die über die mittleren Verzweigungsverhältnisse korrigiert wurden (blaue Punkte). Die gestrichelte Linie entspricht der zugehörigen KMF Funktion. Die Datenpunkte der (γ, n) Experimente wurden Referenz [Berm67] entnommen.

berücksichtigen ist, ist der des sogenannten *Pauli blockings*. Dieses besagt, dass bei geringen Anregungsenergien ein Nukleon nicht in ein Orbital angehoben werden kann, da es bereits durch andere Nukleonen, die aus tiefer liegenden Orbitalen stammen, besetzt ist. Mit zunehmender Energie steigt die Anzahl an Orbitalen, die besetzt werden können und dementsprechend sinkt der Einfluss des Pauli blockings. Dies wird lediglich in der KMF Funktion berücksichtigt, nicht aber beim SLO.

8.5 Magnetische Dipolstärke

Die Untersuchung der magnetischen Dipolstärkeverteilung im Kern ^{90}Zr lieferte Informationen über die Spinflip M1-Resonanz [Ruse13]. Diese befindet sich bei einer Anregungsenergie von rund 9 MeV. In den Isotopen $^{92,94}\text{Zr}$ konnte kein Hinweis auf diese Resonanz gefunden werden. Dies könnte auf drei mögliche Ursachen zurückzuführen sein. Zum einen kann die Resonanz in den schwereren Zirkoniumisotopen zu höheren Energien verschoben sein, sodass sie sich oberhalb der Neutronenseparationsschwelle befindet. Eine andere Möglichkeit ist, dass die Stärke eine hohe Fragmentierung aufweist, sodass die Zustände nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden können. Die durch Porter-Thomas Fluktuationen erwarteten stärkeren Übergänge könnten sich oberhalb der experimentellen Endpunktsenergien befunden haben, sodass sie nicht spektroskopiert werden konnten. Ebenfalls denkbar ist eine Kombination der beiden genannten möglichen Ursachen.

Gesetzt den Fall, dass sich die Schwerpunktsenergie der Spinflip M1-Resonanz mit zunehmender Masse nicht verschieben würde, bietet sich eine dritte mögliche Erklärung. Da die Isotope $^{92,94,96}\text{Zr}$ Neutronenseparationsenergien unterhalb von 9 MeV haben, könnten die zur Resonanz gehörigen Zustände mit großer Übergangsstärke nicht angeregt werden. Es könnten eventuell nur auf der ansteigenden Flanke der Resonanz befindliche Zustände mit geringerer Stärke angeregt werden, die nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden können.

9 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Kernresonanzfluoreszenz-Experimente an den Isotopen ^{92}Zr und ^{94}Zr durchgeführt. Ziel der Datenauswertung war es, Informationen über die Dipolstärkeverteilung beider Kerne unterhalb der Neutronenseparationsschwelle zu gewinnen. Vorangegangene Experimente an den verbliebenen stabilen gg-Kernen $^{90,96}\text{Zr}$ bieten die Möglichkeit die Systematik der Verteilung zwischen zwei Schalenabschlüssen und deren Einfluss zu betrachten. Während im leichtesten Isotop der Kette die Spinflip M1-Resonanz mit einer Schwerpunktsenergie von 9 MeV beobachtet wurden, konnte in den übrigen Isotopen keine M1-Stärke spektroskopiert werden. Mögliche Erklärungen hierfür liefert zum einen die Neutronenseparationsschwelle, die lediglich im Kern ^{90}Zr oberhalb von 9 MeV liegt. Aus diesem Grund könnte, sofern sich die Schwerpunktsenergie mit zunehmender Neutronenzahl nicht verschieben würde, nur die ansteigende Flanke der Resonanz angeregt werden und demzufolge nicht die stärksten Übergänge. Eine weitere Ursache könnte eine höhere Fragmentierung der M1-Stärke sein. Dies hätte zur Folge, dass die Übergangsstärken unterhalb des Sensitivitätslimits liegen könnten. Es ist allerdings auch möglich, dass sich die Schwerpunktsenergie zu noch höheren Energien verschiebt, sodass alle zur Spinflip M1-Resonanz gehörigen Übergänge oberhalb der Separationsenergie stattfinden.

Auf Seite der elektrischen Dipolanregungen konnte die Systematik der Zwei-Phononenzustände um die Zirkoniumisotope erweitert werden. Der erste angeregte $J^\pi = 1^-$ Zustand liegt in allen Zirkoniumisotopen energetisch nahe der Summenenergie des 2_1^+ und 3_1^- . Eine Besonderheit ist die Anharmonizität, die lediglich im Isotop ^{94}Zr , wie im Großteil aller auf den Zwei-Phononenzustand untersuchten Kerne, einen negativen Wert annimmt. Des Weiteren wurde die Korrelation zwischen den Übergangsstärken der Zerfälle $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ und $1_1^- \rightarrow 0_1^+$ beobachtet. Mittels dieser Korrelation wurde im Falle von ^{92}Zr der Zustand bei einer Energie von 3641 keV als Zwei-Phononenzustand identifiziert. Hierbei handelt es sich jedoch nicht um den ersten dipolangeregten Zustand. Bei einer Energie von 3370 keV wurde ein weiterer Zustand mit der Quantenzahl $J = 1$ beobachtet, jedoch ist die Paritätsquantenzahl dieses Zustands noch nicht bekannt. Im Falle des Kerns ^{94}Zr wurde der erste dipolangeregte Zustand bei einer Energie von 2846 keV dem Zwei-Phononenzustand zugeordnet.

Ab einer Energie von 4.5 MeV wurde sowohl in den Experimenten an ^{92}Zr als auch an ^{94}Zr eine Vielzahl von Zuständen mit den Quantenzahlen $J^\pi = 1^-$ identifiziert. Es konnte beobachtet werden, dass der energetische Schwerpunkt der Stärkeverteilung zu höherer Neutronenzahl zu geringeren Energien verschoben ist. Während er für ^{90}Zr bei 8.86 MeV liegt, liegt er im ^{92}Zr bei 6.62 MeV und im ^{94}Zr bei 6.29 MeV. Im schwersten Isotop ^{96}Zr liegt der Schwerpunkt bei 6.06 MeV. Es muss jedoch beachtet werden, dass aufgrund der ebenfalls geringer werdenden Neutronenseparationsenergie der betrachtete Energiebereich kleiner wurde.

Im Gegensatz zum doppelmagischen Kern ^{90}Zr wurde in den Isotopen ^{92}Zr und ^{94}Zr keine resonanzartige Struktur in der Verteilung der Stärke beobachtet. Für den Kern ^{94}Mo wurde als Indiz für die PDR eine Struktur im mittleren Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand beobachtet. Diese wird durch Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells nicht beschrieben. Im Falle der Zirkoniumisotope ^{92}Zr und ^{94}Zr kann keine resonanzartige Struktur im Verzweigungsverhältnis nachgewiesen werden. Stattdessen wird es sehr gut durch das statistische Modell beschrieben.

Der in der $N = 82$ Isotonenkette betrachtete Trend, dass die Gesamtstärke mit zunehmenden Verhältnis N/Z ansteigt, wird in der Zirkoniumisotopenkette nicht bestätigt. Allerdings ist nicht auszuschließen, dass noch weitere Grundzustandszerfälle vorhanden sind, die nicht gegen den Untergrund aufgelöst werden und den Trend noch verändern könnten.

Referenzen

- [Abri06] D. Abriola(a) und A.A. Sonzogni, Nuclear Data Sheets **107**, 2423 (2006)
- [Abri08] D. Abriola(a) und A.A. Sonzogni, Nuclear Data Sheets **109**, 2501 (2008)
- [Agos03] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **506**, 250 (2003)
- [Amos00] K. Amos, P.J. Dortmans, H.V. von Geramb, S. Karataglidis und J. Raynal, Adv. Nucl. Phys. **25** 275 (2000)
- [Andr01] W. Andrejtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl *et al.*, Phys. Lett. B **506**, 239 (2001)
- [Ange12] C.T. Angell, S.L. Hammond, H.J. Karwowski, J.H. Kelley, M. Kr̆t̆icka *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 051302(R) (2012)
- [Arno16] M. Arnold, Dissertation, *in Vorbereitung*
- [Axel62] P. Axel, Phys. Rev. **126**, 671 (1962)
- [Bagl12] C.M. Baglin, Nuclear Data Sheets **113**, 2187 (2012)
- [Bart73] G.A. Bartholomew, E.D. Earle, A.J. Ferguson, J.W. Knowles und M.A. Lone, Adv. Nucl. Phys. **7**, 229 (1973)
- [Bast08] S. I. Bastrukov, I. V. Molodtsova, D. V. Podgainy, Ş. Mişicu und H.-K. Chang, Phys. Lett. B **664**, 258 (2008)
- [Bauw00] F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, K. Govaert, L. Govor *et al.*, Phys. Rev. C **62**, 024302 (2000)
- [Becv98] F. Bečvář, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **417**, 434 (1998)
- [Belg95] T. Belgya, R.A. Gatenby, E.M. Baum, E.L. Johnson, D.P. DiPrete *et al.*, Phys. Rev. C **52**, R2314 (1995)
- [Bell14] J. Beller, PhD Thesis, *Systematische Untersuchung exotischer Zerfallskanäle der Scheerenmode in Gadoliniumisotopen*, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2014)
- [Berm67] B.L. Berman, J.T. Caldwell, R.R. Harvey, M.A. Kelly, R.L. Bramblett *et al.*, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967)
- [Berm75] B.L. Berman und S.C. Fultz, Revs. of Mod. Phys. **47**, 713 (1975)
- [Beth37] H. Bethe und G. Placzek, Phys. Rev. **51**, 450 (1937)
- [Bhat09] M. Bhattacharya, C. D. Goodman und A. Garcia, Phys. Rev. C **80**, 055501 (2009)
- [Bhat98] M. Bhattacharya, A. Garcia, N. I. Kaloskamis, E. G. Adelberger, H. E. Swanson *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 3677 (1998)
- [Blac10] J. Blachot, Nuclear Data Sheets **111**, 717 (2010)
- [Bohl84a] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice *et al.*, Phys. Lett. B **137**, 27 (1984)

-
- [Bohl84b] D. Bohle, G. Kuchler, A. Richter und W. Steffen, Phys. Lett. B **148**, 260 (1984)
- [Bran87] S. Brandenburg, Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Washington, USA, 15.-19. März, 376 (1987)
- [Brin55] D.M. Brink, Dissertation, *Some Aspects of the Interaction of Fields with Matter*, Oxford University (1959)
- [Brow10] E. Browne und J.K. Tuli, Nuclear Data Sheets **111**, 1093 (2010)
- [Brys00] J. Bryssinck, L. Govor, V.Yu. Ponomarev, F. Bauwens, O. Beck *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 024309 (2000)
- [Bues08] M.A. Büssing, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Hasper *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 044309 (2008)
- [Burr06] T.W. Burrows, Nuclear Data Sheets **107**, 1747 (2006)
- [Chad32] J. Chadwick, Nature (London) **192**, 312 (1932)
- [Defr08] D. De Frenne und A. Negret, Nuclear Data Sheets **109**, 943 (2008)
- [Dege90] A. Degener, C. Blasing, R.D. Heil, A. Jung, U. Kneissl *et al.*, Nucl. Phys. A **513**, 29 (1990)
- [Dery13] V. Derya, J. Endres, M. Elvers, M.N. Harakeh, N. Pietralla *et al.*, Nucl. Phys. A **906**, 94 (2013)
- [Dery14] V. Derya, D. Savran, J. Endres, M.N. Harakeh, H. Hergert *et al.*, Phys. Lett. B **730**, 288 (2014)
- [Ecke97] T. Eckert, O.Beck, J. Besserer, P. von Brentano, R. Fischer *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 1256 (1997)
- [Egid05] T. von Egidy und D. Bucurescu, Phys. Rev. C **72**, 044311 (2005)
- [Egid09] T. von Egidy und D. Bucurescu, Phys. Rev. C **80**, 054310-1 (2009)
- [Ende98] J. Enders, P von Brentano, J. Eberth, R.-D. Herzberg, N. Huxel *et al.*, Nucl. Phys. A **636**, 139 (1998)
- [Endr09] J. Endres, D. Savran, A.M. van den Berg, P. Dendooven, M. Fritzsche *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 034302 (2009)
- [Endr10] J. Endres, E. Litvinova, D. Savran, P.A. Butler, M.N. Harakeh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 212503 (2010)
- [Endr12] J. Endres, D. Savran, P.A. Butler, M.N. Harakeh, S. Harissopulos *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 064331 (2012)
- [Fagg59] L.W. Fagg und S.S. Hanna, Rev. Mod. Phys. **31**, 711 (1959)
- [Feen37] E. Feenberg und E. Wigner, Phys. Rev. **51**, 95 (1937)
- [Fran03] C. Fransen, N. Pietralla, Z. Ammar, D. Bandyopadhyay, N. Boukharouba *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 024307 (2003)

-
- [Fran04] C. Fransen, N. Pietralla, A.P. Tonchev, M.W. Ahmed, J. Chen *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044317 (2004)
- [Frau65] H. Frauenfelder und R.M. Steffen, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Editor K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 997 (1965)
- [Frit11] Y. Fritzsche, Dissertation, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, TU Darmstadt (2011)
- [Fuji99] M. Fujiwara, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **422**, 484 (1999)
- [Fuji14] Y. Fujita, H. Fujita, T. Adachi, C. L. Bai, A. Algora *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 112502 (2014)
- [Fuji15] Y. Fujita, H. Fujita, T. Adachi, G. Susoy, A. Algora *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 064316 (2015)
- [Gadi68] E. Gadioli, und L. Zetta, Phys. Rev. **167**, 1016 (1968)
- [Gaye16] U. Gayer, Masterthesis, *Dipole Strength Distribution of the Titanium Isotopes ^{48}Ti and ^{50}Ti* , TU Darmstadt, unveröffentlicht (2016)
- [Gilb65] A. Gilbert und A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965)
- [Goep48] M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev. **74**, 235 (1948)
- [Gori98] S. Goriely, Phys. Lett. B **436**, 10 (1998)
- [Gurd12] G. Gurdal und F.G. Konder, Nuclear Data Sheets **113**, 1315 (2012)
- [Hara01] M.N. Harakeh und A. van der Woude, *Giant Resonances; Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation*, Oxford University Press (2001)
- [Heis32] W. Heisenberg, Zeitschrift für Physik **77**, 1 (1932)
- [Herz95] R.D. Herzberg, I. Bauske, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer *et al.*, Nucl. Phys. A **592**, 211 (1995)
- [Heyd97] K. Heyde und C. De Coster, Phys. Lett. B **393**, 7 (1997)
- [Heyd10] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel und A. Richter, Rev. Mod. Phys. **82**, 2365 (2010)
- [Hug11] F. Hug, C. Burandt, J. Conrad, R. Eichhorn, M. Kleinmann *et al.*, Proceedings of the 2011 Particle Accelerator Conference, New York, NY, USA, 1999 (2011)
- [Hug13] F. Hug, Dissertation, *Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren*, TU Darmstadt (2013)
- [Hutt02] C. Hutter, M. Babilon, W. Bayer, D. Galaviz, T. Hartmann *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **489**, 247 (2002)
- [Iach87] F. Iachello und A. Arima, *The interacting boson model*, Cambridge University Press (1987)
- [Igna75] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin und A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21**, 255 (1975)

-
- [Isaa13] J. Isaak, D. Savran, M. Krtička, M.W. Ahmed, J. Beller *et al.*, Phys. Lett. B **727**, 361 (2013)
- [Iwam12] C. Iwamoto, H. Utsunomiya, A. Tamii, H. Akimune, H. Nakada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 262501 (2012)
- [Kadm83] S.G. Kadenskij, V.P. Markushev und VI. Furman, Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 165 (1983)
- [Kaeu00] L. Käubler, H. Schnare, R. Schwengner, P. von Brentano, F. Dönau *et al.*, Eur. Phys. J. A **7**, 15 (2000)
- [Karl95] Karlsruher Nuklidkarte, 6. Auflage (1996)
- [Kata02] J. Katakura und K. Kitao, Nuclear Data Sheets **97**, 765 (2002)
- [Kata08] J. Katakura und Z.D. Wu, Nuclear Data Sheets **109**, 1655 (2008)
- [Kita95] K. Kitao, Nuclear Data Sheets **75**, 99 (1995)
- [Kita02] K. Kitao, Y. Tendow und A. Hashizume, Nuclear Data Sheets **96**, 241 (2002)
- [Knei96] U. Kneissl, H.H. Pitz und A. Zilges, Prog. Part. and Nucl. Phys. **37**, 349 (1996)
- [Knol00] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Dritte Auflage, Wiley Verlag, 449 (2000)
- [Kohs05] C. Kohstall, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 034302 (2005)
- [Kran70] K.S. Krane und R.M. Steffen, Phys. Rev. C **2**, 724 (1970)
- [Krem16] C. Kremer, Dissertation, *Linking partial and quasi dynamical symmetries in rotational nuclei and shell evolution in ⁹⁶Zr*, TU Darmstadt (2016)
- [Kuer13] T. Kürzeder, Dissertation, *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Kryostatmoduls für den S-DALINAC*, TU Darmstadt (2013)
- [Kuhn25] W. Kuhn, Zeitschrift für Physik **33**, 408 (1925)
- [Li05] T.C. Li, N. Pietralla, C. Fransen, H. von Garrel, U. Kneissl *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 044318 (2005)
- [Litv09] E. Litvinova, H. P. Loens, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, T. Rauscher *et al.*, Nucl. Phys. A **823**, 26 (2009)
- [Loeh13] B. Löher, V. Derya, T. Aumann, J. Beller, N. Cooper *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **723**, 136 (2013)
- [LoIu78] N. Lo Iudice und F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41**, 1532 (1978)
- [Mats97] P. Matschinsky *et al.*, Universität Stuttgart, Institut für Strahlenphysik, Annual Report 1997, 8 (1997)
- [Mccu14] E.A. Mccutchan und A.A. Sonzogni, Nuclear Data Sheets **115**, 135 (2014)
- [Metz56] F.R. Metzger, Phys. Rev. **103**, 983 (1956)

-
- [Metz59] F.R. Metzger, Prog. in Nucl. Phys. **7**, Pergamon Press, New York, 54 (1959)
- [Metz72] F.R. Metzger, Nucl. Phys. A **189**, 409 (1972)
- [Moha71] R. Mohan, M. Danos und L. C. Biedenharn, Phys. Rev. C **3**, 1740 (1971)
- [Murt08] K.L. Murty und I. Charit, Journal of Nuclear Materials **383**, 189 (2008)
- [Nesa10] C.D. Nesaraja, S.D. Geraedts und B. Singh, Nuclear Data Sheets **111**, 897 (2010)
- [Nica07] N. Nica, Nuclear Data Sheets **108**, 1287 (2007)
- [Nica14] N. Nica, Nuclear Data Sheets **117**, 1 (2014)
- [Oeze07] B. Özel, J. Enders, P. von Neumann-Cosel, I. Poltoratska, A. Richter *et al.*, Nucl. Phys. A **788**, 385 (2007)
- [Otsu78] T. Otsuka, A. Arima und F. Iachello, Nucl. Phys. A **309**, 1 (1978)
- [Pai13] H. Pai, J. Beller, N. Benouaret, J. Enders, T. Hartmann *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 054316 (2013)
- [Peke97] L.K. Peker und J.K. Tuli, Nuclear Data Sheets **82**, 187 (1997)
- [Piek12] J. Piekarewicz, B.K. Agrawal, G. Colò, W. Nazarewicz, N. Paar *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 041302 (2012)
- [Piet95] N. Pietralla, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, W. Geiger *et al.*, Phys. Rev. C **51**, 1021 (1995)
- [Piet99a] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Frießner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1303 (1999)
- [Piet99b] N. Pietralla, Phys. Rev. C **59**, 2941 (1999)
- [Piet02] N. Pietralla, M.W. Ahmed, Z. Berant, J.H. Kelley, V.N. Litvinenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 012502 (2002)
- [Piet03] N. Pietralla, M.W. Ahmed, C. Fransen, V.N. Litvinenko, A.P. Tonchev *et al.*, AIP Conference Proceedings **656**, 365 (2003)
- [Pitz90] H.H. Pitz, R.D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann *et al.*, Nucl. Phys. A **509**, 587 (1990)
- [Poel92] T.D. Poelhekken, M.N. Harakeh, S.K.B. Hesmondhalgh, H.J. Hofmann und A. van der Woude, Phys. Lett. B **278**, 423 (1992)
- [Polt12] I. Poltoratska, P. von Neumann-Cosel, A. Tamii, T. Adachi, C.A. Bertulani *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 041304(R) (2012)
- [Polt14] I. Poltoratska, R.W. Fearick, A.M. Krumbholz, E. Litvinova, H. Matsubara *et al.*, Phys. Rev. C **89**, 054322 (2014)
- [Port56] C.E. Porter und R.G. Thomas, Phys. Rev. **104**, 483 (1956)
- [Rayn07] J. Raynal, Computing code DWBA07, NEA Data Service NEA1209/08 (2007)

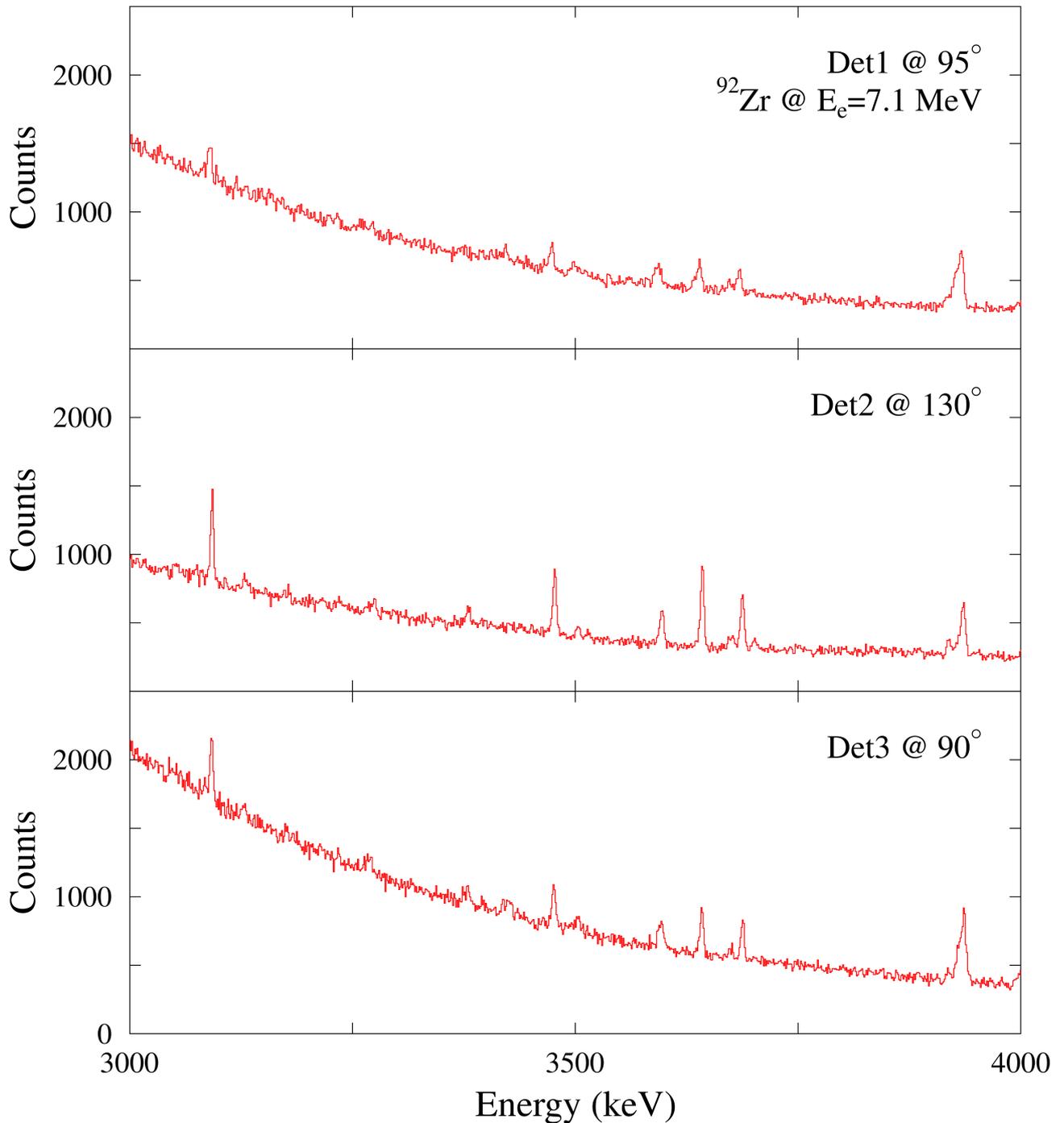
-
- [Reic25] F. Reiche und W. Thomas, *Zeitschrift für Physik* **34**, 510 (1925)
- [Reit00] B. Reitz, Dissertation, *Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC und Untersuchungen der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(e,e')$ und $^{58}\text{Ni}(e,e')$ unter 180°* , TU Darmstadt (2000)
- [Rich91] A. Richter, *Nucl. Phys. A* **522**, 139c (1991)
- [Rich96] A. Richter, Proceedings of Fifth European Particle Accelerator Conference, Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 110 (1996)
- [Romi13] C. Romig, J. Beller, J. Glorius, J. Isaak, J.H. Kelley *et al.*, *Phys. Rev. C* **88**, 044331 (2013)
- [Romi15] C. Romig, D. Savran, J. Beller, J. Birkhan, A. Endres *et al.*, *Phys. Lett. B* **744**, 369 (2015)
- [Rose11] H. Rosenberg, *Astronomische Nachrichten* **186**, 71 (1910)
- [Ruse09] G. Rusev, A.P. Tonchev, R. Schwengner, C. Sun, W. Tornow *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 047601 (2009)
- [Ruse12] G. Rusev, *persönliche Mitteilung* (2012)
- [Ruse13] G. Rusev, N. Tsoneva, F. Dönau, S. Frauendorf, R. Schwengner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 022503 (2013)
- [Ruth20] E. Rutherford, *Nature (London)* **105**, 500 (1920)
- [Saka97] H. Sakai, T. Wakasa, H. Okamura, T. Nonaka, T. Ohnishi *et al.*, Proceedings of the International Symposium of New Facet of Spin Giant Resonances in Nuclei, Tokyo, Japan (1997), editiert von H. Sakai, H. Okamura und T. Wakasa (World Scientific, Singapur), 29 (1998)
- [Savr06I] D. Savran, M. Babilon, A.M. van den Berg, M.N. Harakeh, J. Hasper *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 172502 (2006)
- [Savr06II] D. Savran, A.M. van den Berg, M.N. Harakeh, K. Ramspeck, H.J. Wörtche *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **564**, 267 (2006)
- [Savr08] D. Savran, M. Fritzsche, J. Hasper, K. Lindenberg, S. Müller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 232501 (2008)
- [Savr10] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, B. Löher, S. Müller *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **613**, 232 (2010)
- [Savr13] D. Savran, T. Aumann und A. Zilges, *Prog. Part. and Nucl. Phys.* **70**, 210 (2013)
- [Sch14] A. Scheikh-Obeid, S. Aslanidou, J. Birkhan, A. Krugmann, P. von Neumann-Cosel *et al.* *Phys. Rev. C* **89**, 037301 (2014)
- [Sche13I] M. Scheck, V.Yu. Ponomarev, T. Aumann, J. Beller, M. Fritzsche *et al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 051304 (2013)
- [Sche13II] M. Scheck, V.Yu. Ponomarev, M. Fritzsche, J. Joubert, T. Aumann *et al.*, *Phys. Rev. C* **88**, 044304 (2013)

-
- [Schi51] L.I. Schiff, Phys. Rev. **83**, 252 (1951)
- [Schw97] R. Schwengner, G. Winter, W. Schauer, M. Grinberg, F. Becker *et al.*, Nucl. Phys. A **620**, 277 (1997)
- [Schw07] R. Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, R. Beyer, M. Erhard *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 034321 (2007)
- [Schw08] R. Schwengner, G. Rusev, N. Tsoneva, N. Benouaret, R. Beyer *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 064314 (2008)
- [Sing07] B. Singh, Nuclear Data Sheets **108**, 197 (2007)
- [Snov86] K.A. Snover, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36**, 545 (1986)
- [Sonn11] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M.A. Büssing, A. Constantinescu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **640**, 6 (2011)
- [Sonz01] A.A. Sonzogni, Nuclear Data Sheets **93**, 599 (2001)
- [Spie15] M. Spieker, S. Pascu, A. Zilges und F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **114**, 192504 (2015)
- [Szef83] Z. Szeftliński, G. Szeftlińska, Z. Wilhelmi, T. Rzaça-Urban, H.V. Klapdor *et al.*, Phys. Lett. B **126**, 159 (1983)
- [Tagl11] G. Tagliente, P.M. Milazzo, K. Fujii, U. Abbondanno, G. Aerts *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 015801 (2011)
- [Tami99] A. Tamii, H. Akimune, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **459**, 61 (1999)
- [Tami09] A. Tamii, Y. Fujita, H. Matsubara, T. Adachi, J. Carter *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **605**, 3 (2009)
- [Tamu07] T. Tamura, Nuclear Data Sheets **108**, 455 (2007)
- [Theu92] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay *et al.*, *Programm tv*, Universität zu Köln, unveröffentlicht (1992)
- [Tho25] W. Thomas, Naturwissenschaften **13**, 627 (1925)
- [Toft11] H.K. Toft, A.C. Larsen, A. Bürger, M. Guttormsen, A. Görge *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 044320 (2011)
- [Torn16] W. Tornow *et al.*, *in preparation*
- [Volz06] S. Volz, N. Tsoneva, M. Babilon, M. Elvers, J. Hasper *et al.*, Nucl. Phys. A **779**, 1 (2006)
- [Well09] H.R. Weller, M.W. Ahmed, H. Gao, W. Tornow, Y.K. Wu *et al.*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **62**, 257 (2009)
- [Wign65] E.P. Wigner, *Statistical theories of spectra: fluctuations*, Editor C.E. Porter, Academic Press, New York, 200 (1965)
- [Wern02] V. Werner, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade *et al.*, Phys. Lett. B **550**, 140 (2002)

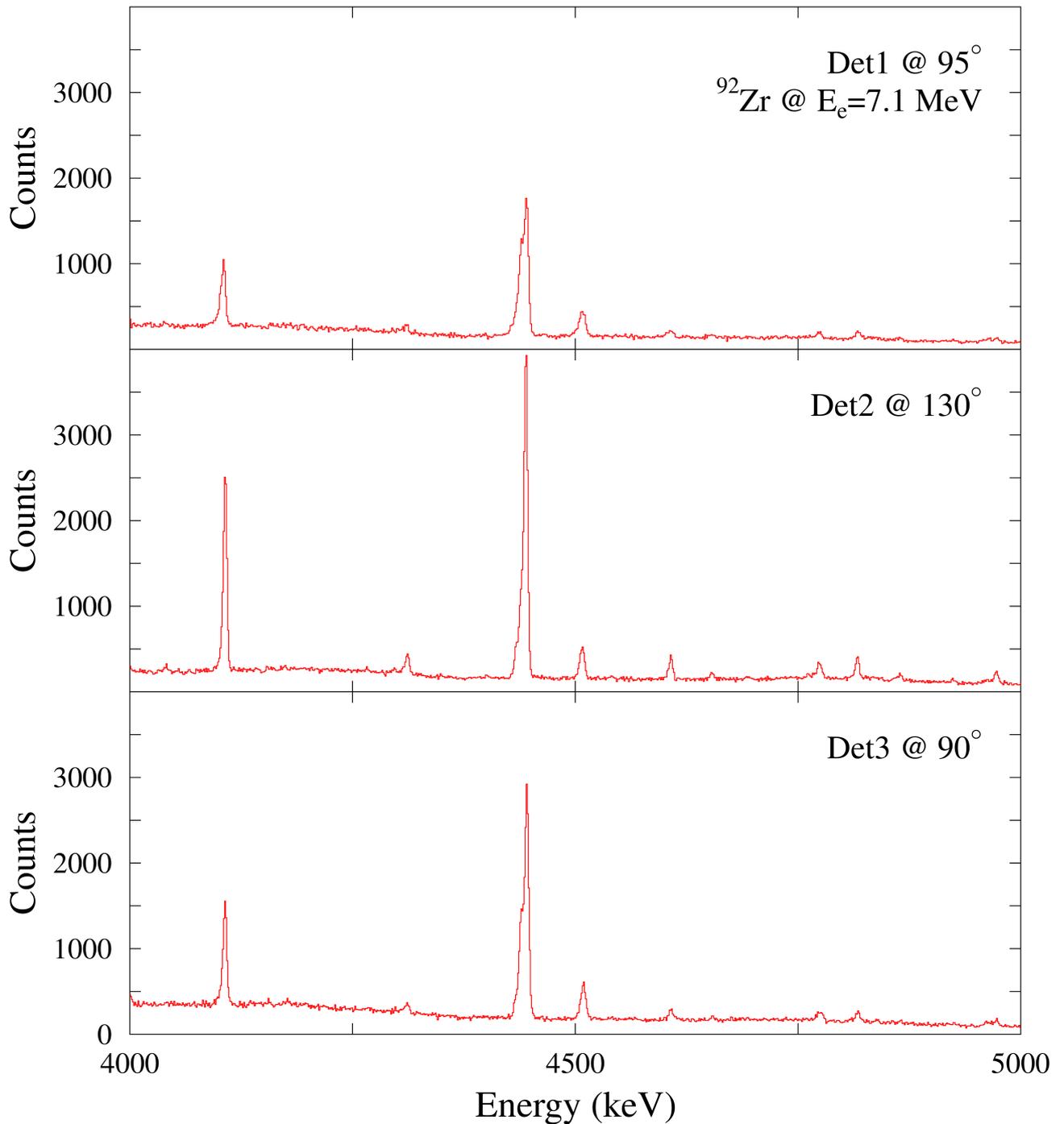
-
- [Wern04] V. Werner, Dissertation, *Proton-neutron symmetry at the limits of collectivity*, Universität zu Köln (2004)
- [Wilh96] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges und P. von Brentano, Phys. Rev. C **54**, R449 (1996)
- [Wilh98] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 577 (1998)
- [Woos02] S.E. Woosley, A. Heger und T.A. Weaver, Rev. of Mod. Phys. **74**, 1015 (2002)
- [Yang15] Yang Dong und Huo Junde, Nuclear Data Sheets **128**, 185 (2015)
- [Zilg02] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr *et al.*, Phys. Lett. B **542**, 43 (2002)
- [Zwei11] M. Zweidinger, Masterthesis, *Photonenstreuung am Kern ^{96}Zr* , TU Darmstadt, unveröffentlicht (2011)
- [Zwei16] M. Zweidinger, J. Beller, S.W. Finch, M. Fritzsche, J. Isaak *et al.*, *in Vorbereitung*

A Aufgenommene Spektren der Messungen am Isotop ^{92}Zr

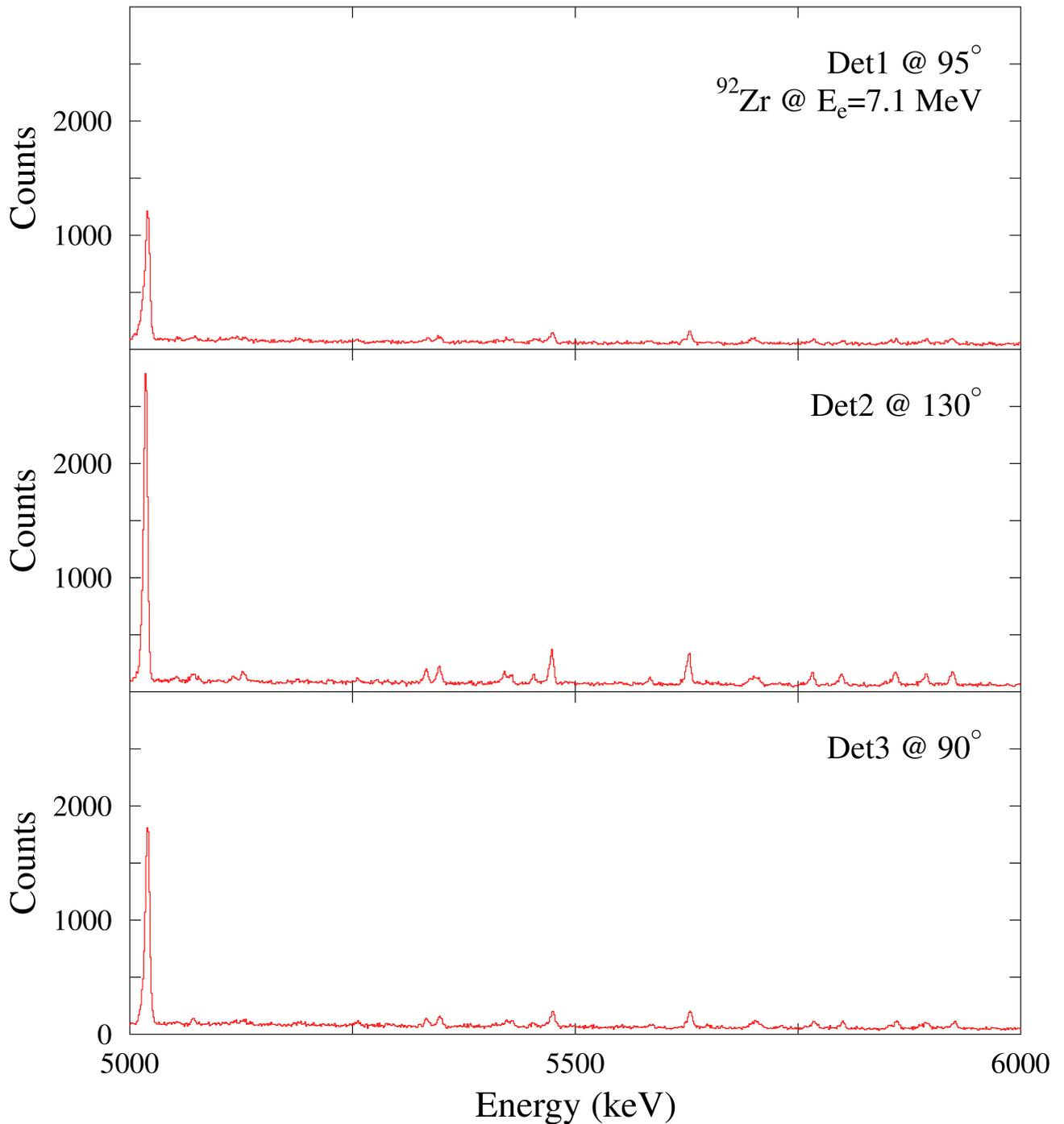
In diesem Teil des Anhangs finden sich die Spektren des Isotops ^{92}Zr , die bei den KRF Experimenten an DHIPS und HI γ S aufgenommen wurden. Die aus Darmstadt stammenden Spektren beginnen dabei im Energiebereich des ersten dipolangeregten Zustands. Bei den an der High Intensity γ -ray Source aufgenommenen Spektren ist zu beachten, dass diese in nicht aufbereiteter Form vorliegen. Zur Auswertung wurden jedoch zwei Kanäle zu einem zusammengefasst, um schwache Übergänge besser vom Untergrund trennen zu können. Daher kann es vorkommen, dass in den Tabellen im Ergebnisteil dieser Arbeit Zustände aufgelistet sind, die in den hier gezeigten Spektren kaum zu erkennen sind.



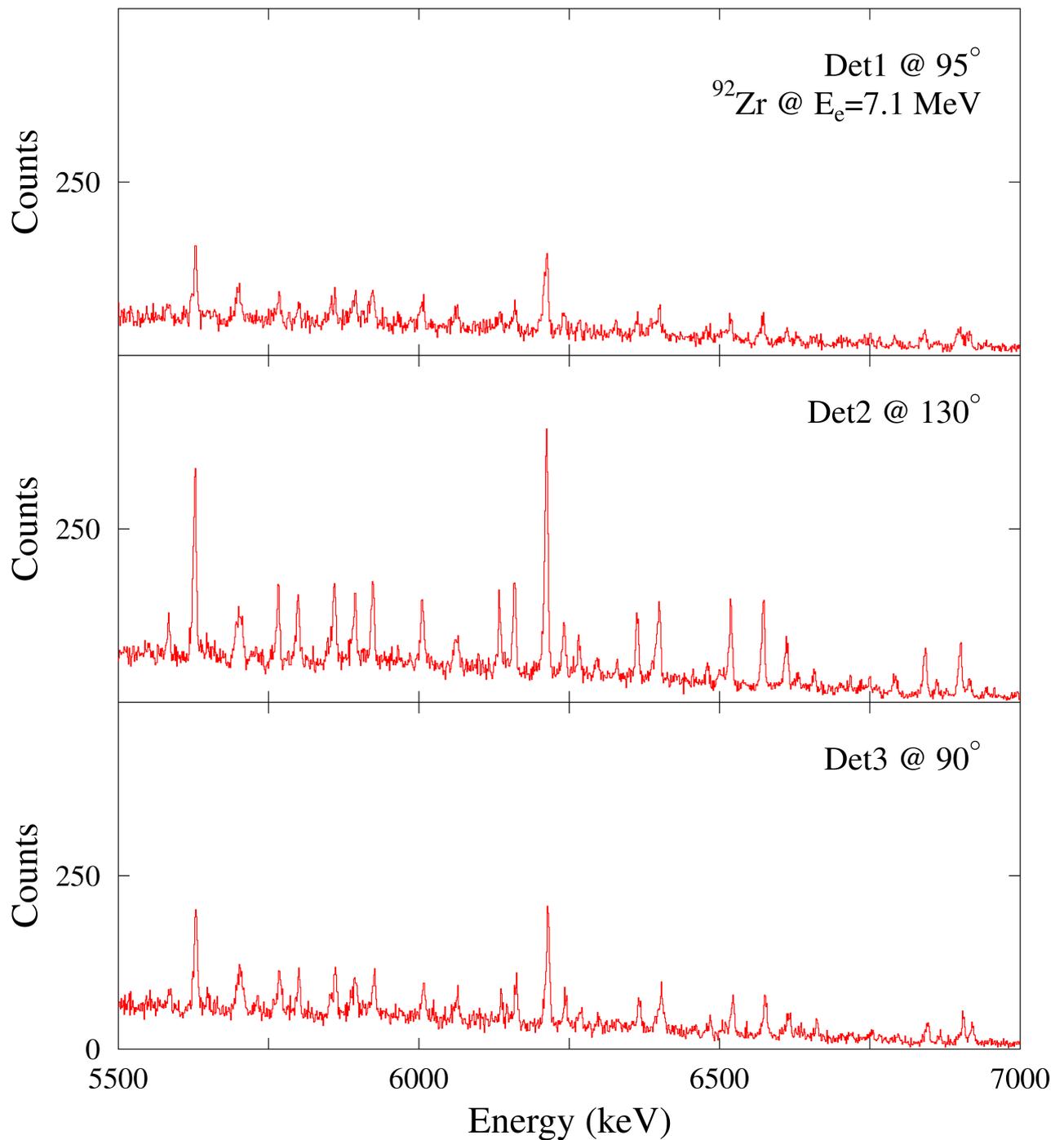
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 3 und 4 MeV der Messung mit Endpunktenergie 7.1 MeV am Kern ^{92}Zr .



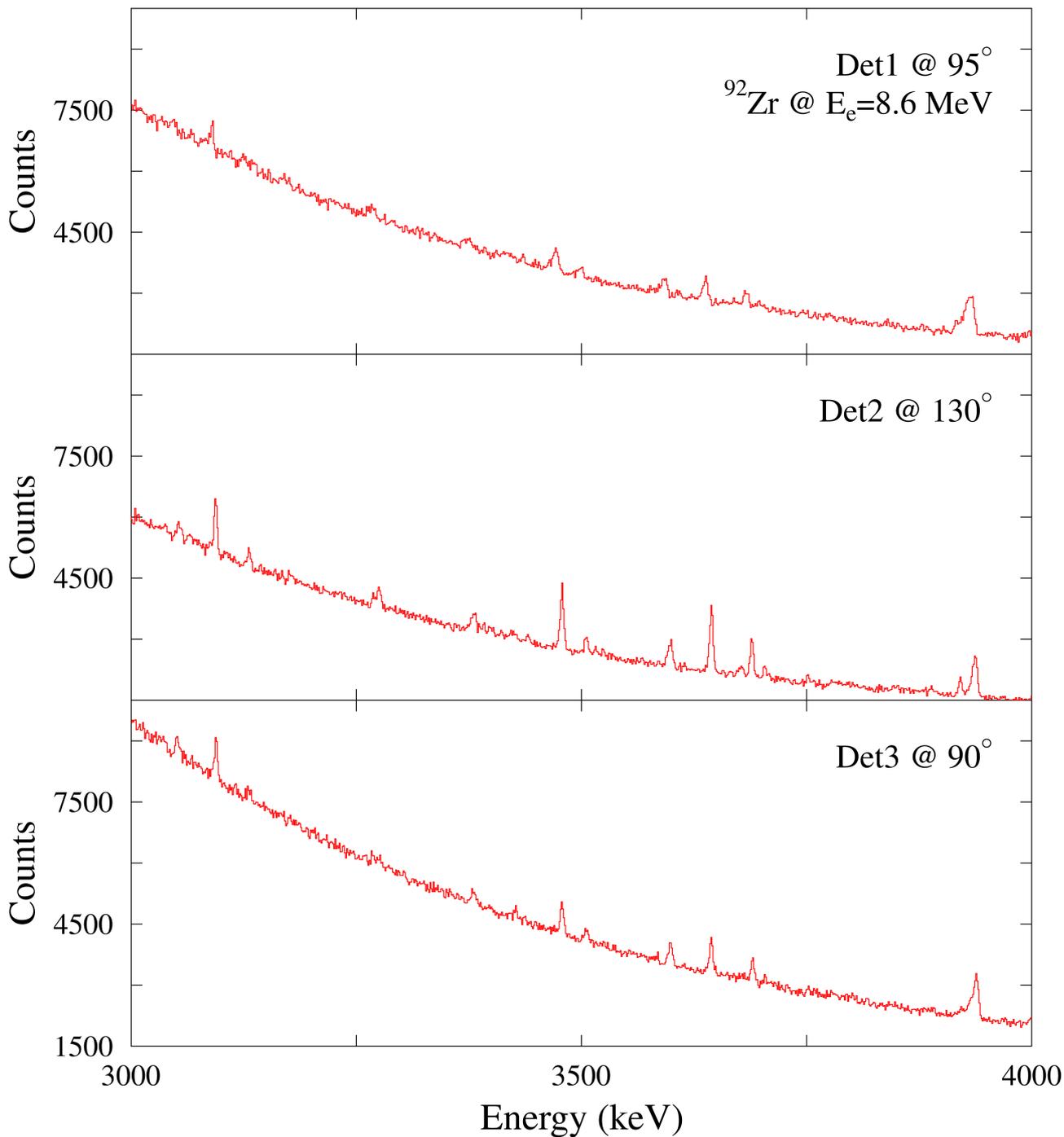
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 4 und 5 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 7.1 MeV am Kern ^{92}Zr . Der größte Peak stammt aus einer Überlagerung von Übergängen in den Kernen ^{11}B und ^{12}C .



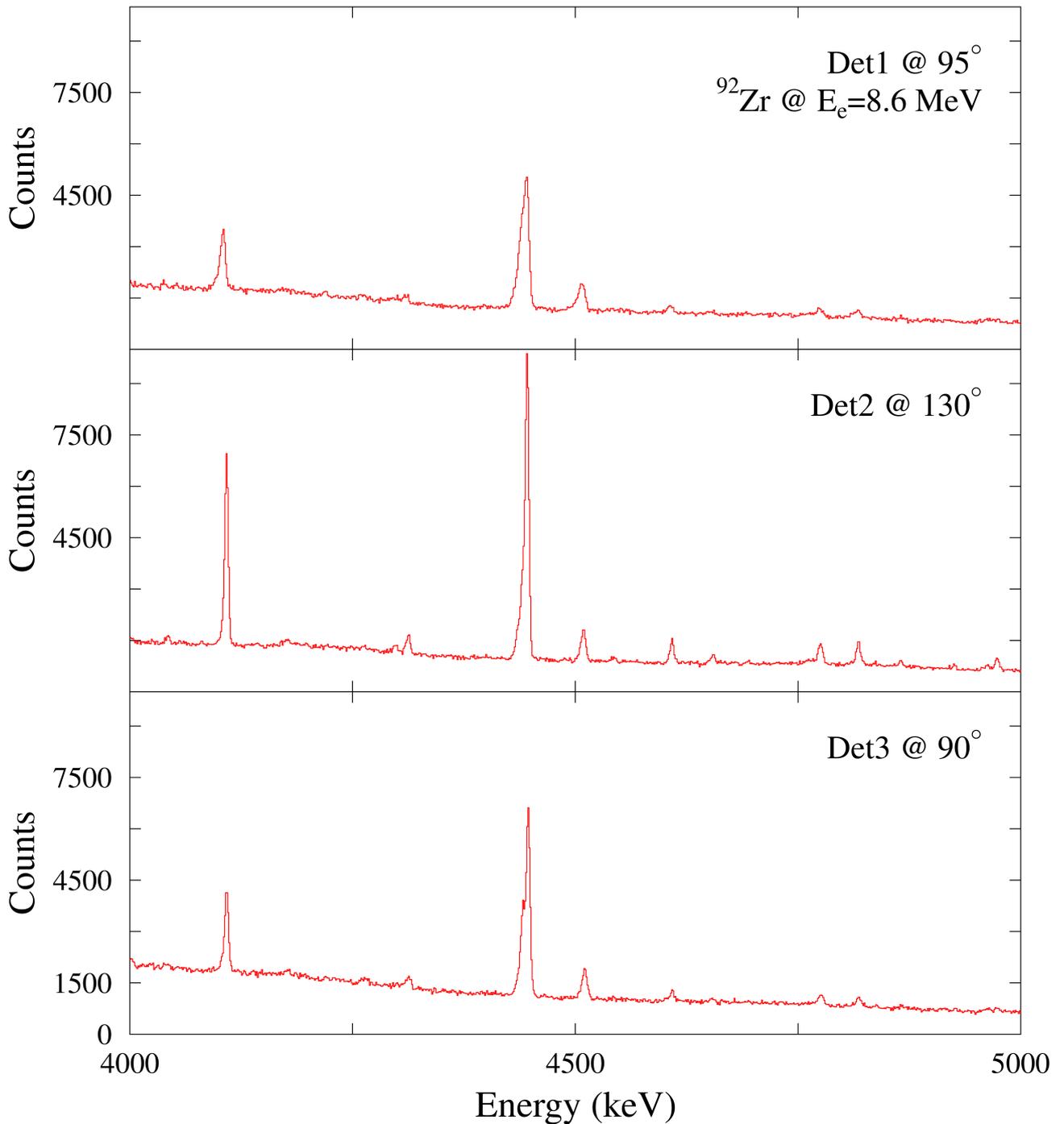
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 5 und 6 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 7.1 MeV am Kern ^{92}Zr . Der stärkste Übergang stammt aus dem Kalibrierungsstandard ^{11}B .



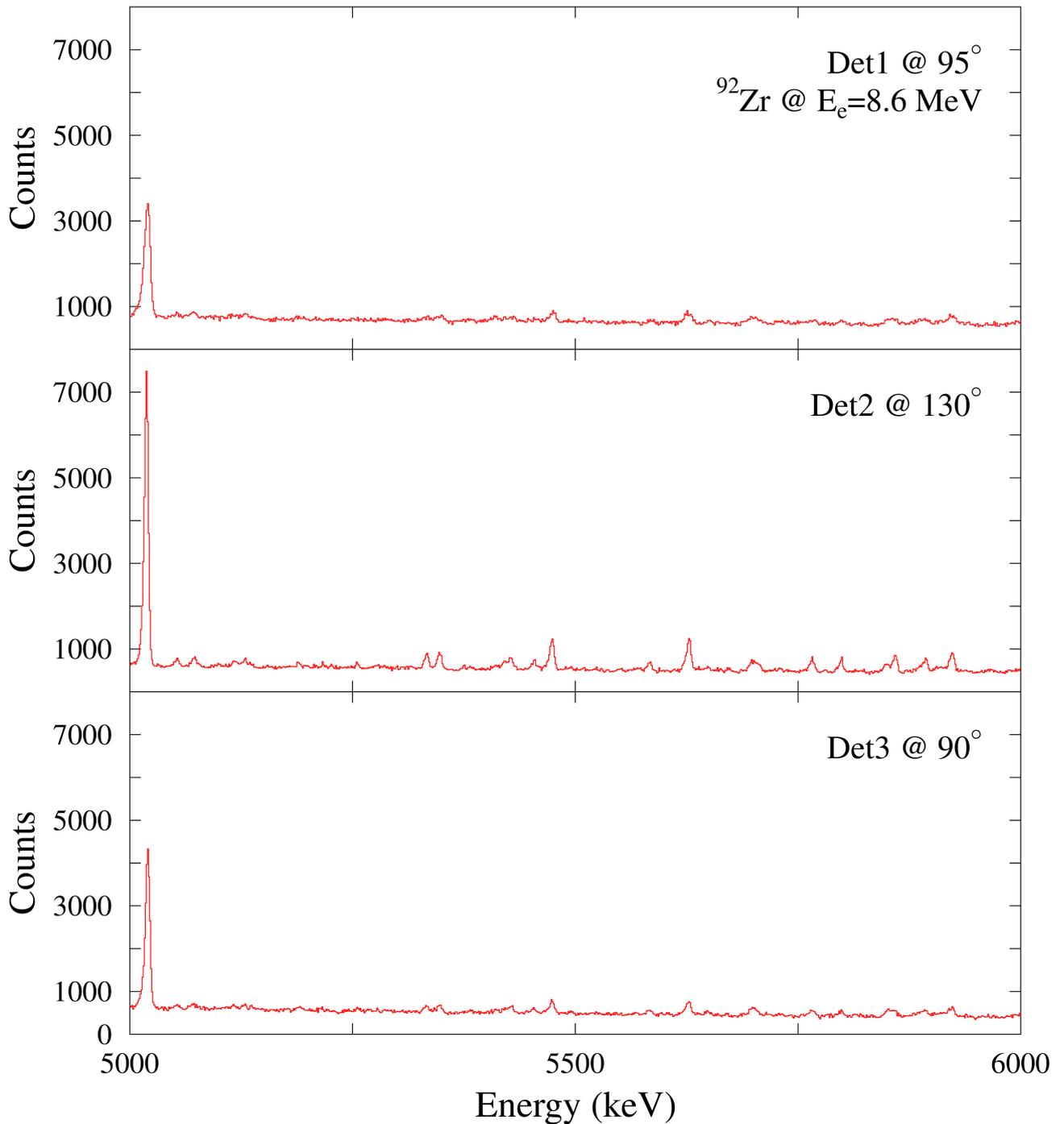
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 5.5 und 7 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 7.1 MeV am Kern ^{92}Zr .



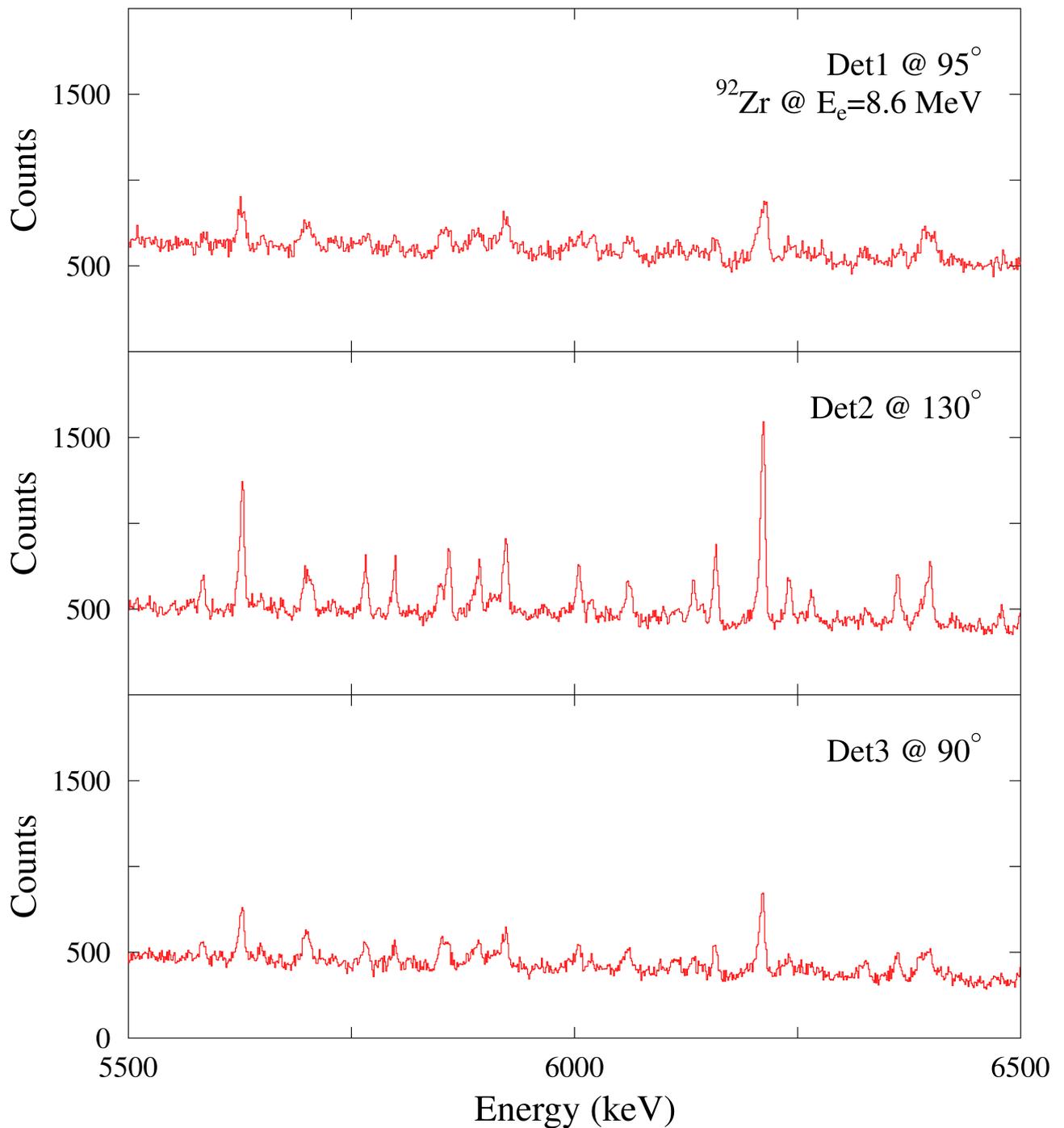
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 3 und 4 MeV der Messung mit Endpunktenergie 8.6 MeV am Kern ^{92}Zr .



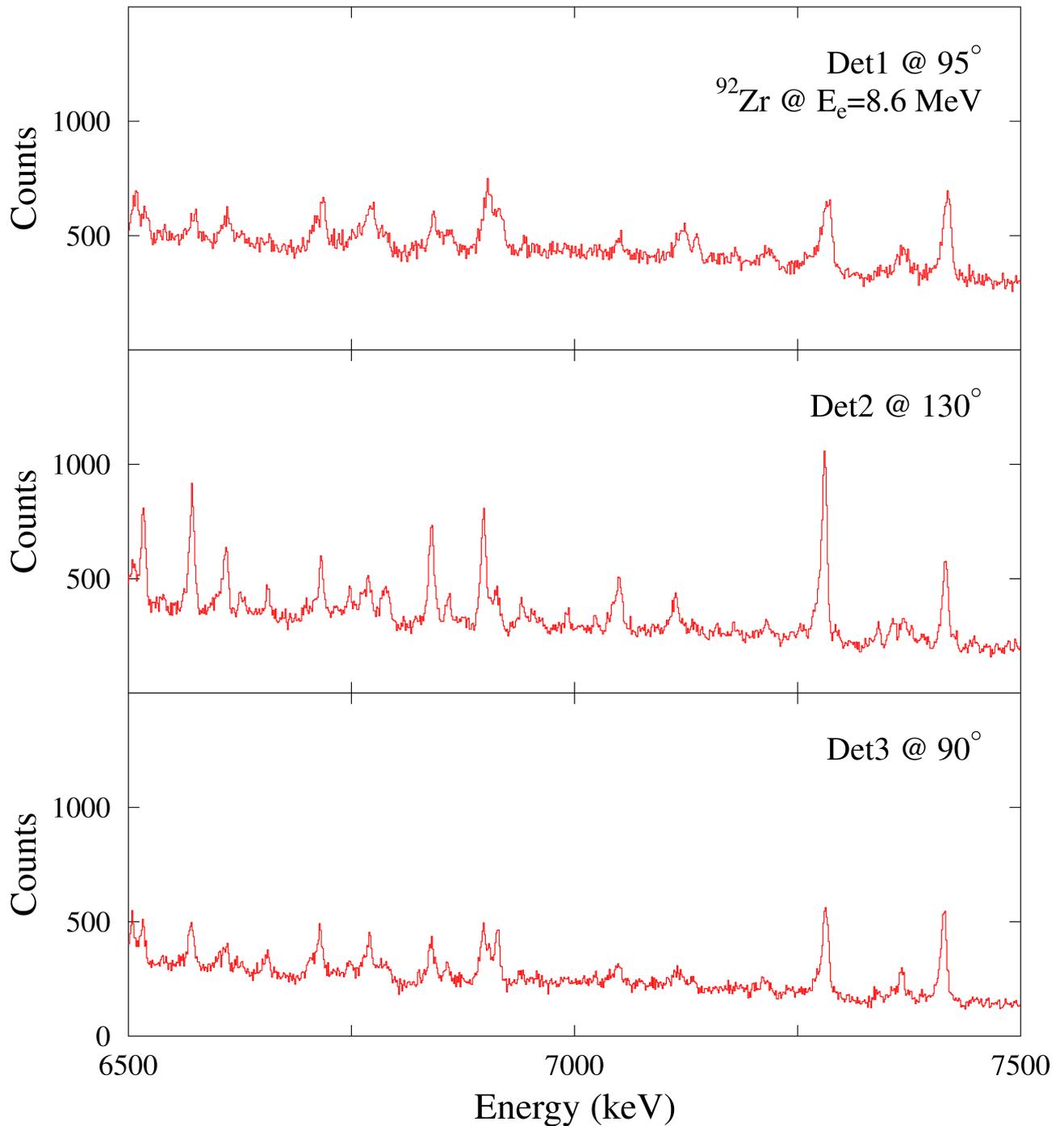
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 4 und 5 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.6 MeV am Kern ^{92}Zr . Der größte Peak stammt aus einer Überlagerung von Übergängen in den Kernen ^{11}B und ^{12}C .



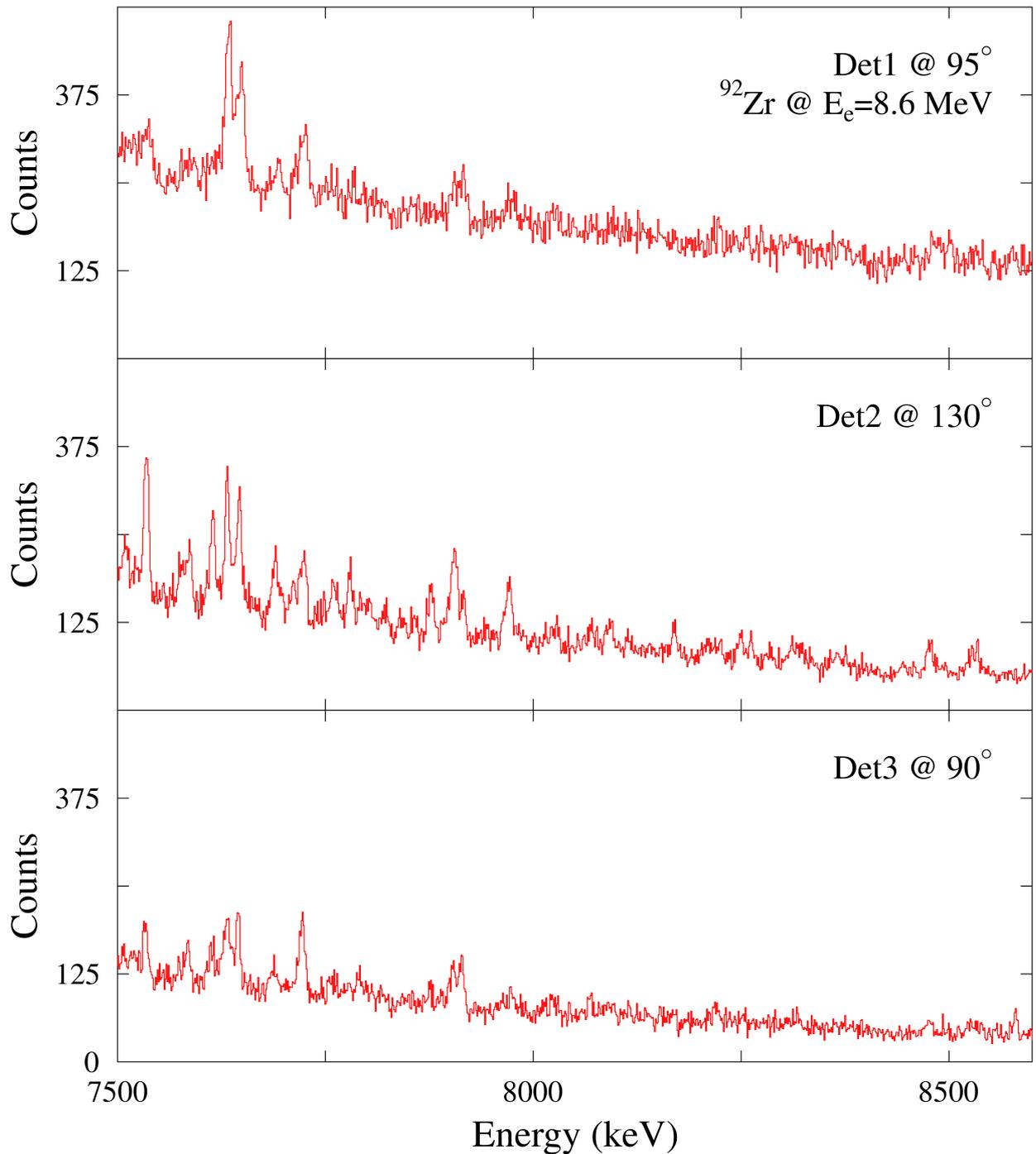
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 5 und 6 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.6 MeV am Kern ^{92}Zr . Der stärkste Übergang stammt aus dem Kalibrierungsstandard ^{11}B .



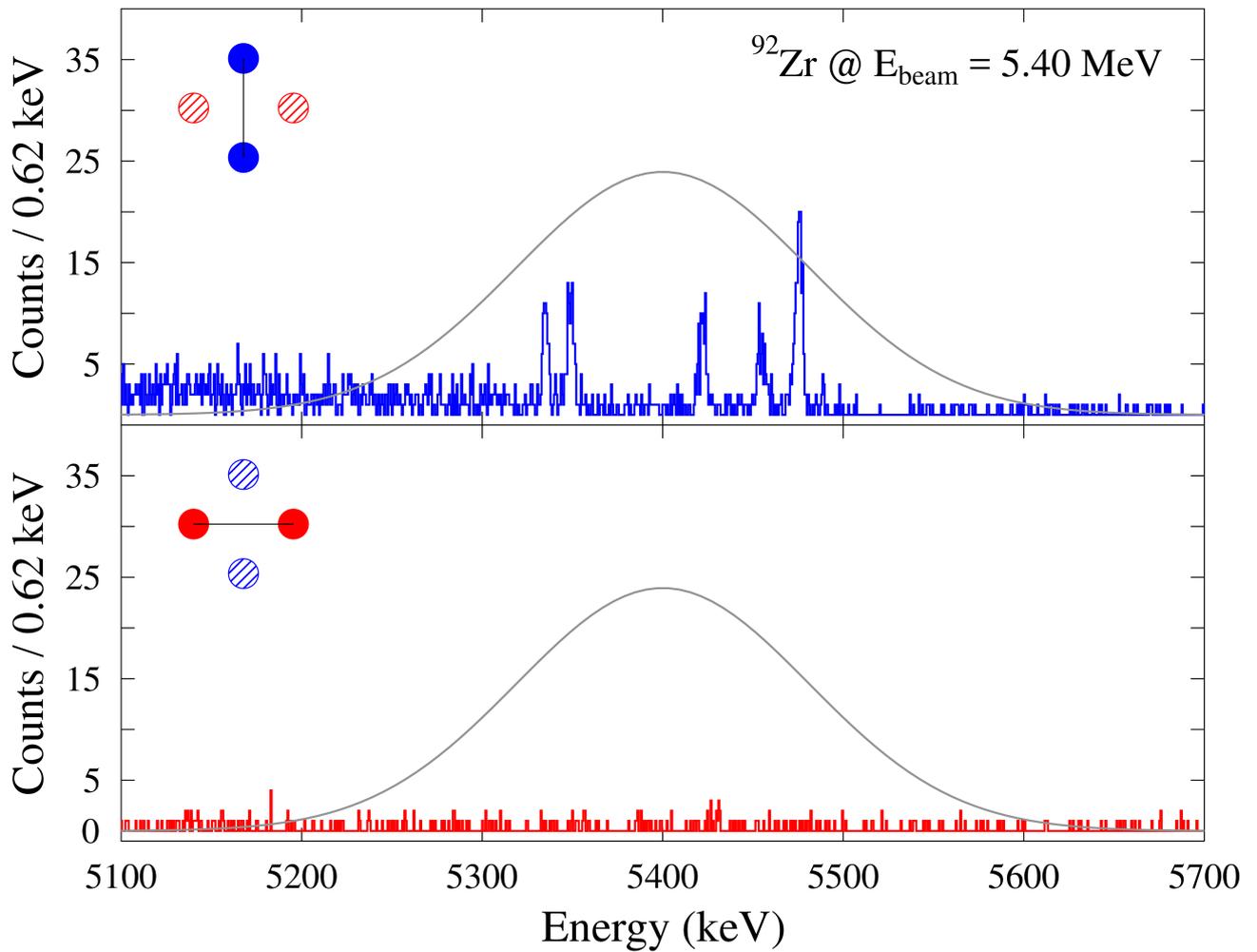
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 5.5 und 6.5 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.6 MeV am Kern ^{92}Zr .



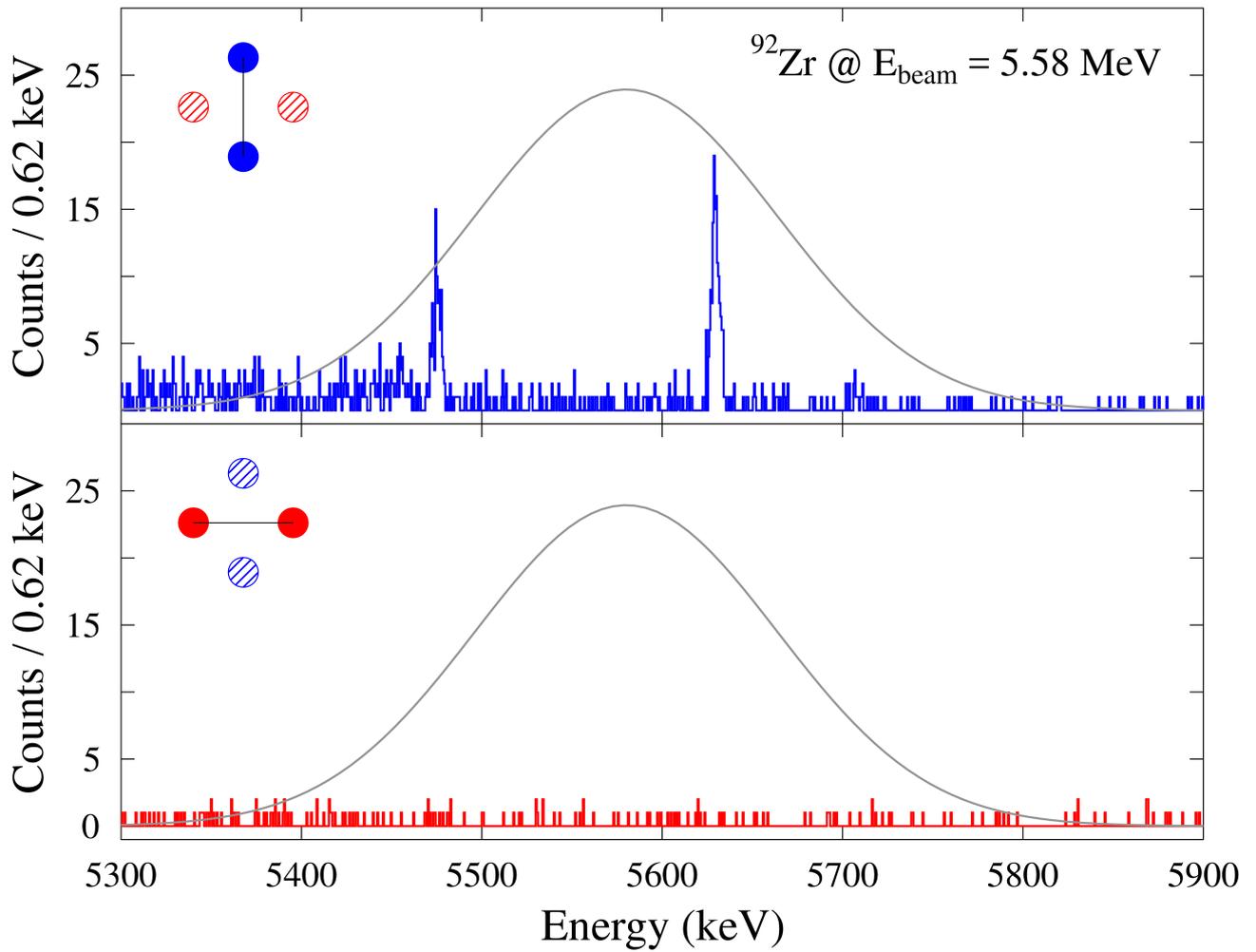
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 6.5 und 7.5 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.6 MeV am Kern ^{92}Zr .



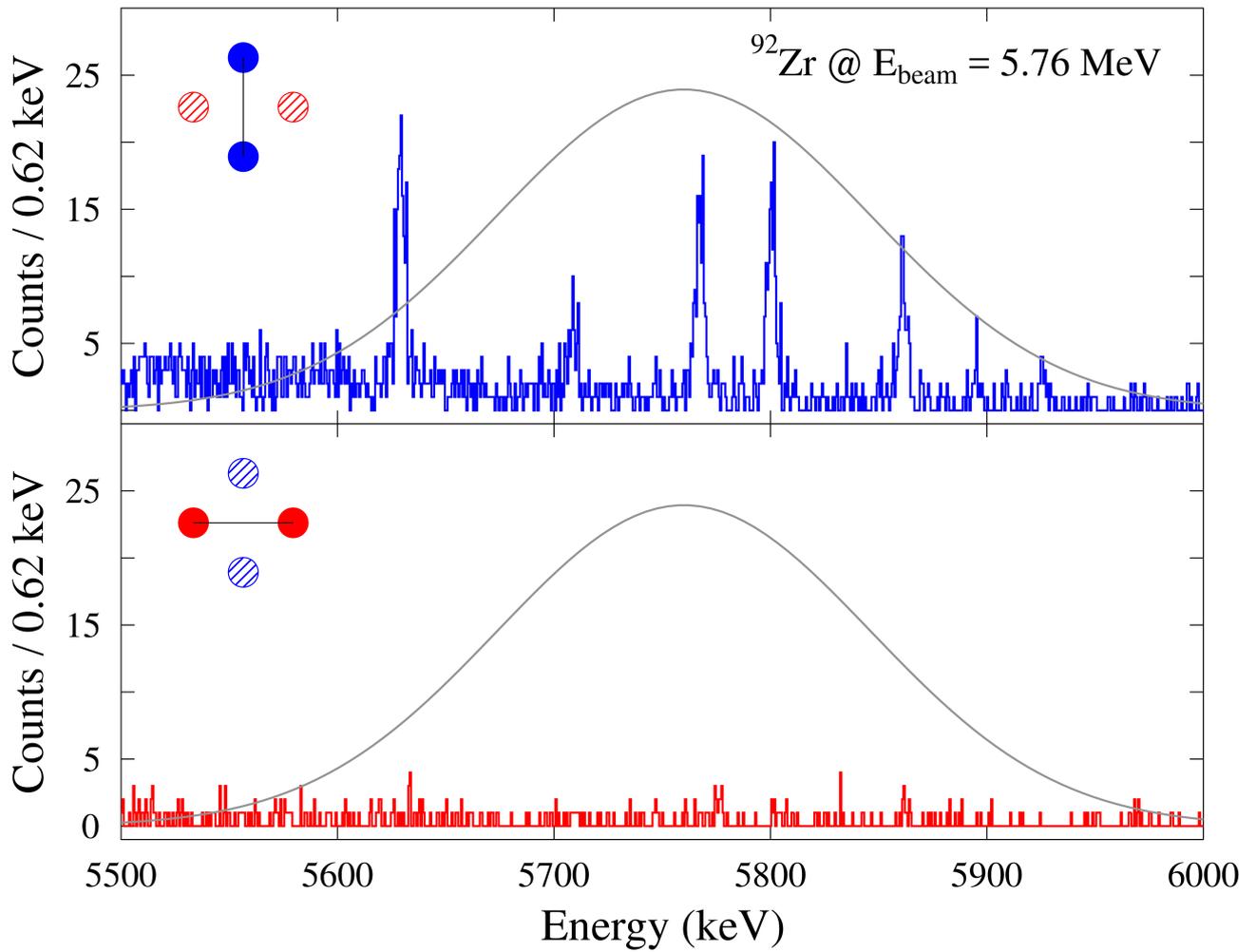
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 7.5 und 8.6 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.6 MeV am Kern ^{92}Zr .



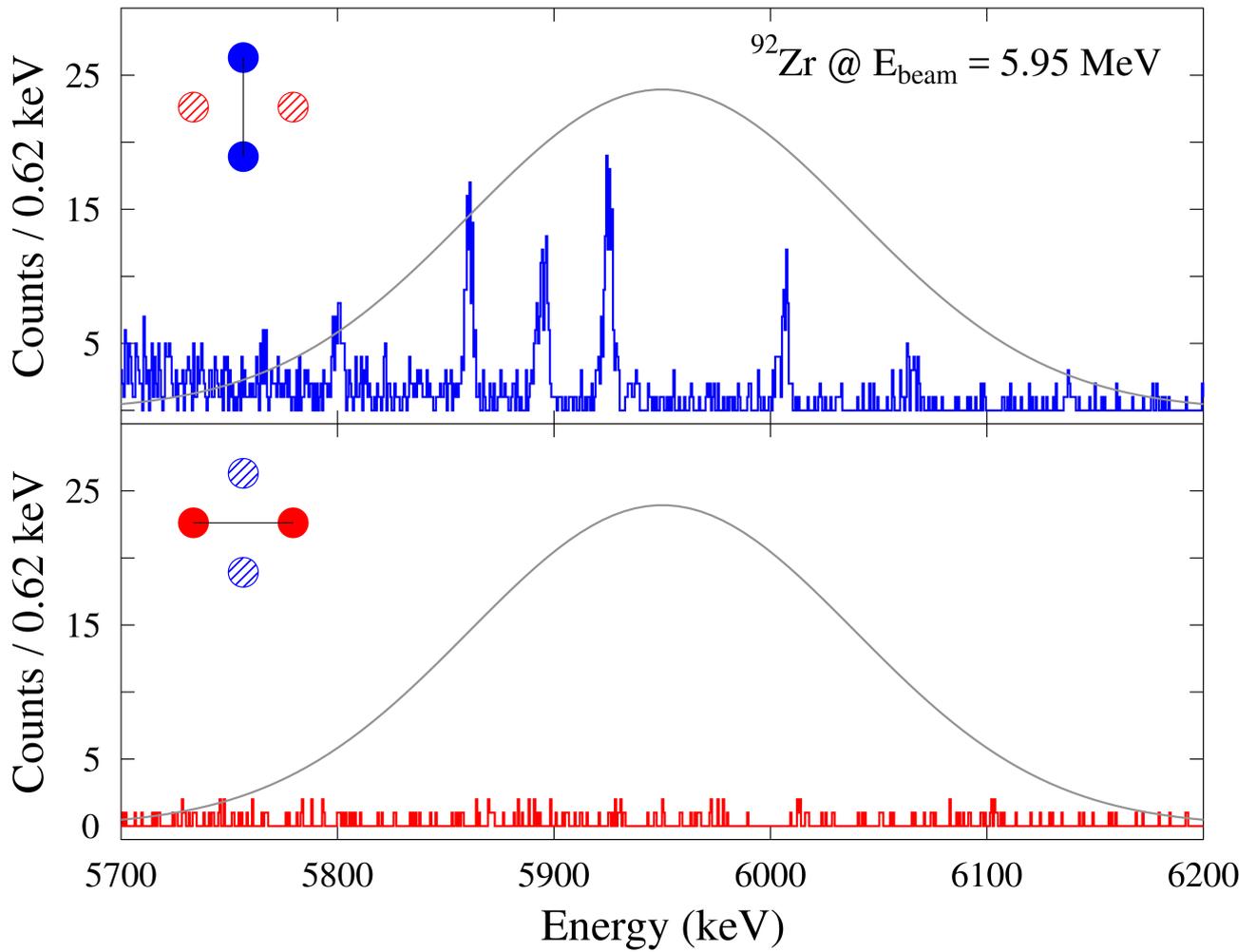
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.4 MeV.



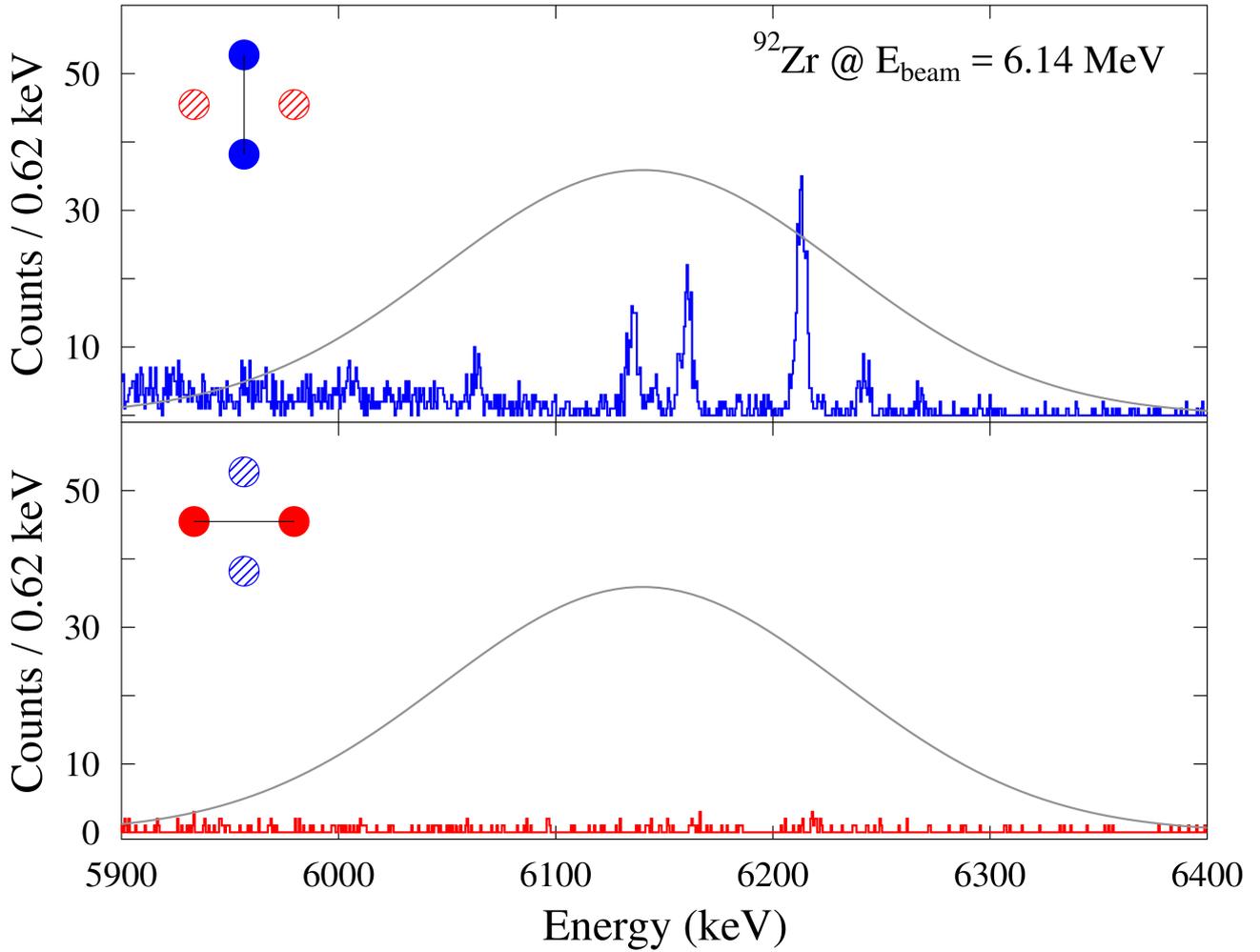
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationsenebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.58 MeV.



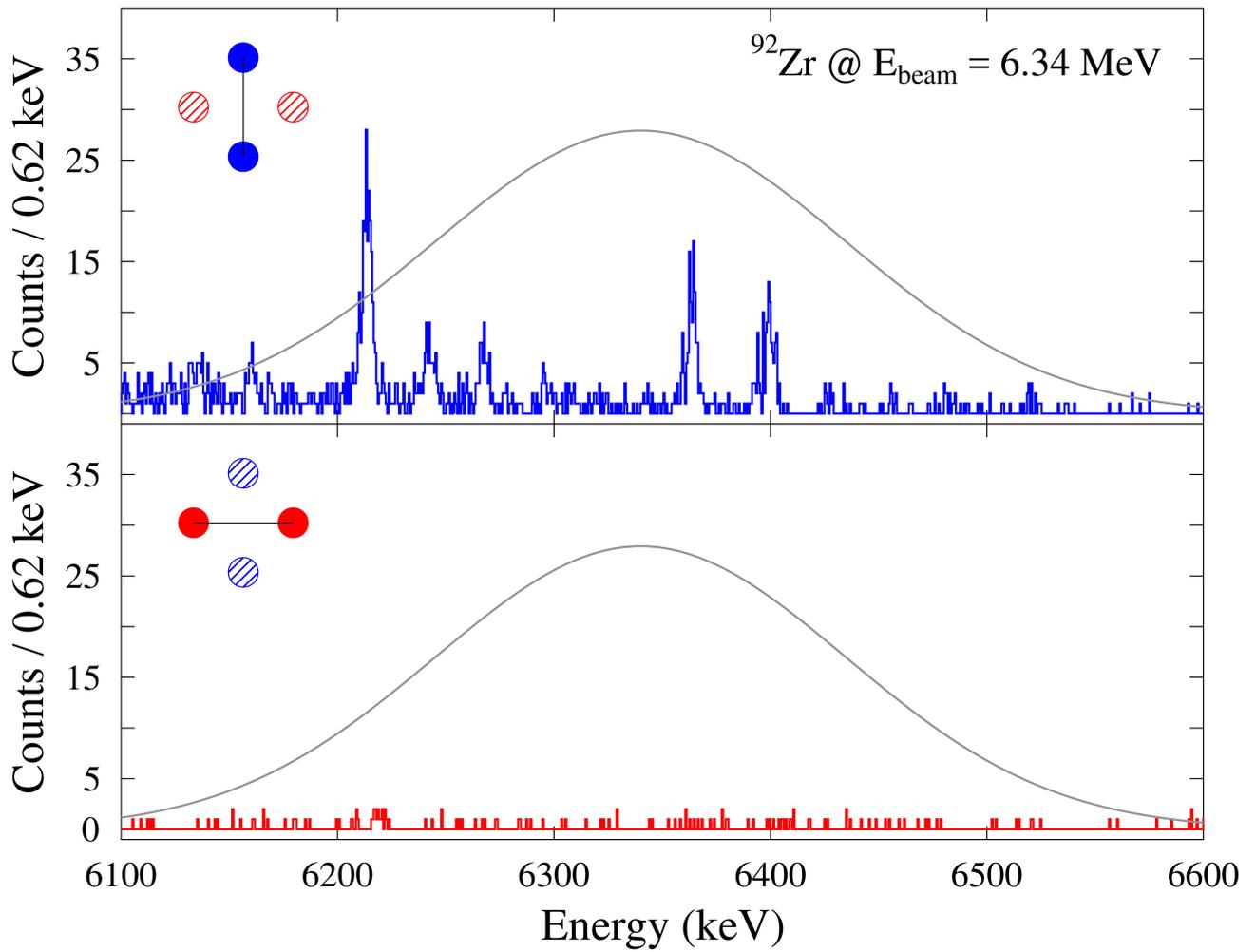
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.76 MeV.



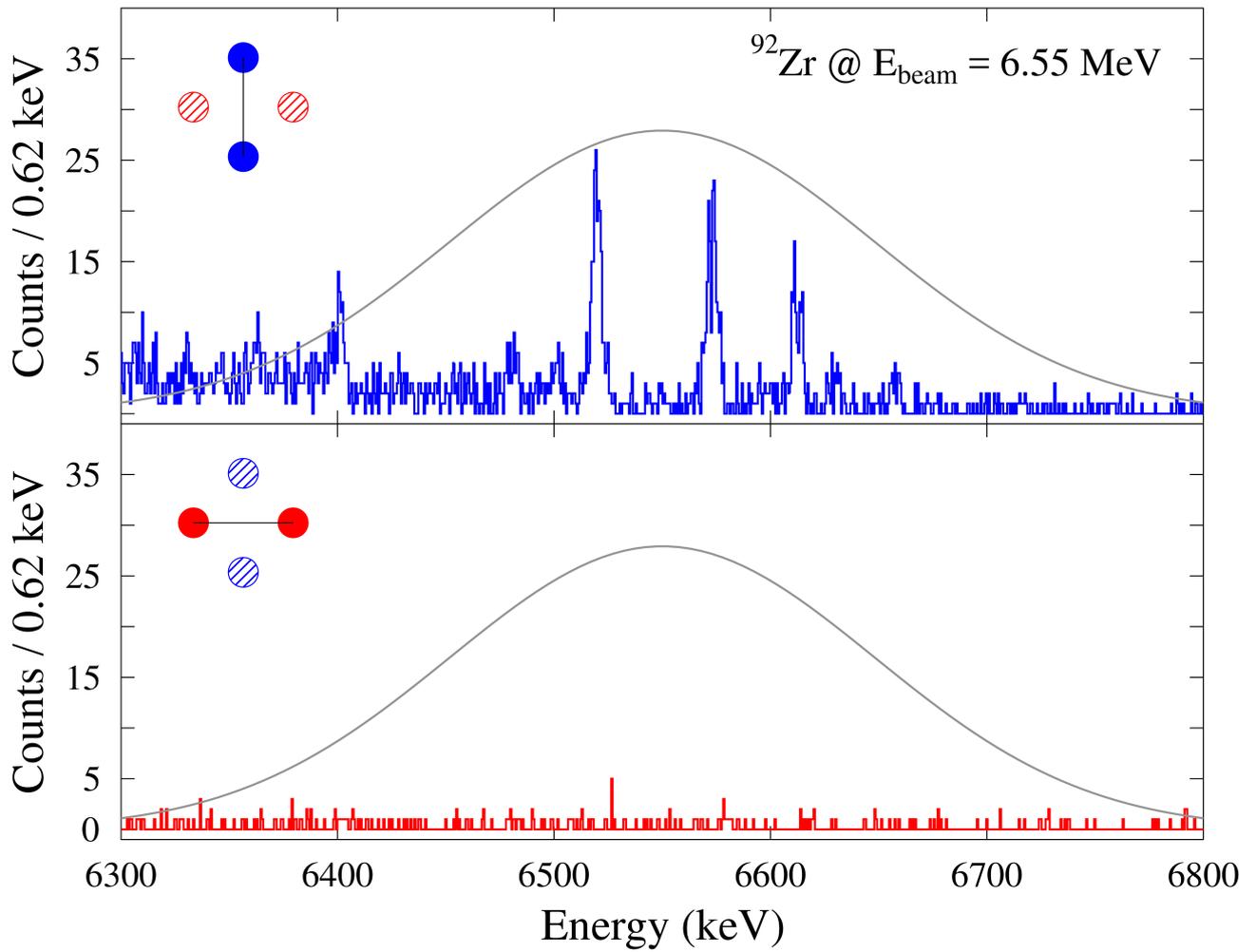
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.95 MeV.



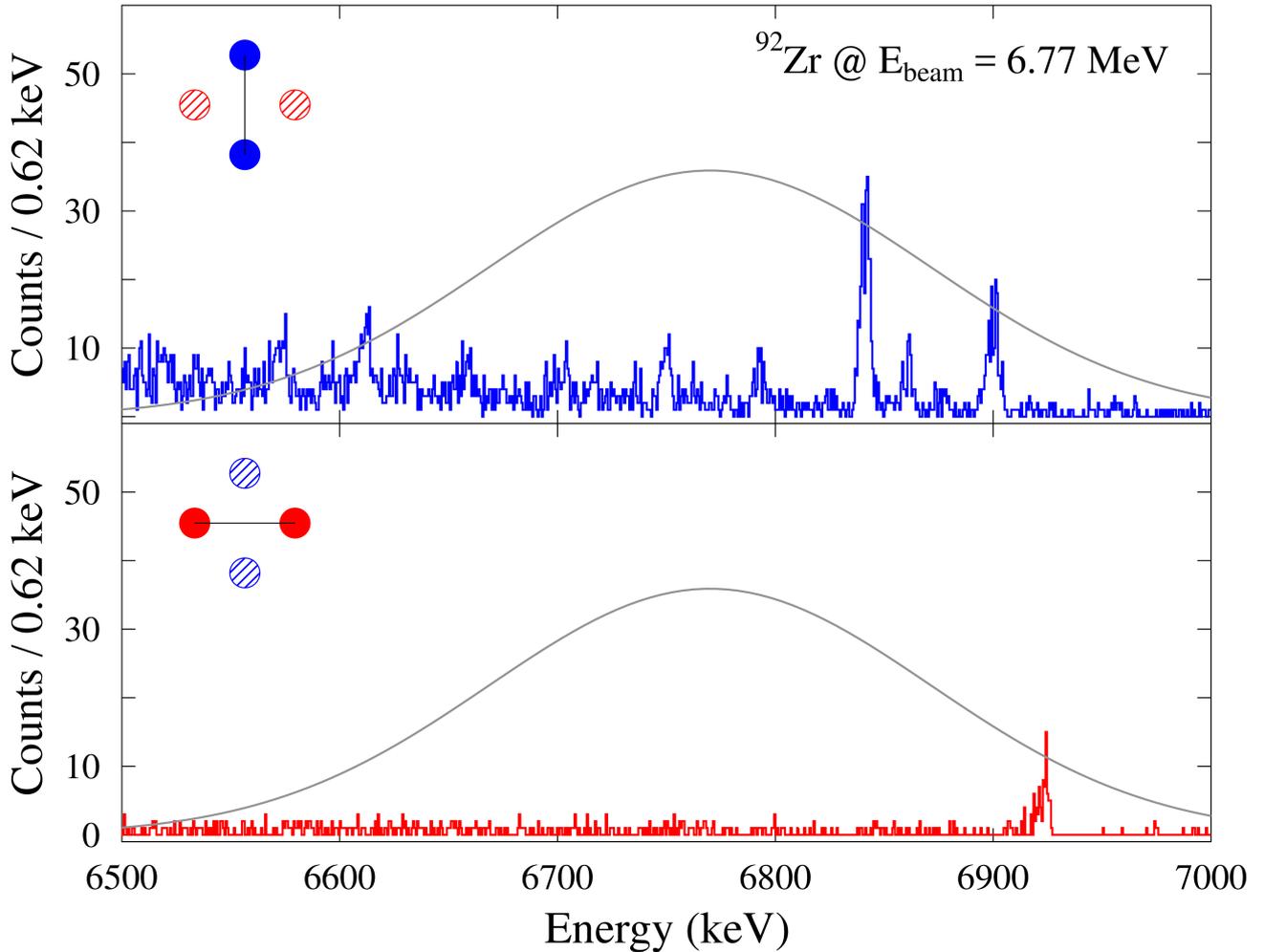
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.14 MeV.



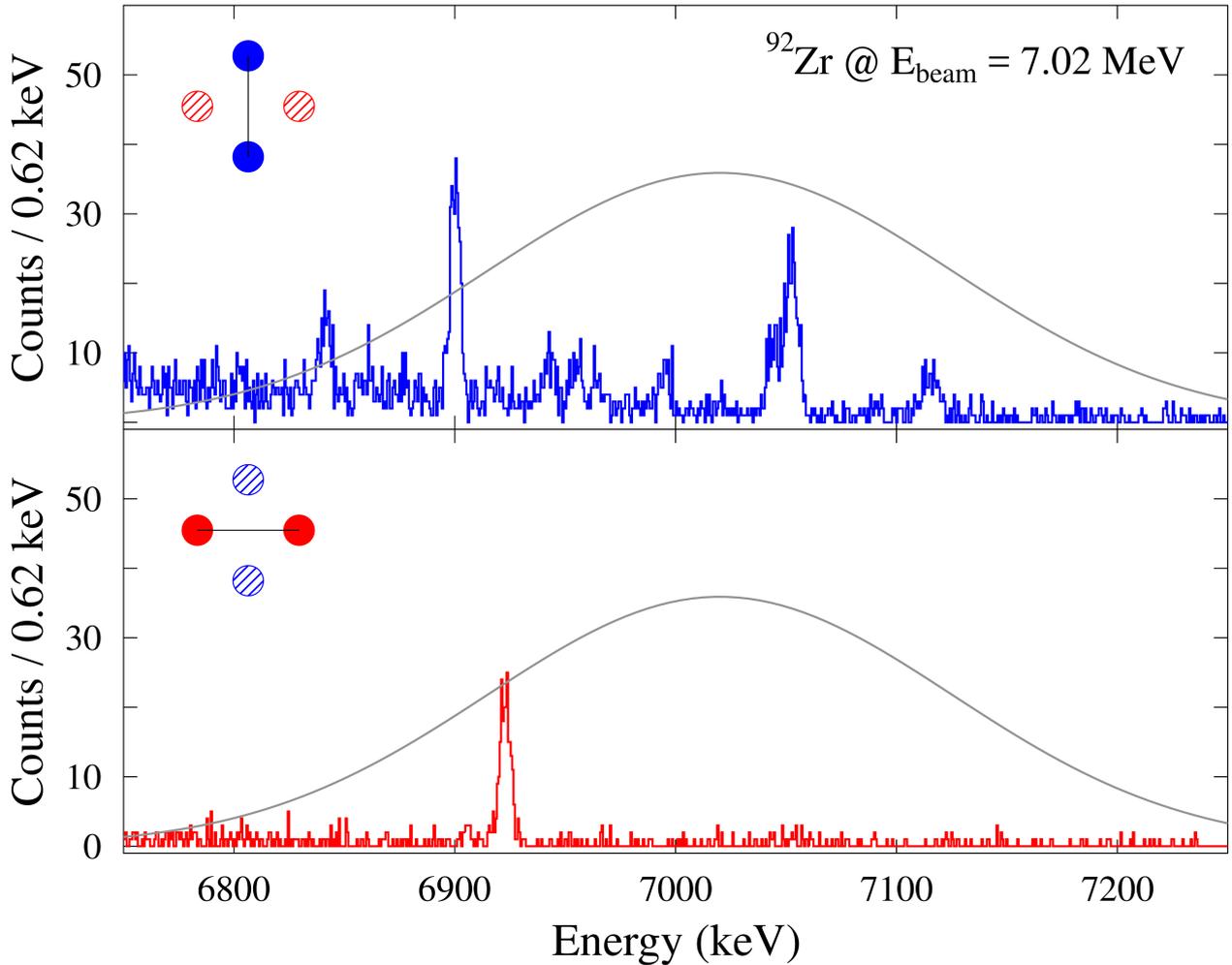
An HIγS gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.34 MeV.



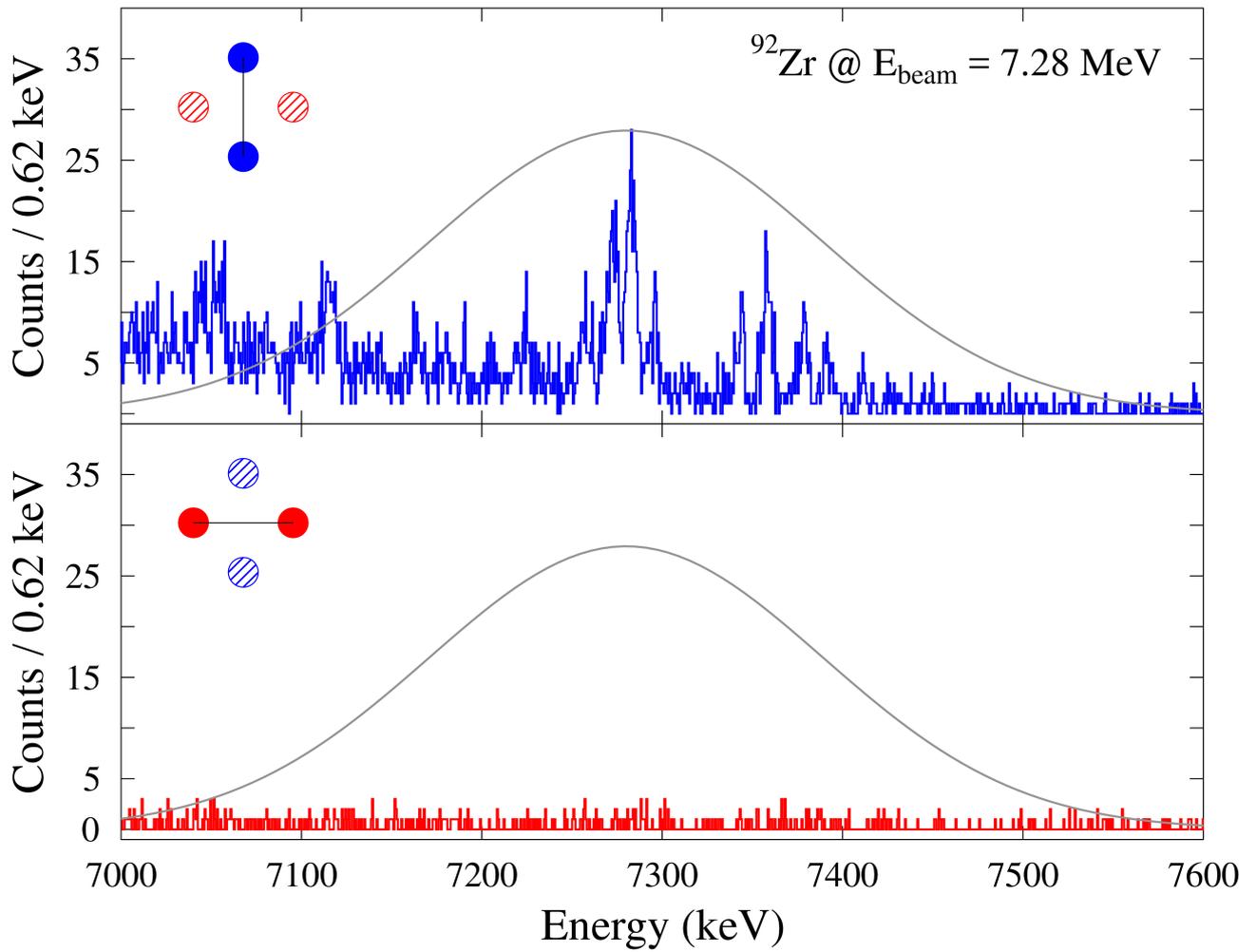
An $\text{HI}\gamma\text{S}$ gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.55 MeV.



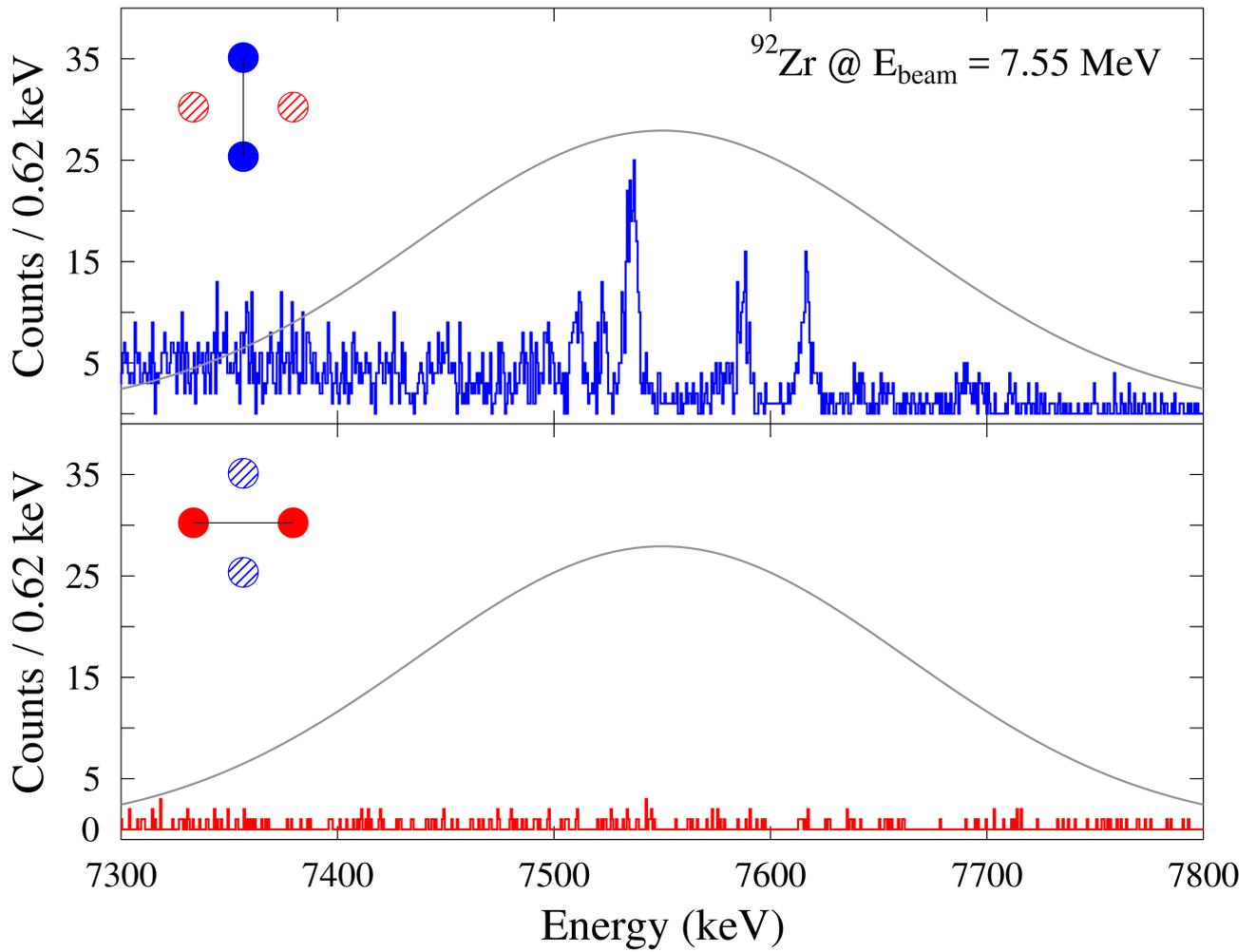
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.77 MeV. Der Peak bei einer Anregungsenergie von 6920 keV stammt von einem Grundzustandsübergang des 2_1^+ Zustands im ^{16}O .



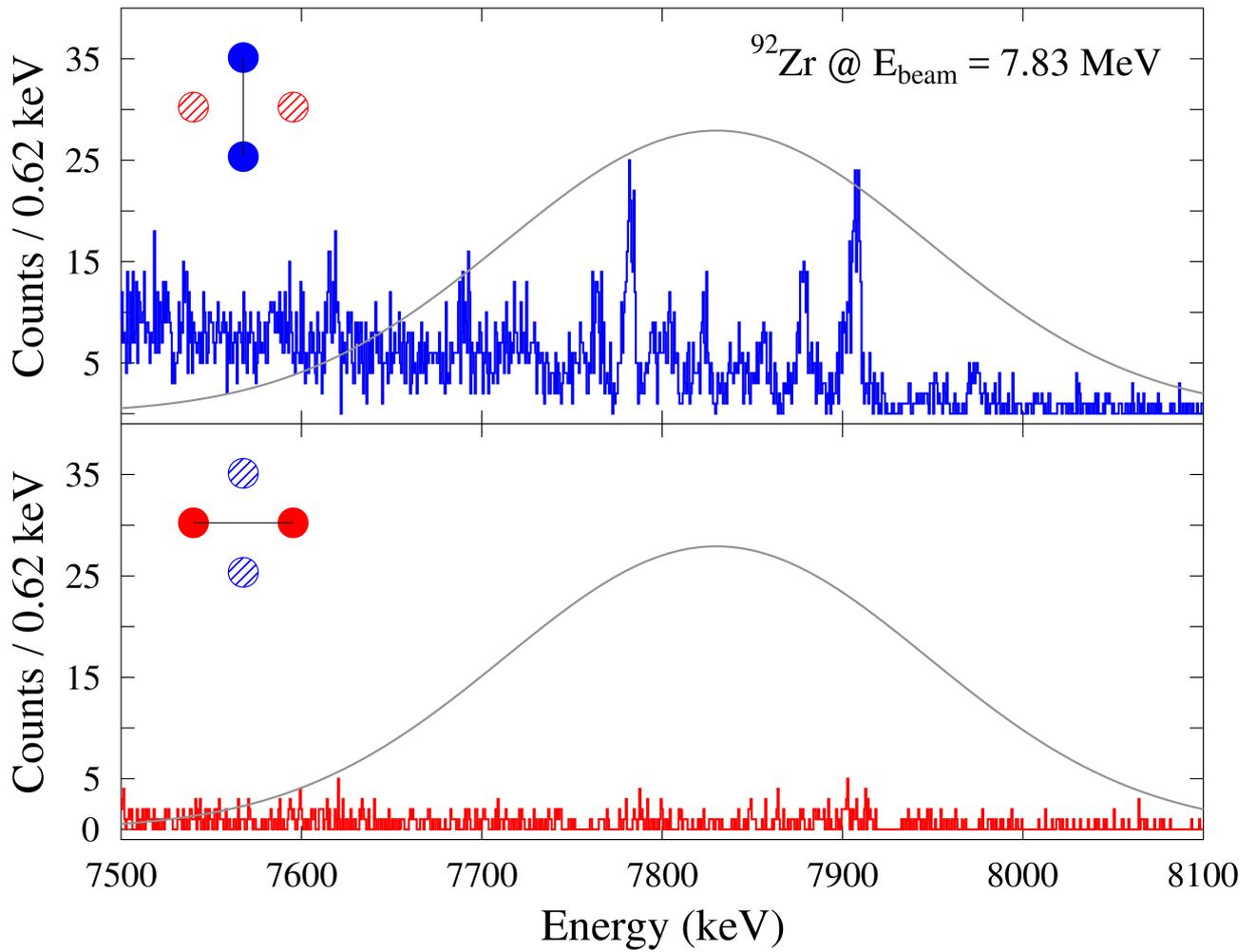
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 7.02 MeV. Der Peak bei einer Anregungsenergie von 6920 keV stammt von einem Grundzustandsübergang des 2_1^+ Zustands im ^{16}O .



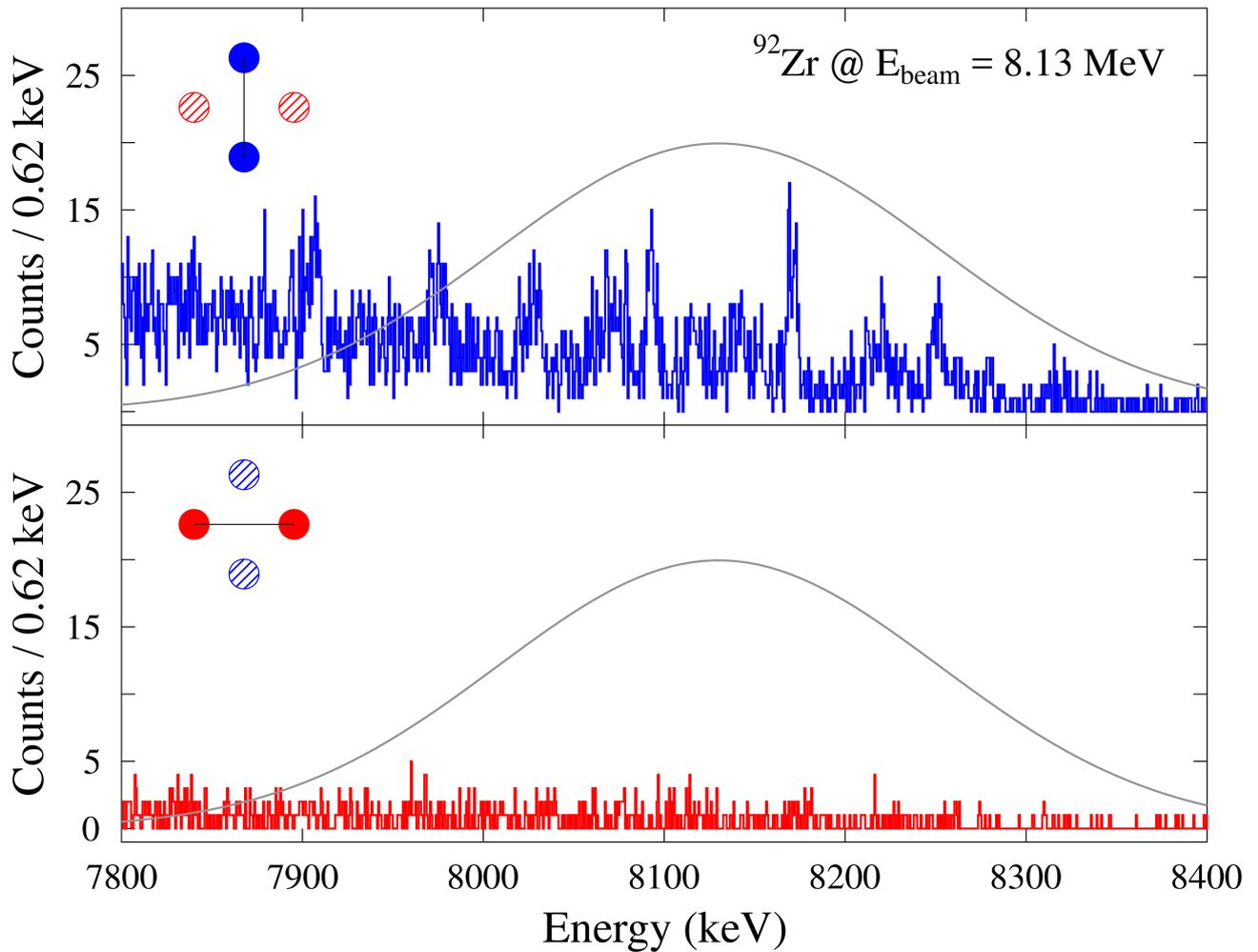
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 7.28 MeV.



An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 7.55 MeV.



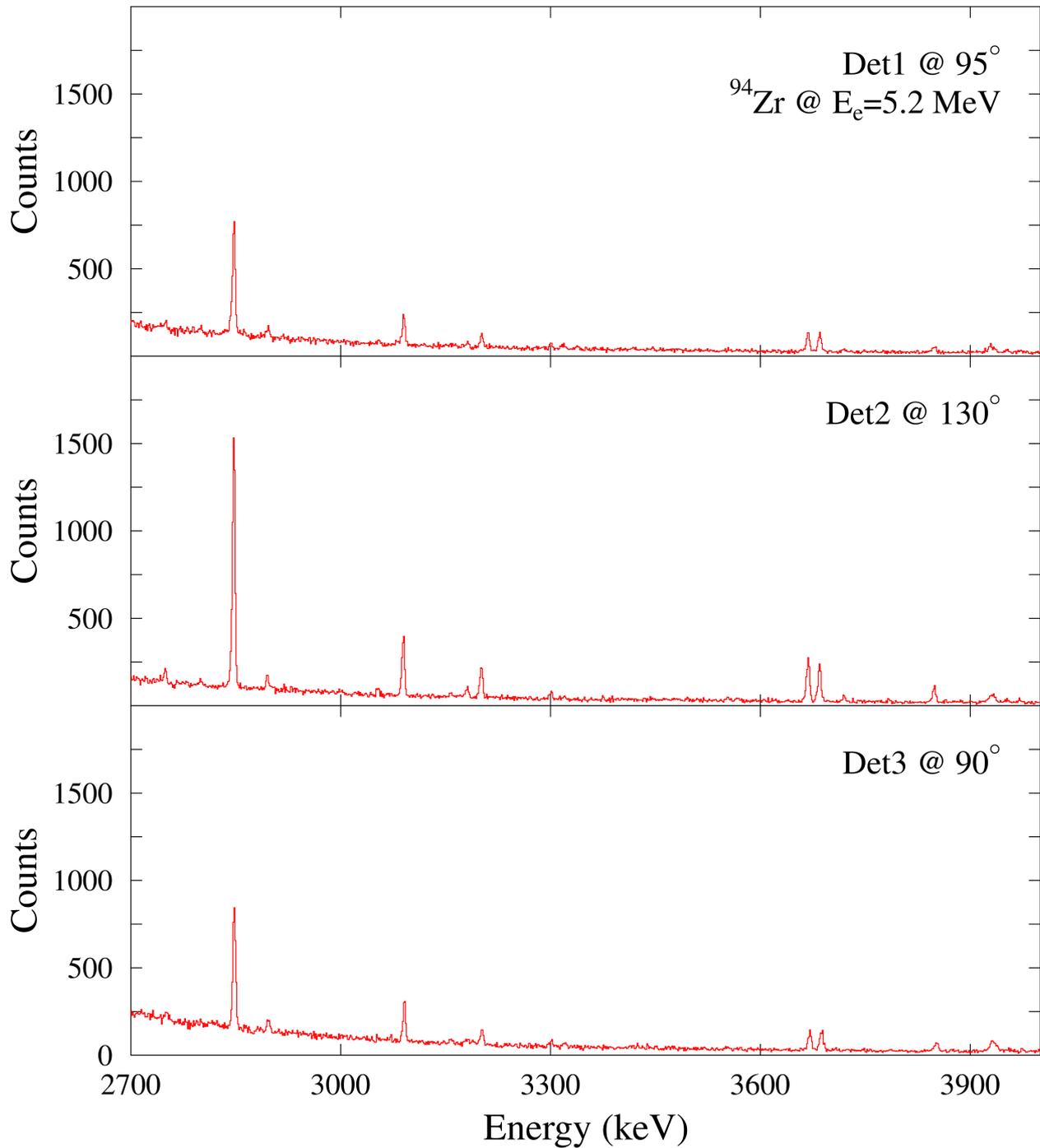
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 7.83 MeV.



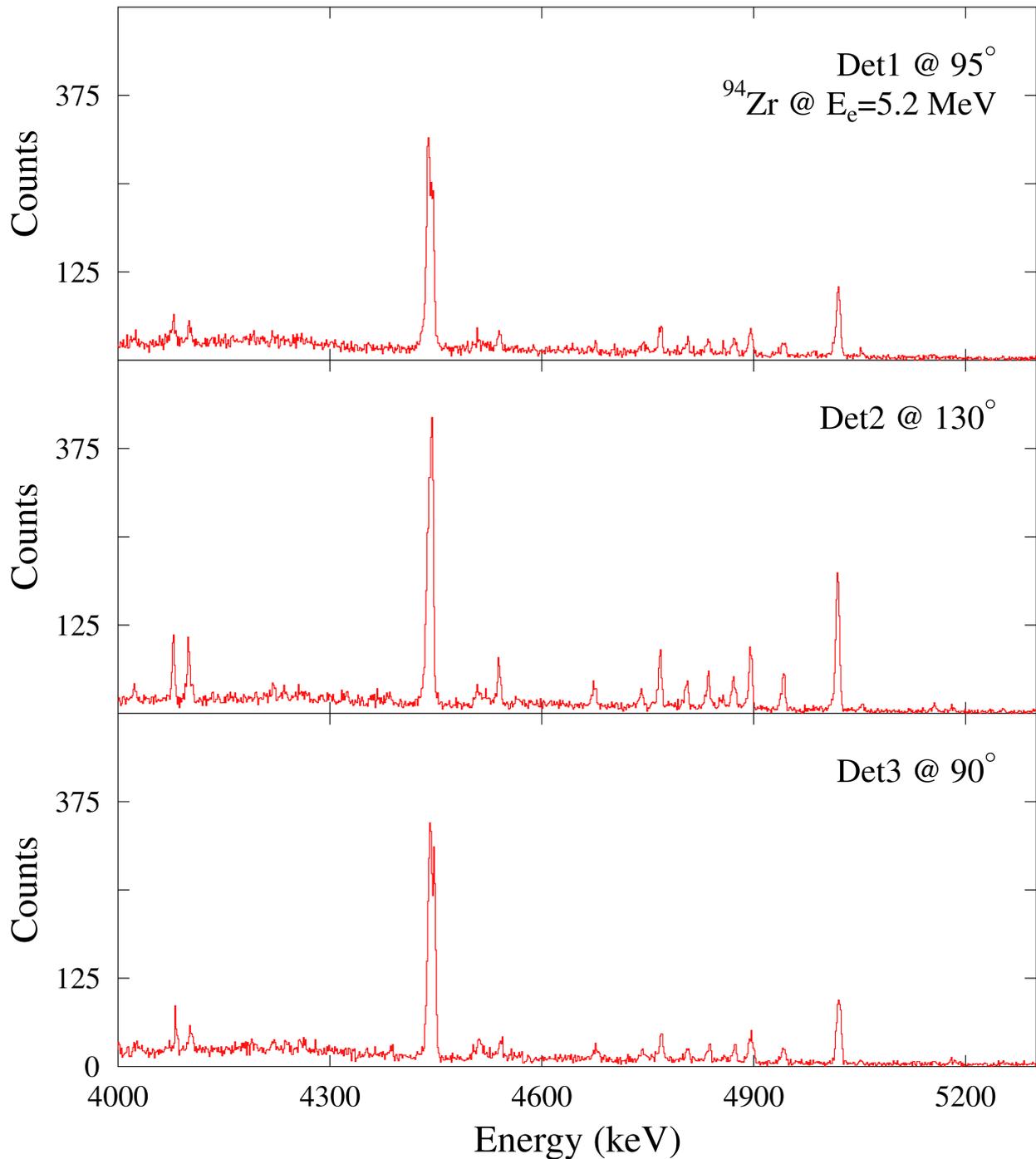
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 8.13 MeV.

B Aufgenommene Spektren der Messungen am Isotop ^{94}Zr

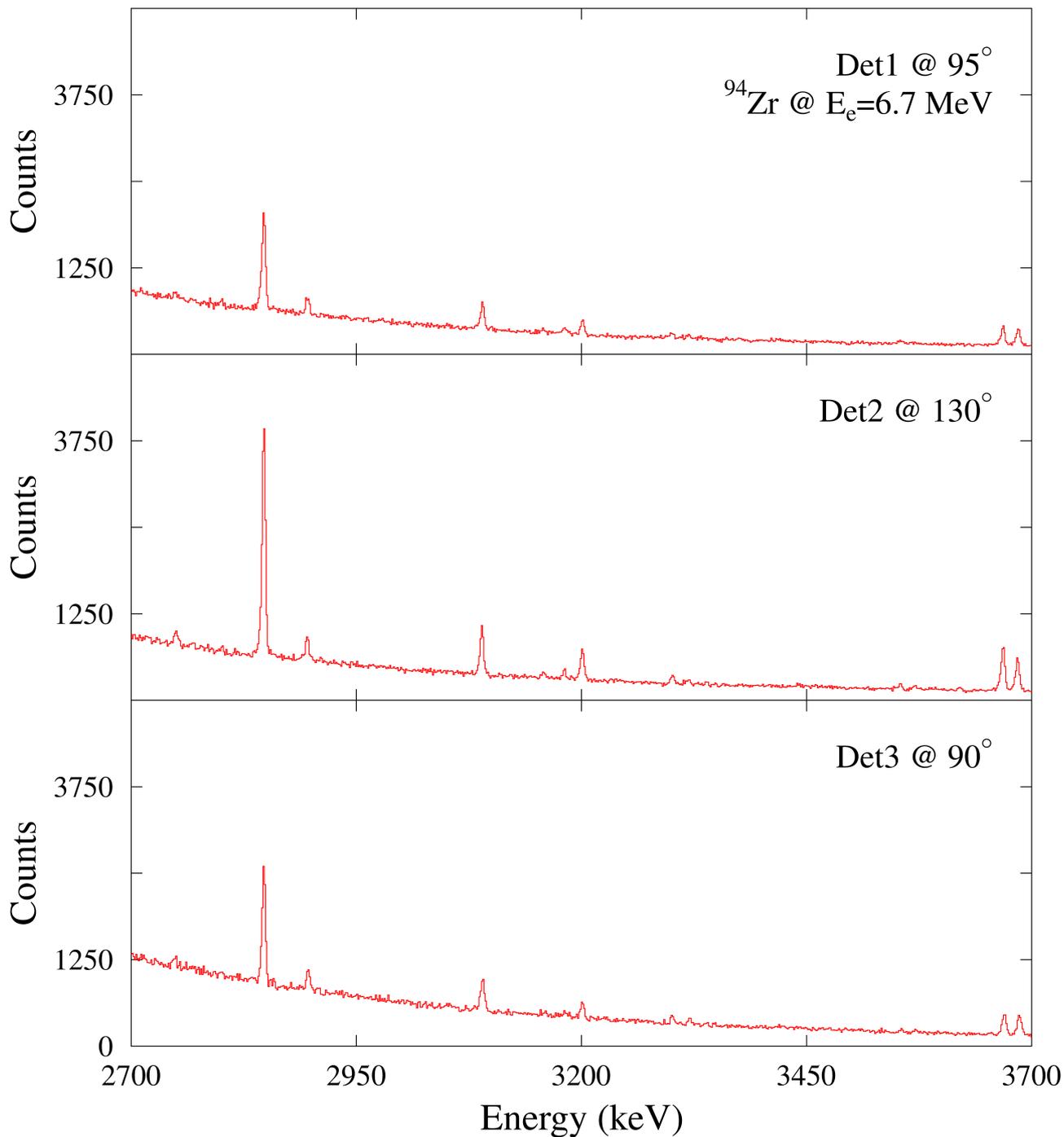
Analog zu Anhang A sind in diesem Teil die Spektren der verschiedenen Messungen am Isotop ^{94}Zr dargestellt. Wie im Falle des Kerns ^{92}Zr beginnen die Spektren, die an DHIPS gemessen wurden in der Region der Energie des ersten dipolangeregten Zustands. Ebenfalls liegen die Spektren der Messungen, die in Durham durchgeführt wurden in ihrer ursprünglichen Form vor.



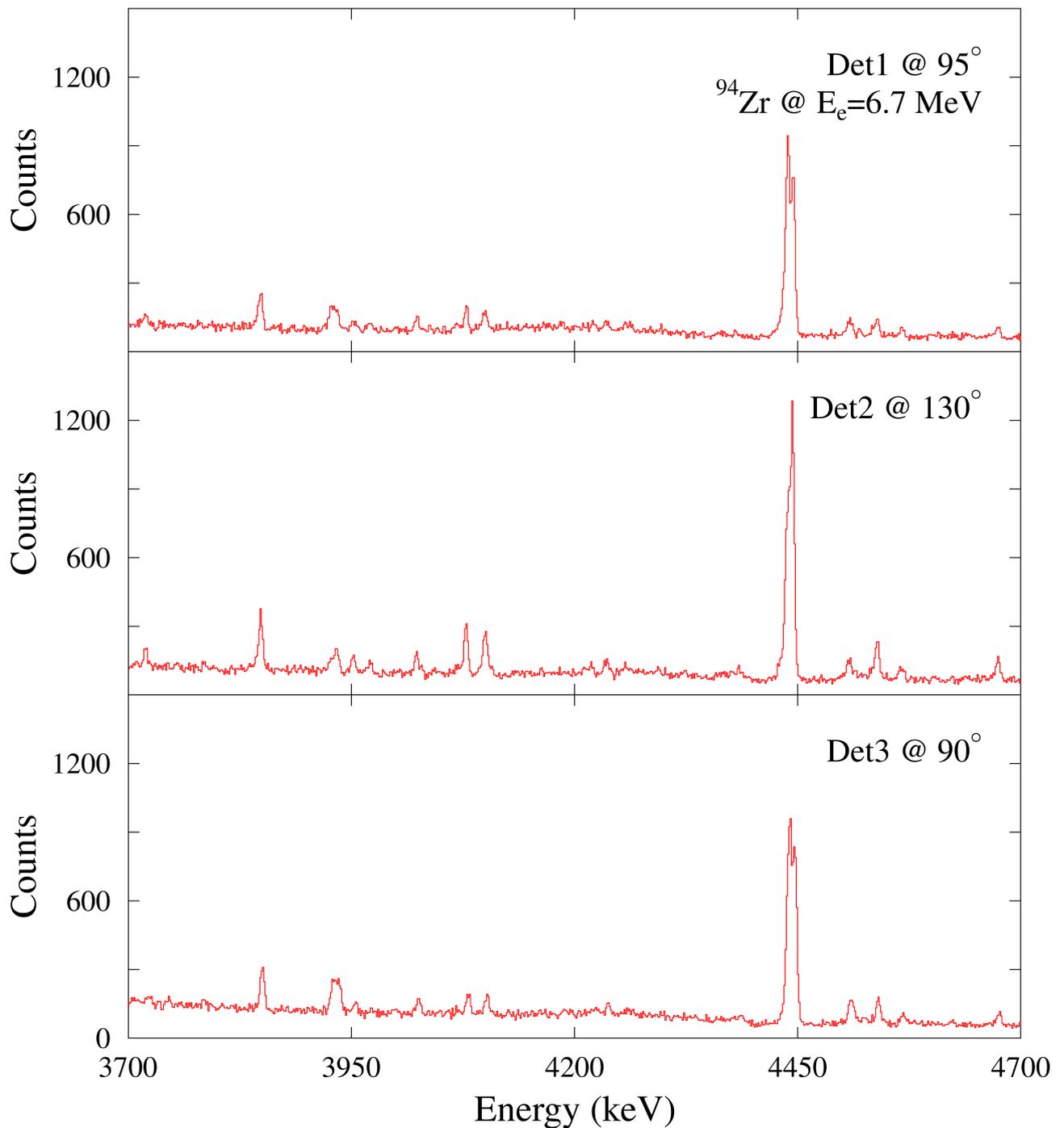
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 2.7 und 4 MeV der Messung mit Endpunktenergie 5.2 MeV am Kern ^{94}Zr .



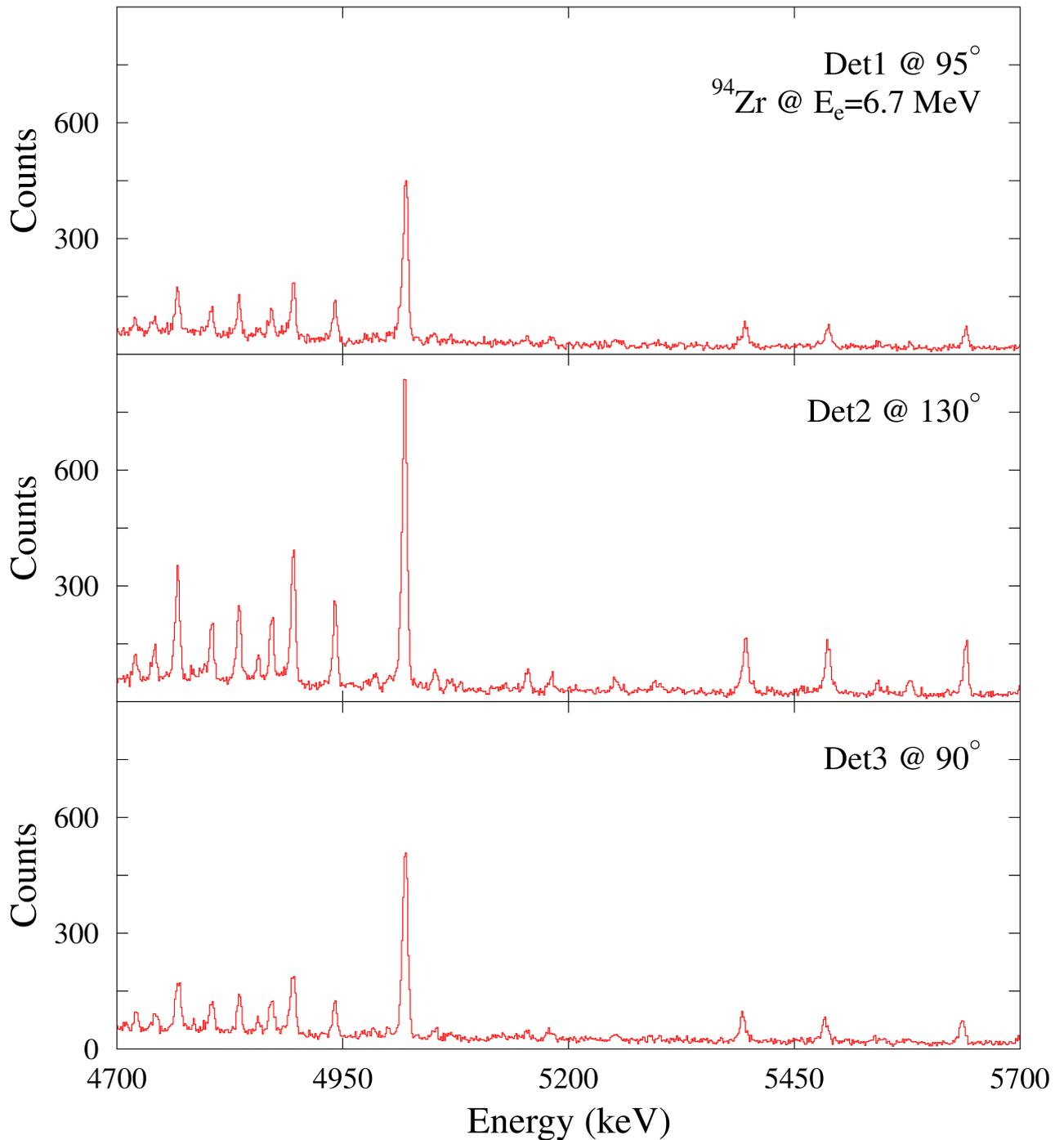
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 4 und 5.3 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 5.2 MeV am Kern ^{94}Zr . Die beiden größten Peaks stammen von Übergängen im Kalibrierungsstandard ^{11}B . Im Falle des Übergangs bei einer Energie von 4443 keV überlagert dieser mit einem Übergang, der vom Kern ^{12}C herrührt.



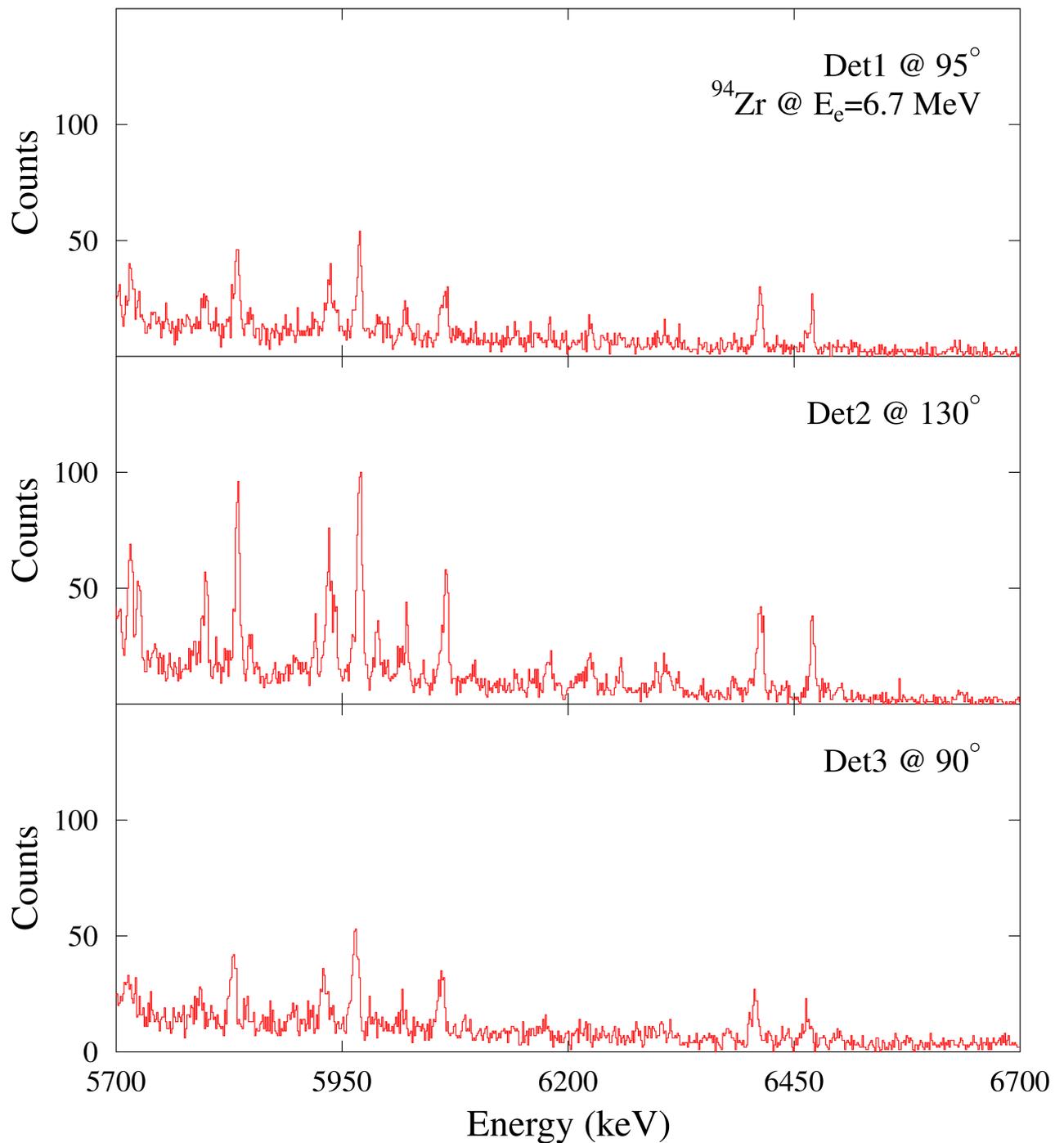
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 2.7 und 3.7 MeV der Messung mit Endpunktenergie 6.7 MeV am Kern ^{94}Zr .



An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 3.7 und 4.7 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 6.7 MeV am Kern ^{94}Zr . Der größte Peak stammt aus einer Überlagerung von Übergängen in den Kernen ^{11}B und ^{12}C .

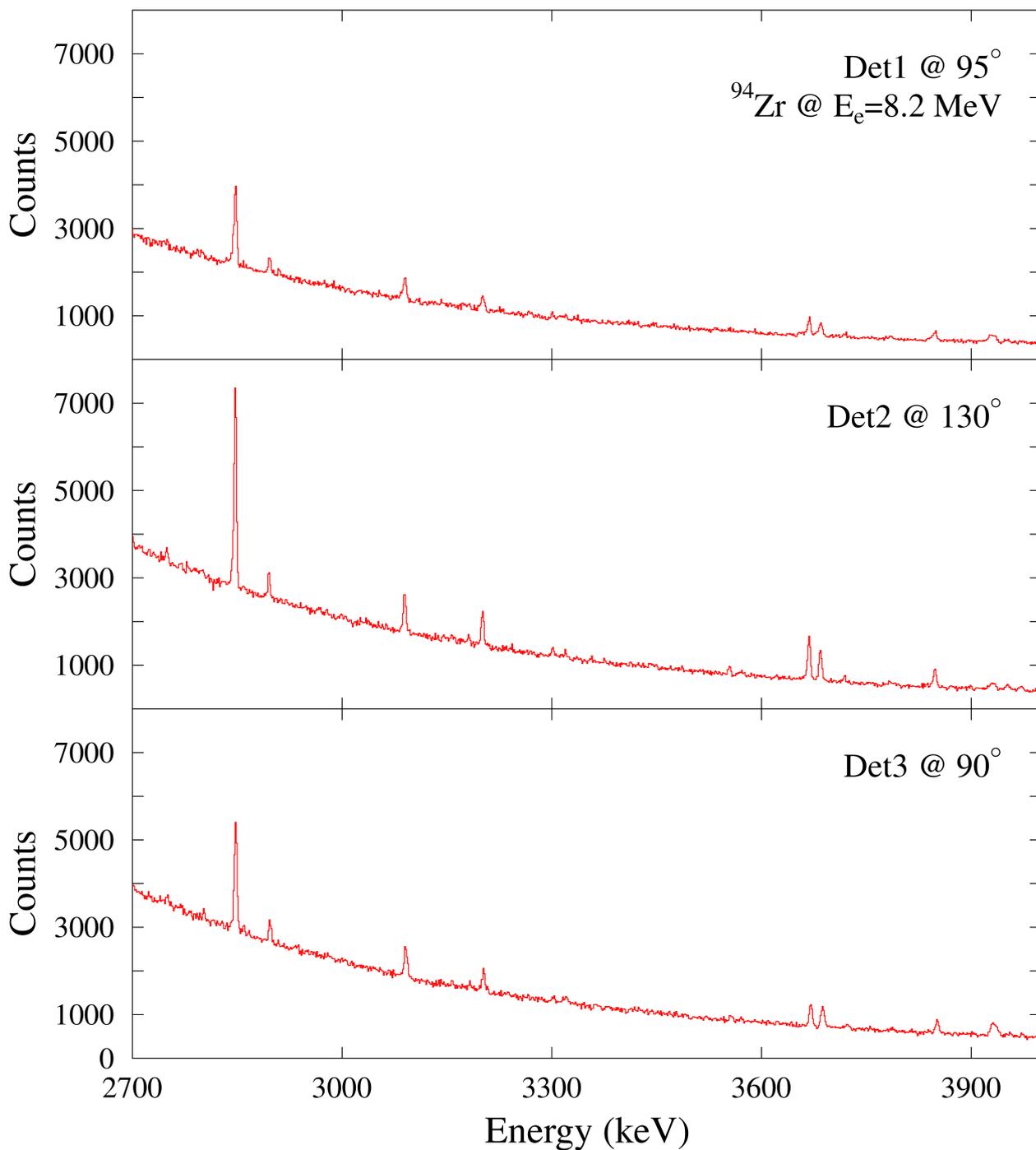


An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 4.7 und 5.7 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 6.7 MeV am Kern ^{94}Zr . Der größte Peak stammt aus dem Kalibrierungsstandard ^{11}B .

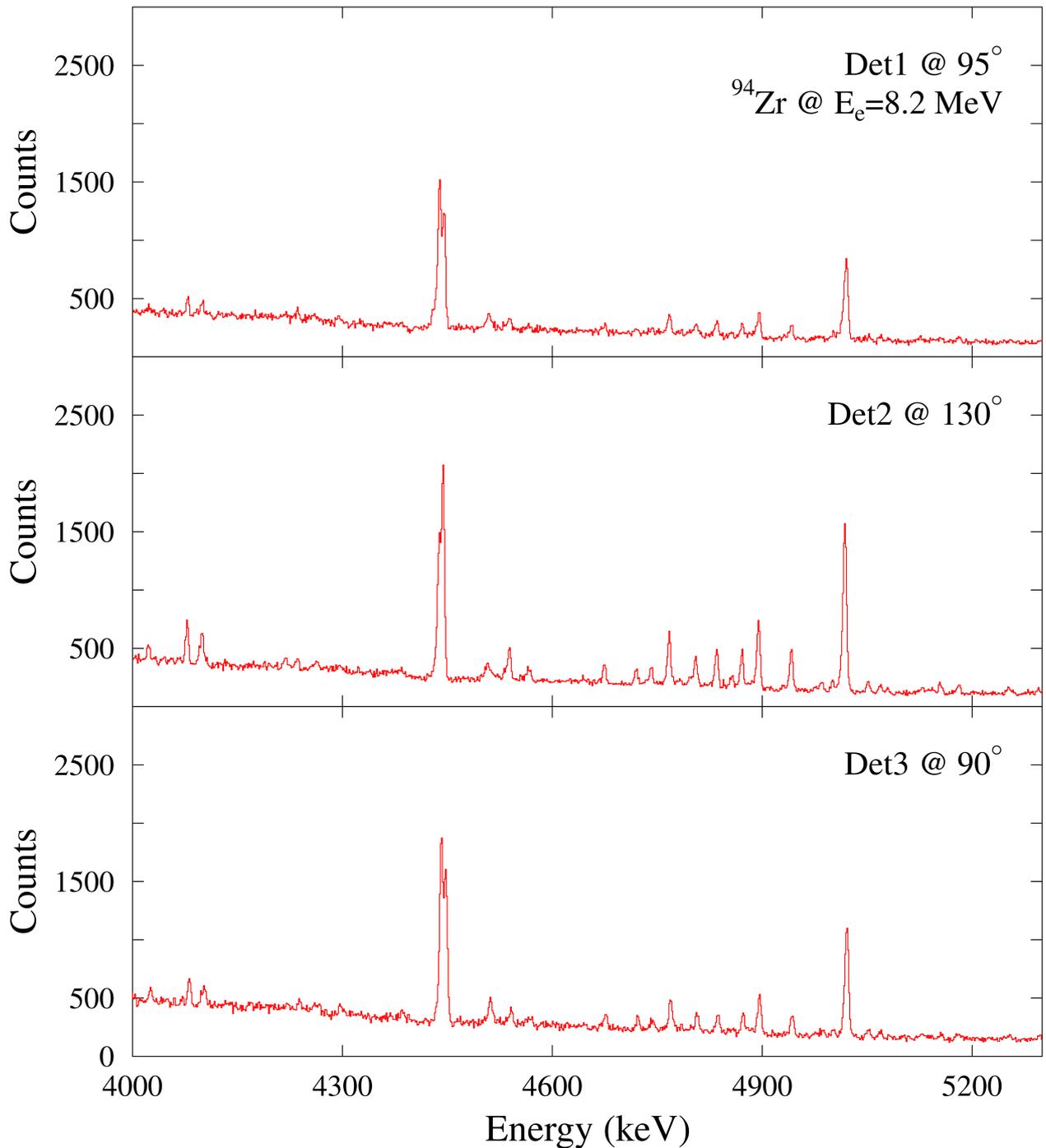


An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 5.7 und 6.7 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 6.7 MeV am Kern ^{94}Zr .

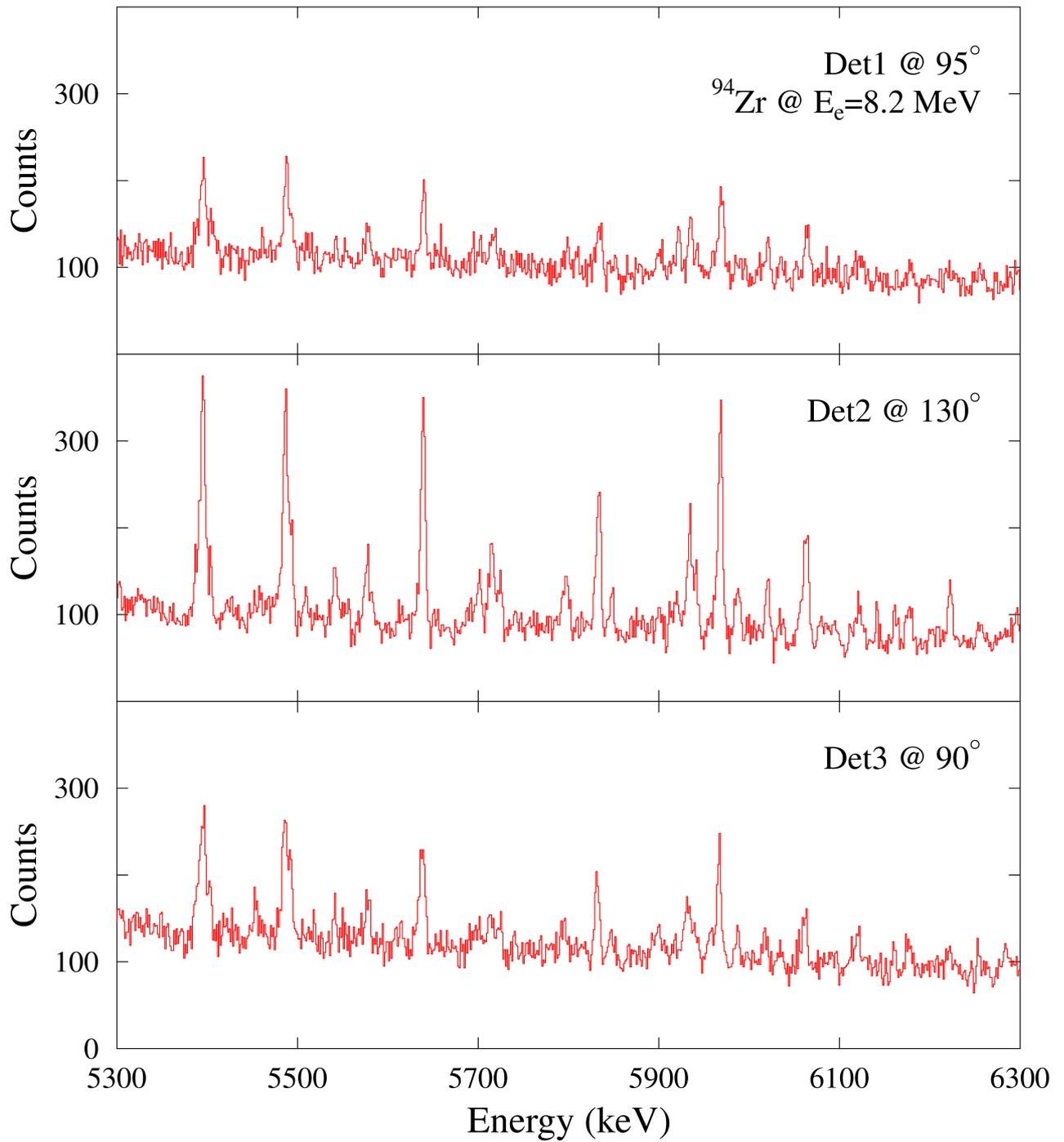
Endpunktsenergie 8.2 MeV



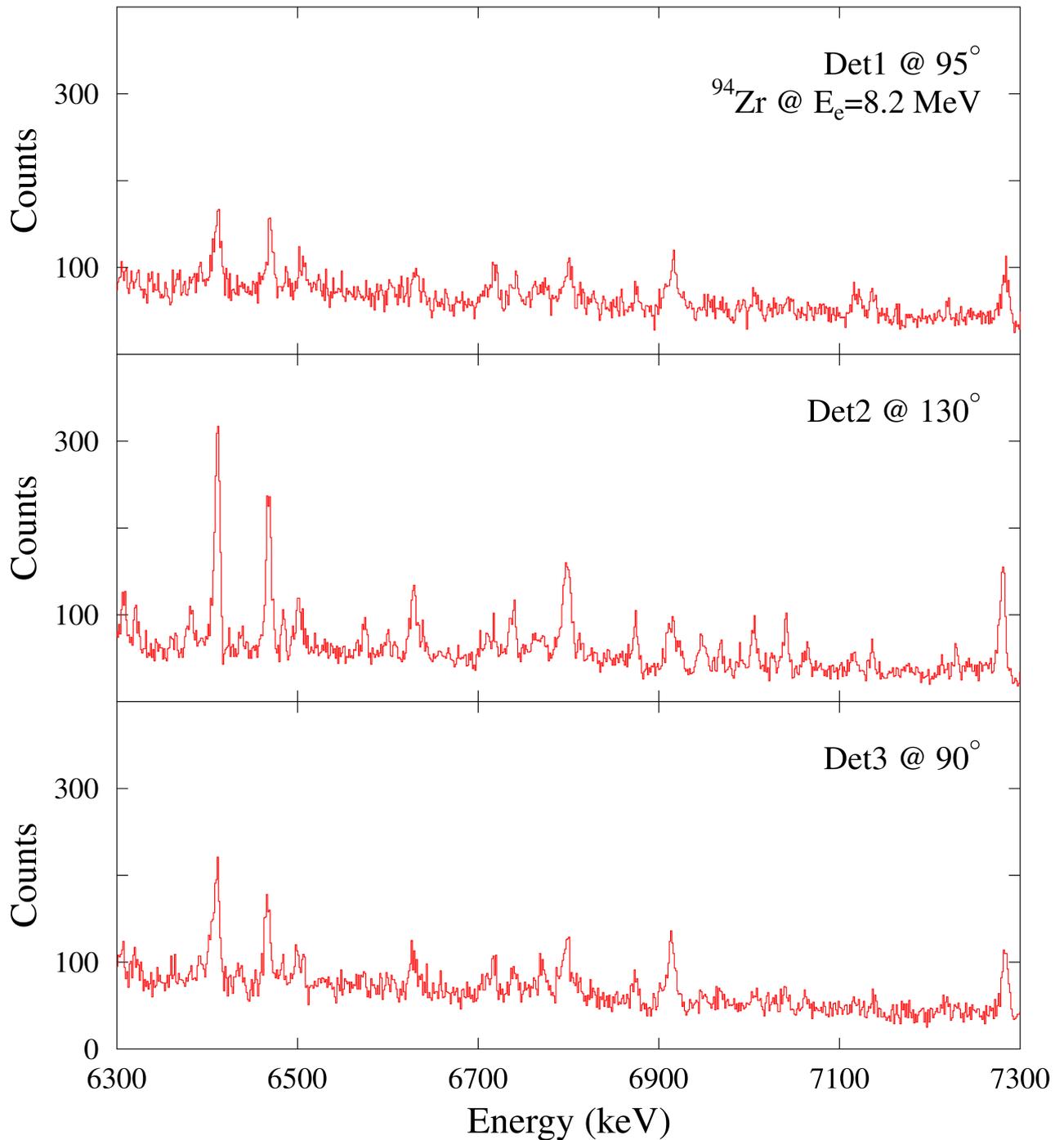
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 2.7 und 4 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.2 MeV am Kern ^{94}Zr .



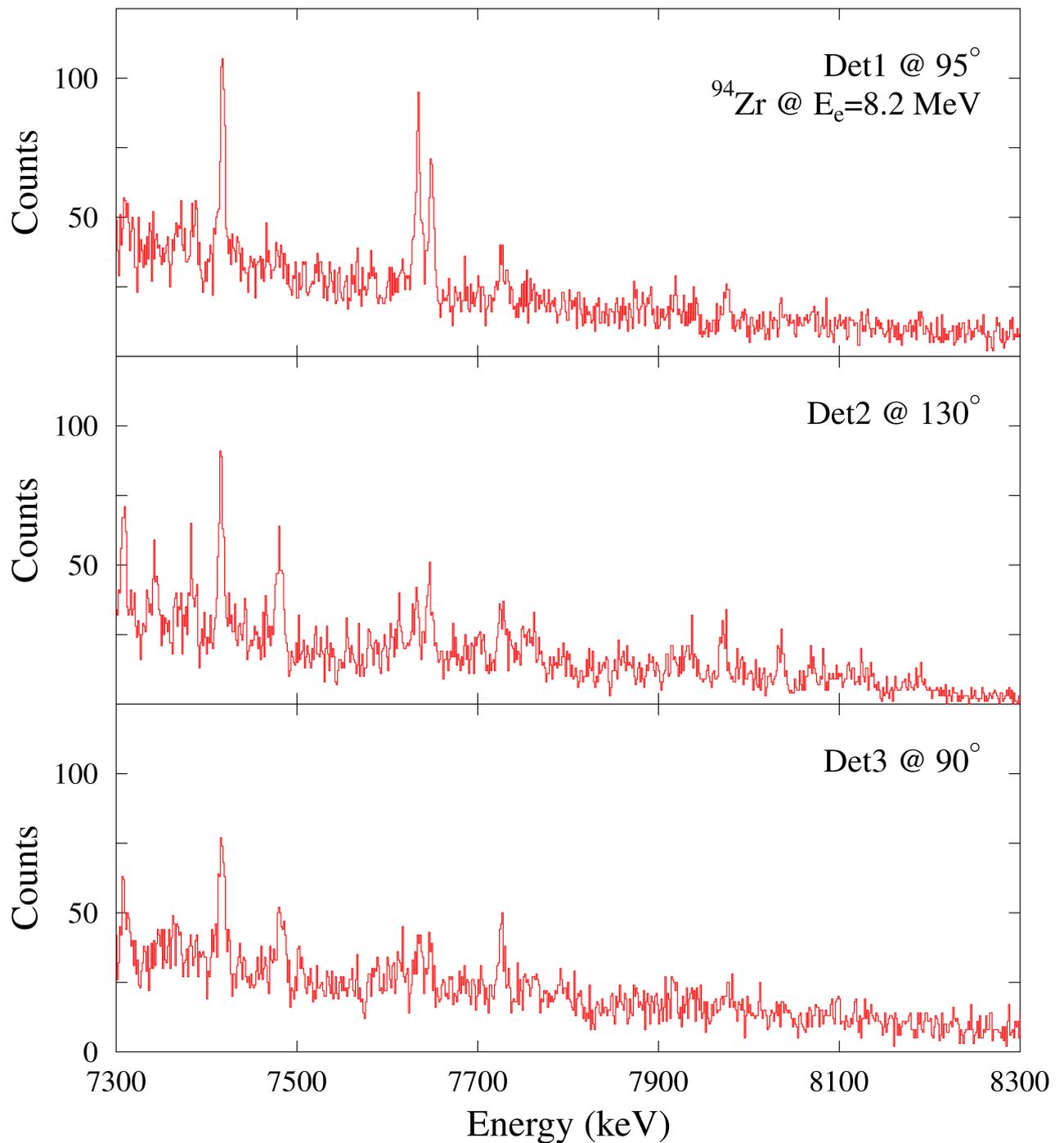
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 4 und 5.3 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.2 MeV am Kern ^{94}Zr . Die beiden größten Peaks stammen von Übergängen im Kalibrierungsstandard ^{11}B . Im Falle des Übergangs bei einer Energie von 4443 keV überlagert dieser mit einem Übergang, der vom Kern ^{12}C herrührt.



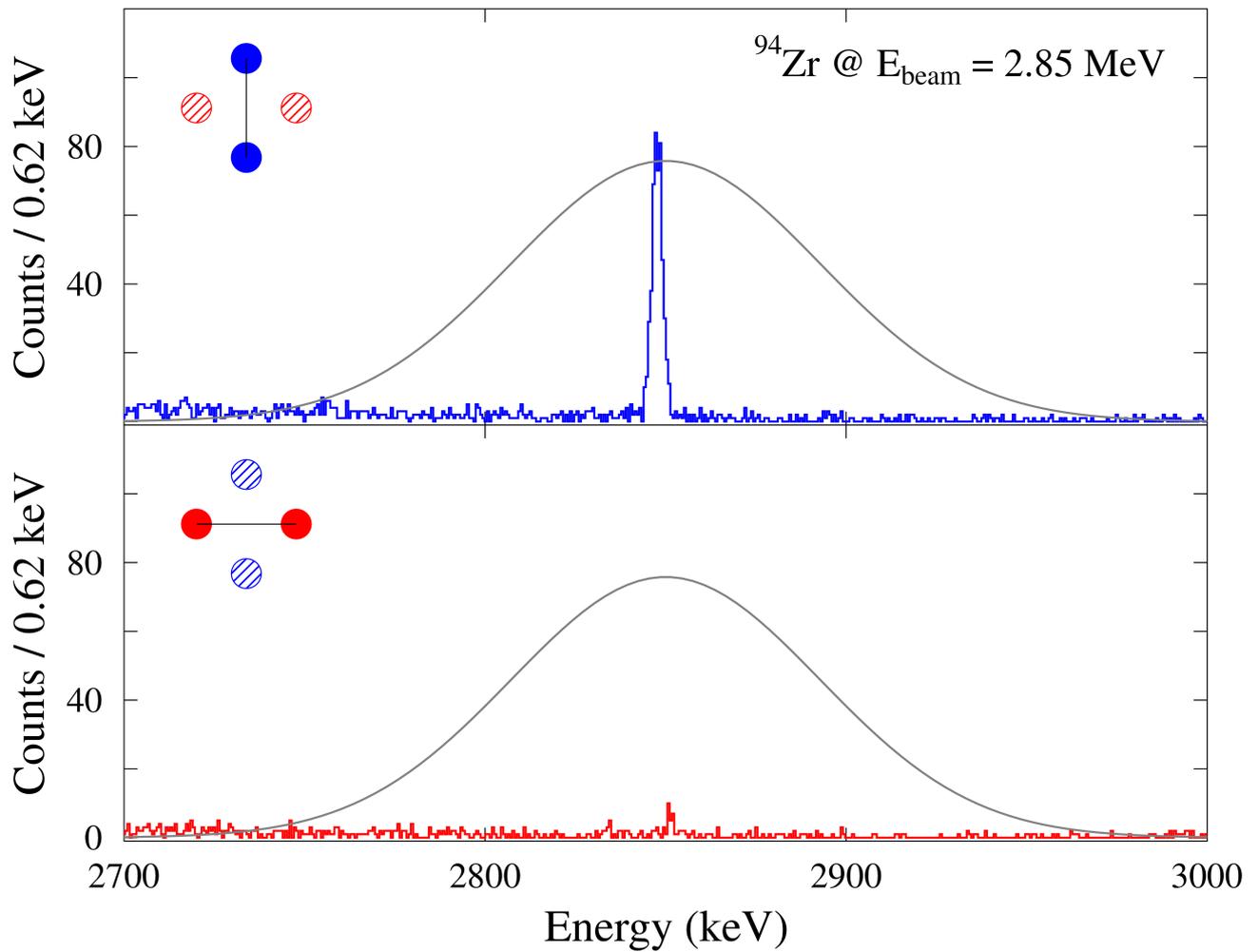
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 5.3 und 6.3 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.2 MeV am Kern ^{94}Zr .



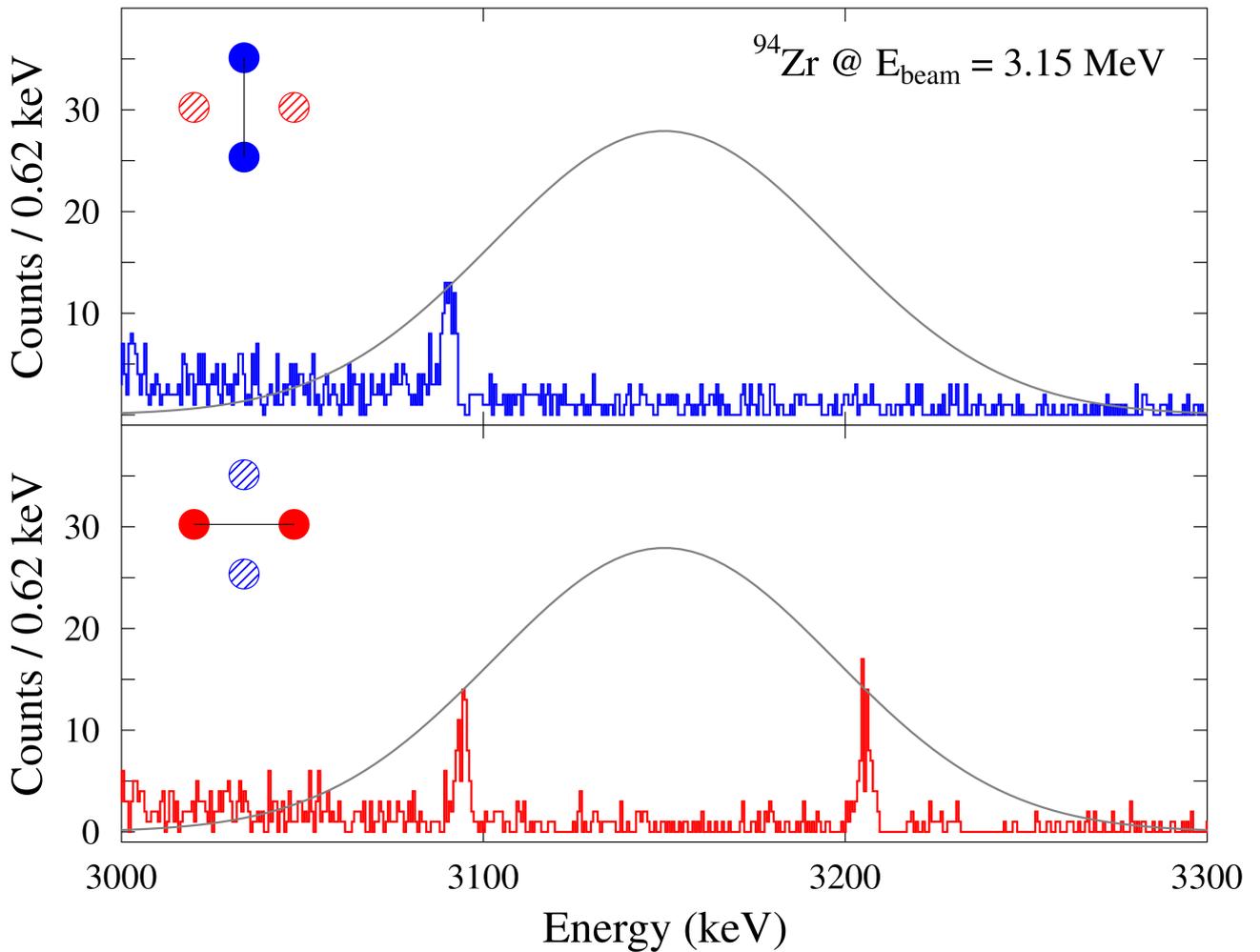
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 6.3 und 7.3 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.2 MeV am Kern ^{94}Zr .



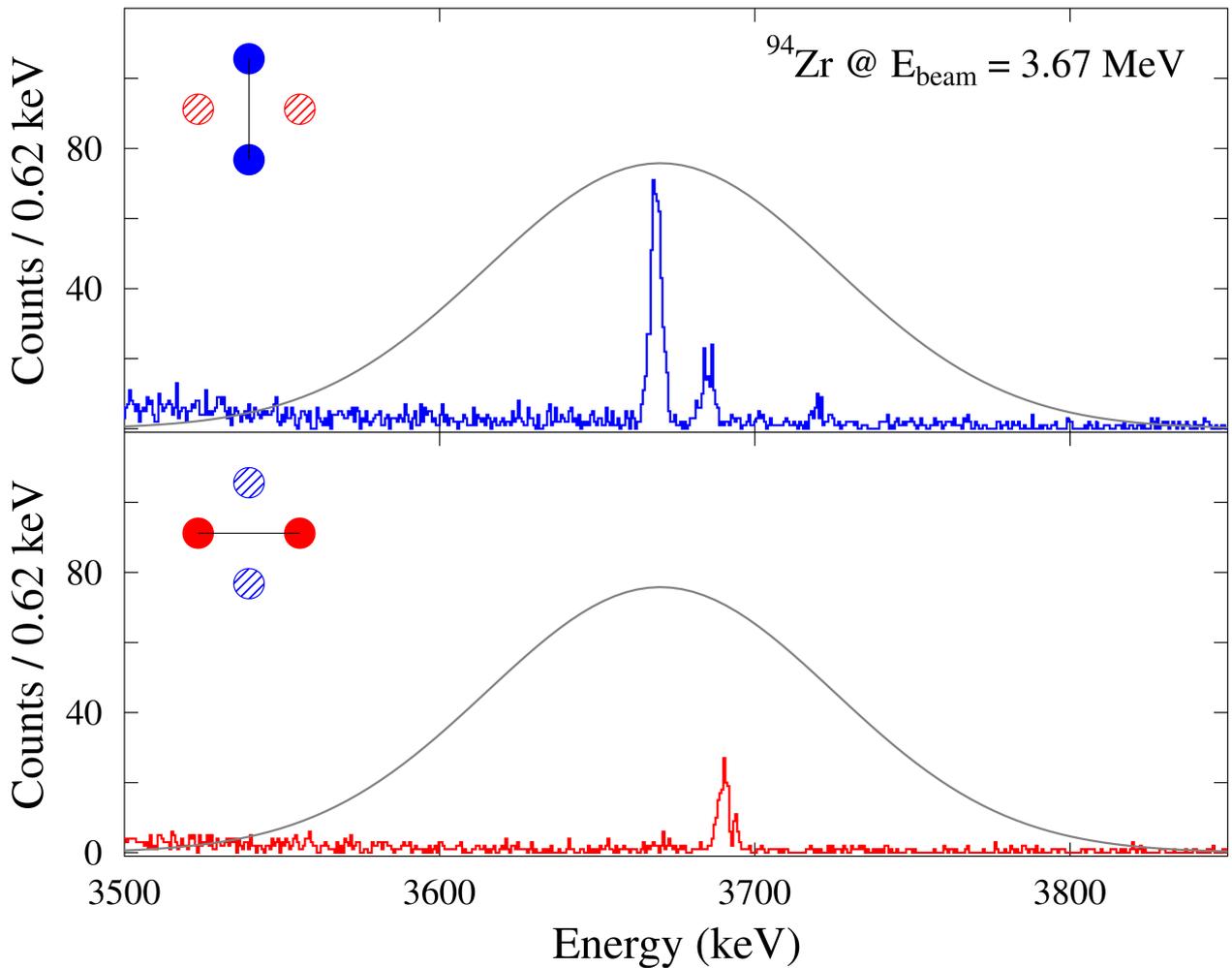
An DHIPS gemessene Spektren aller genutzter Detektoren: Gezeigt ist der Energiebereich zwischen 7.3 und 8.3 MeV der Messung mit Endpunktsenergie 8.2 MeV am Kern ^{94}Zr .



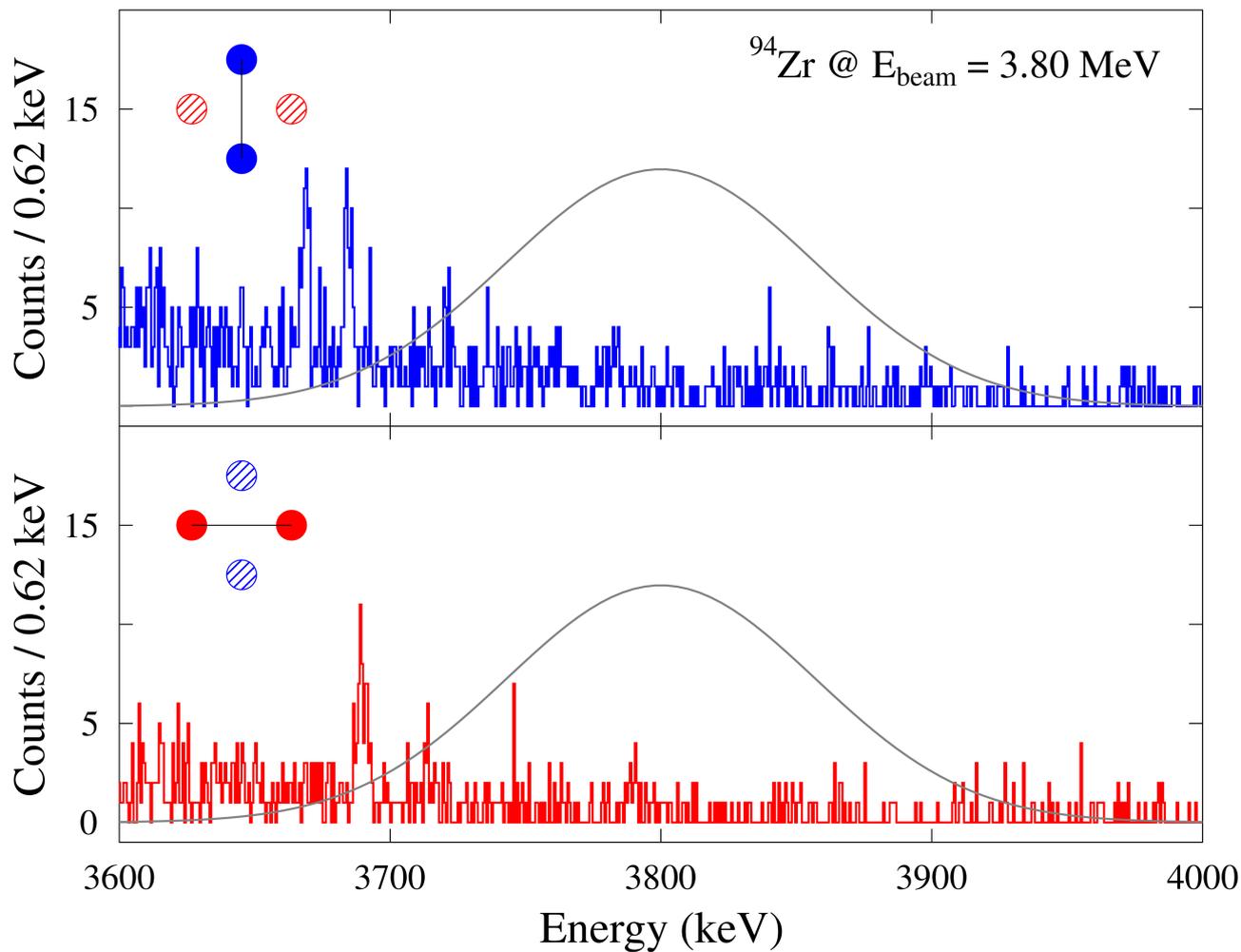
An HIγS gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 2.85 MeV.



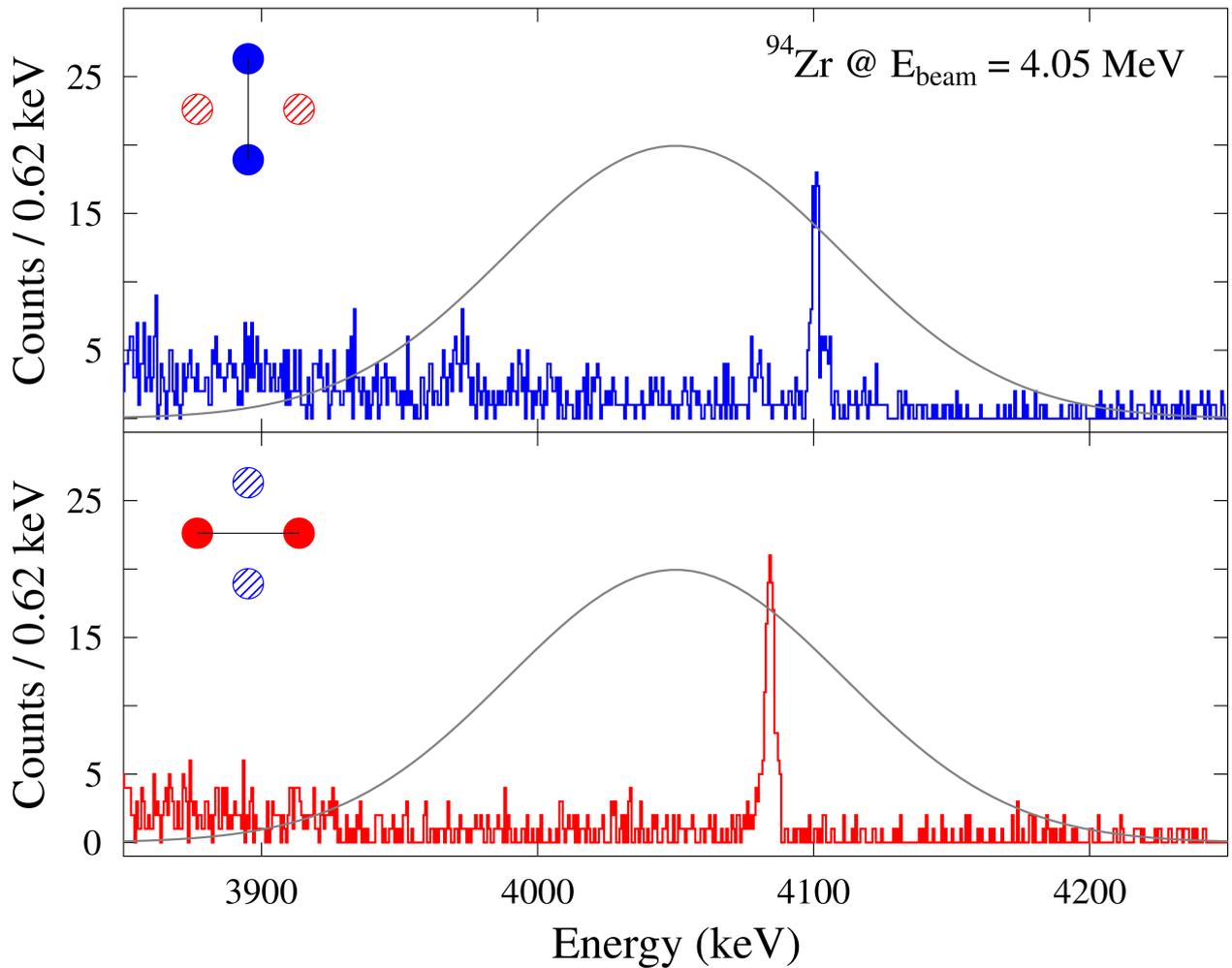
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationsenebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 3.15 MeV.



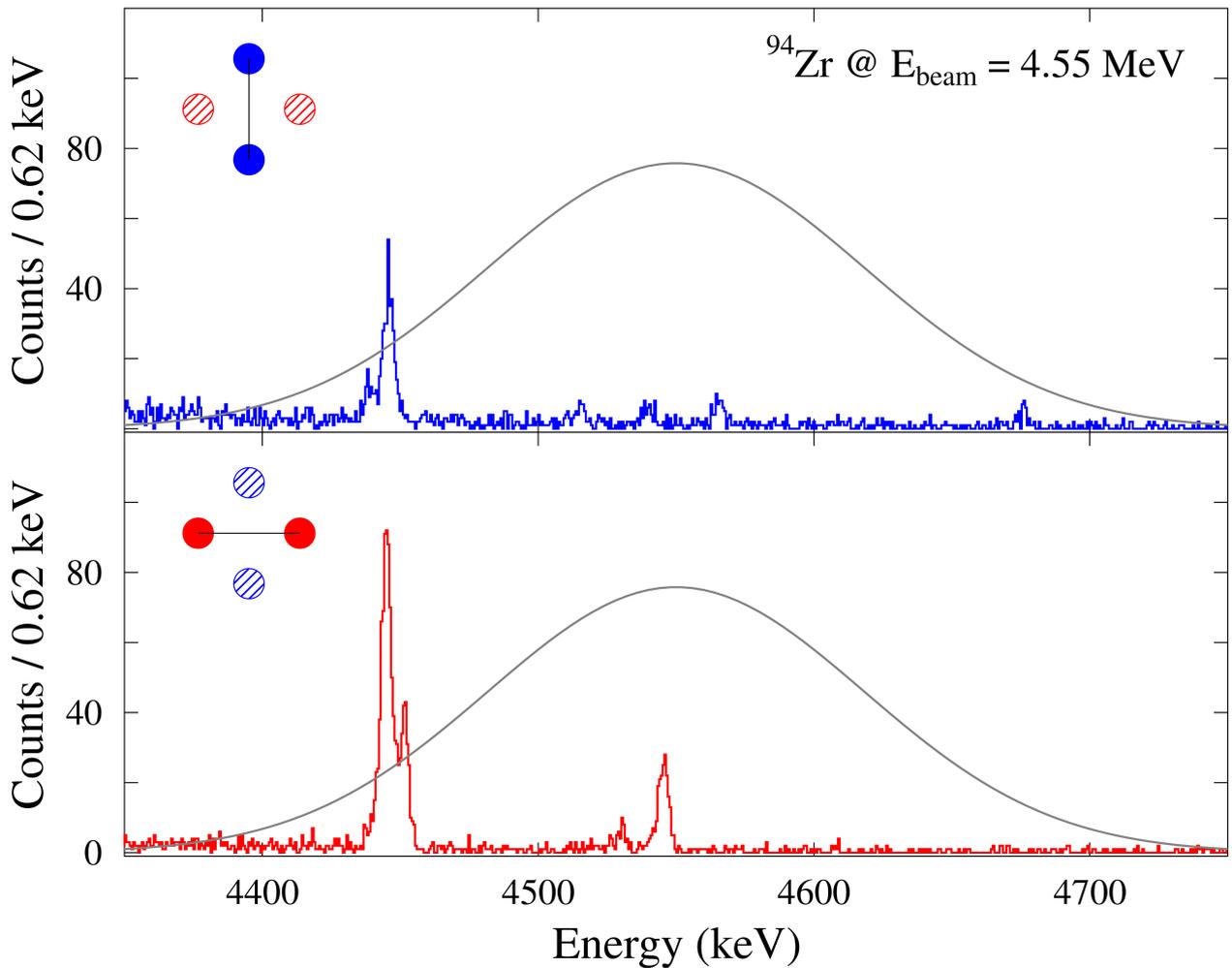
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 3.67 MeV. Der isotrope Übergang bei einer Energie von 3684 keV stammt vom Kern ^{12}C .



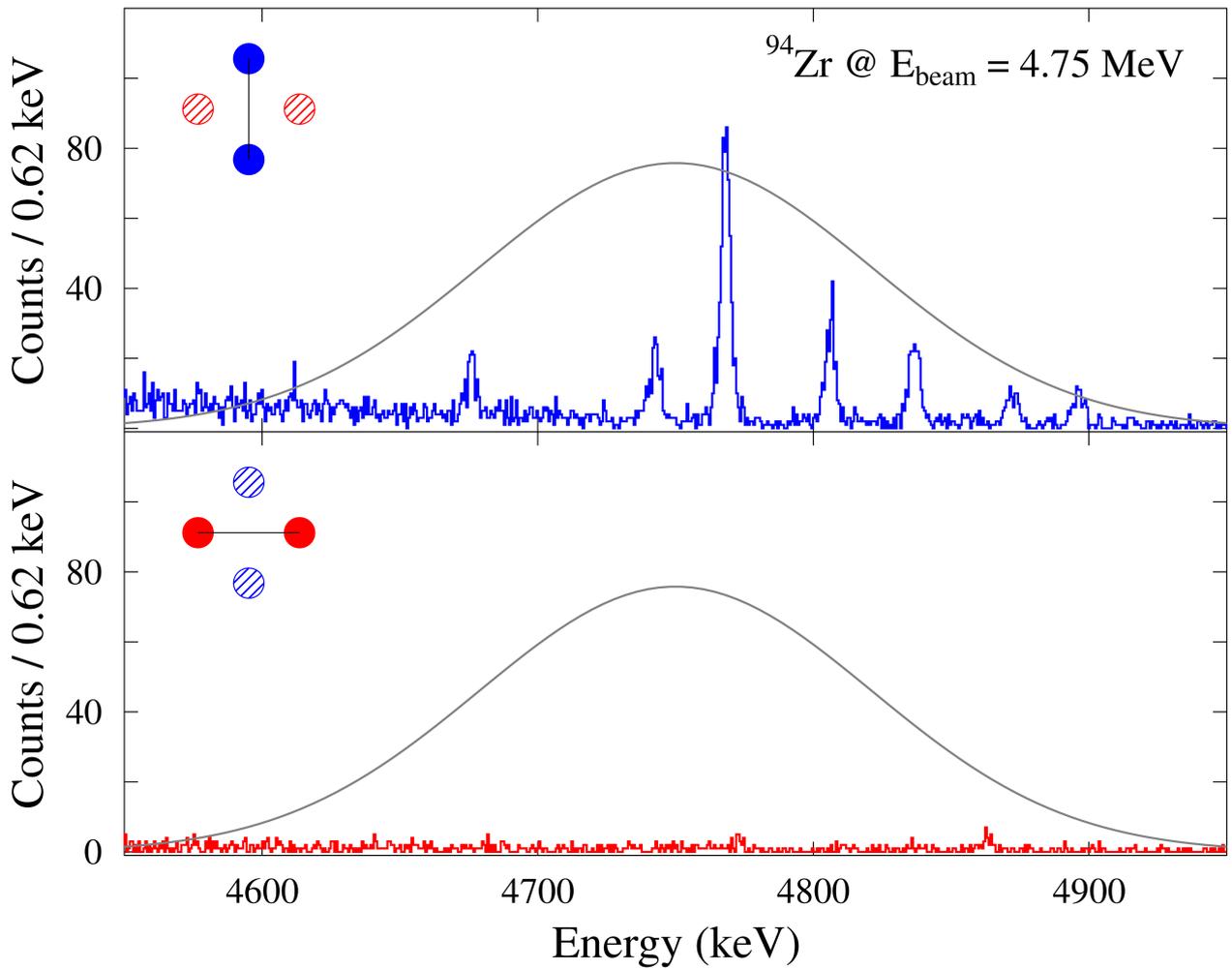
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 3.8 MeV.



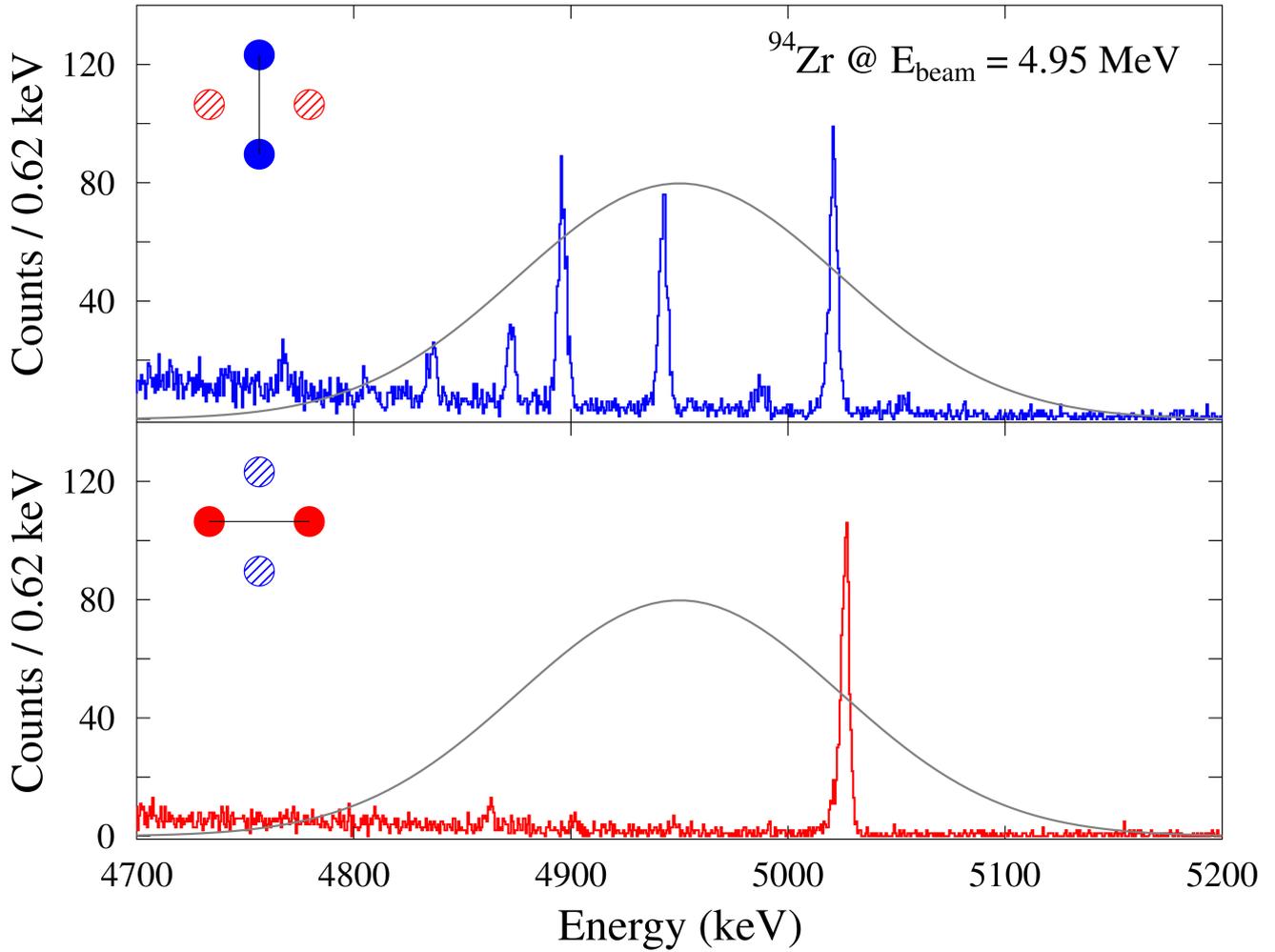
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 4.05 MeV.



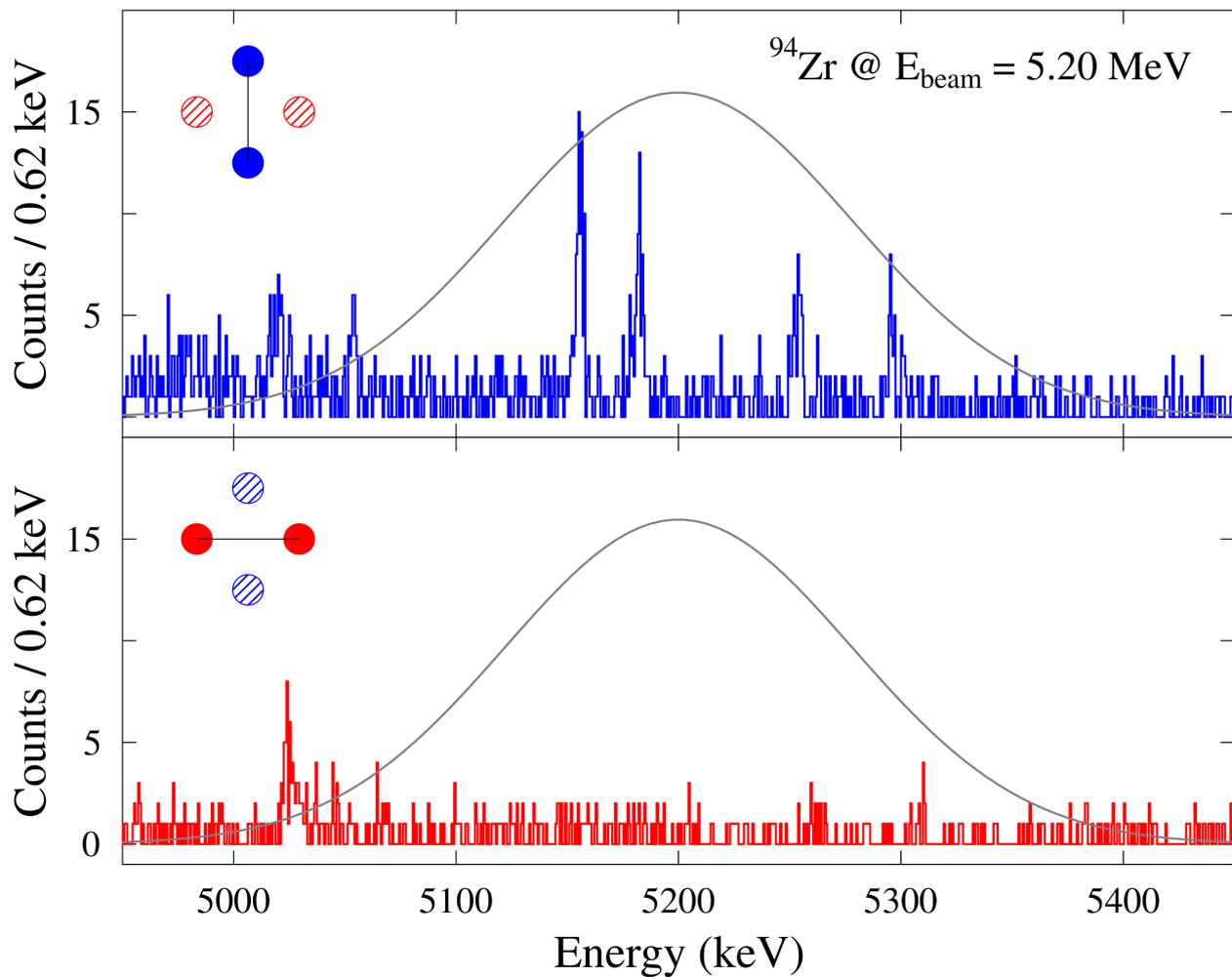
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 4.55 MeV. Die größten Übergänge im Spektrum stammen vom isotrop abstrahlenden Isotop ^{11}B und dem 2_1^+ Zustand des Kerns ^{12}C .



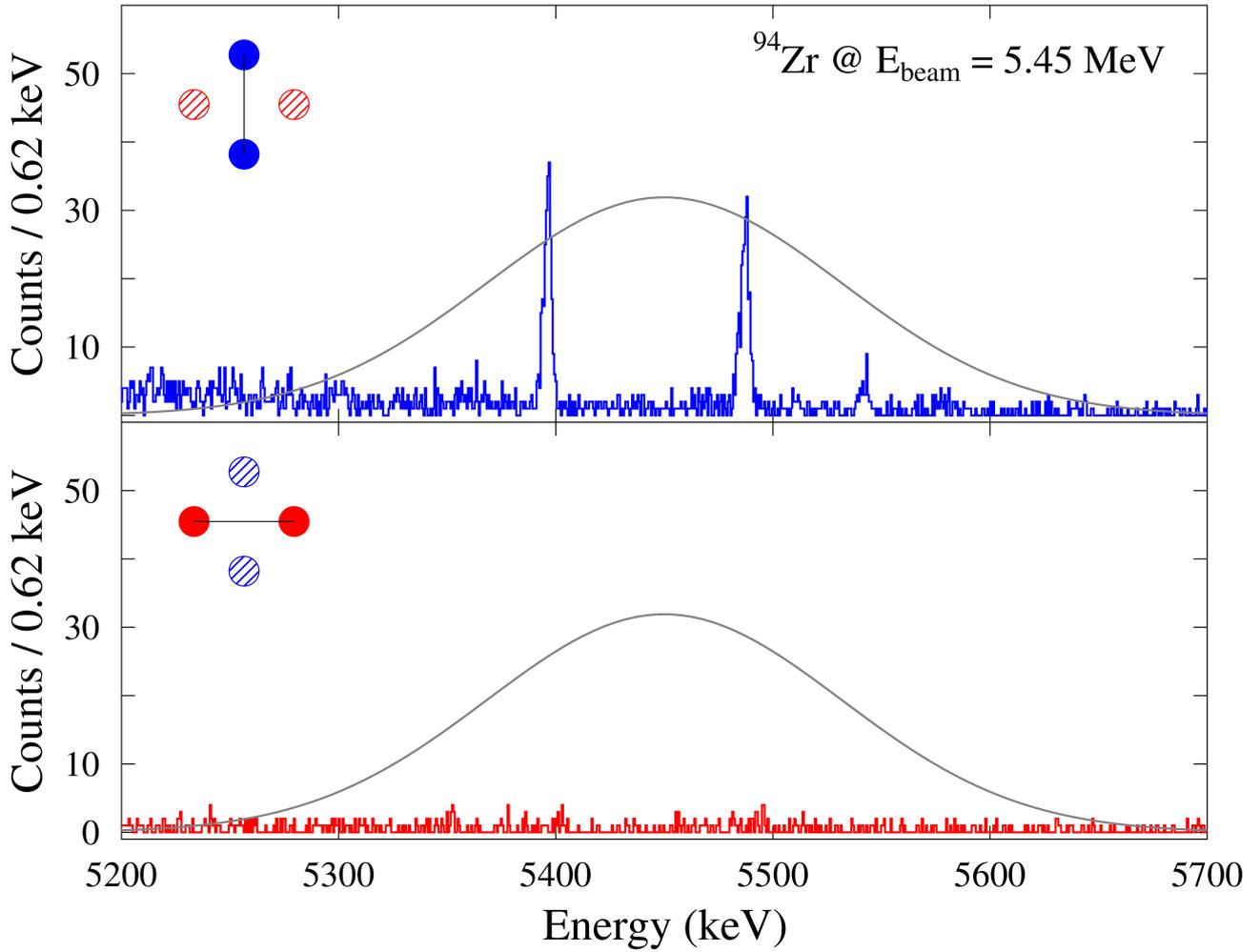
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 4.75 MeV.



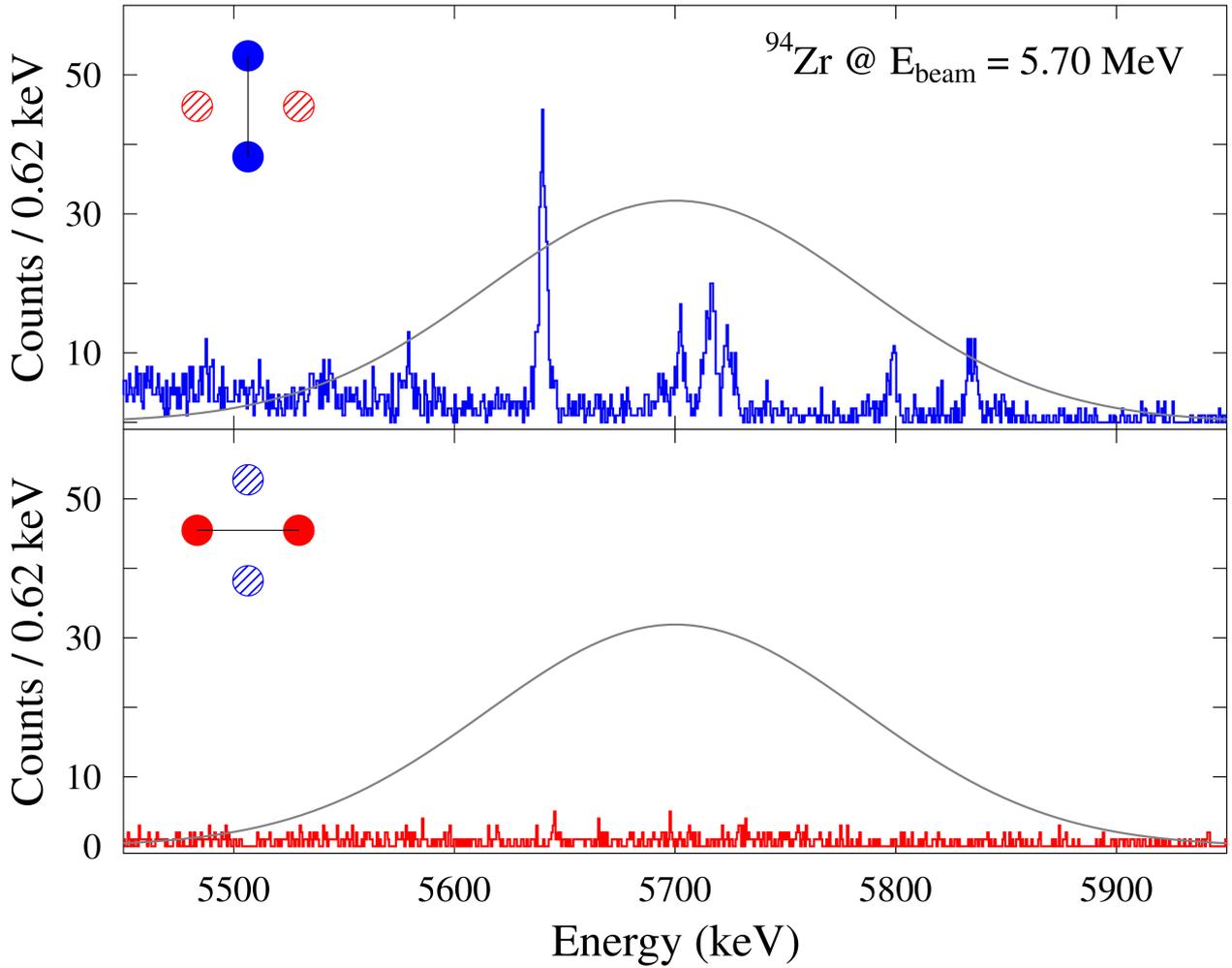
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 4.95 MeV. Der in beiden Spektren auftretende Peak ist dem Isotop ^{11}B zugehörig.



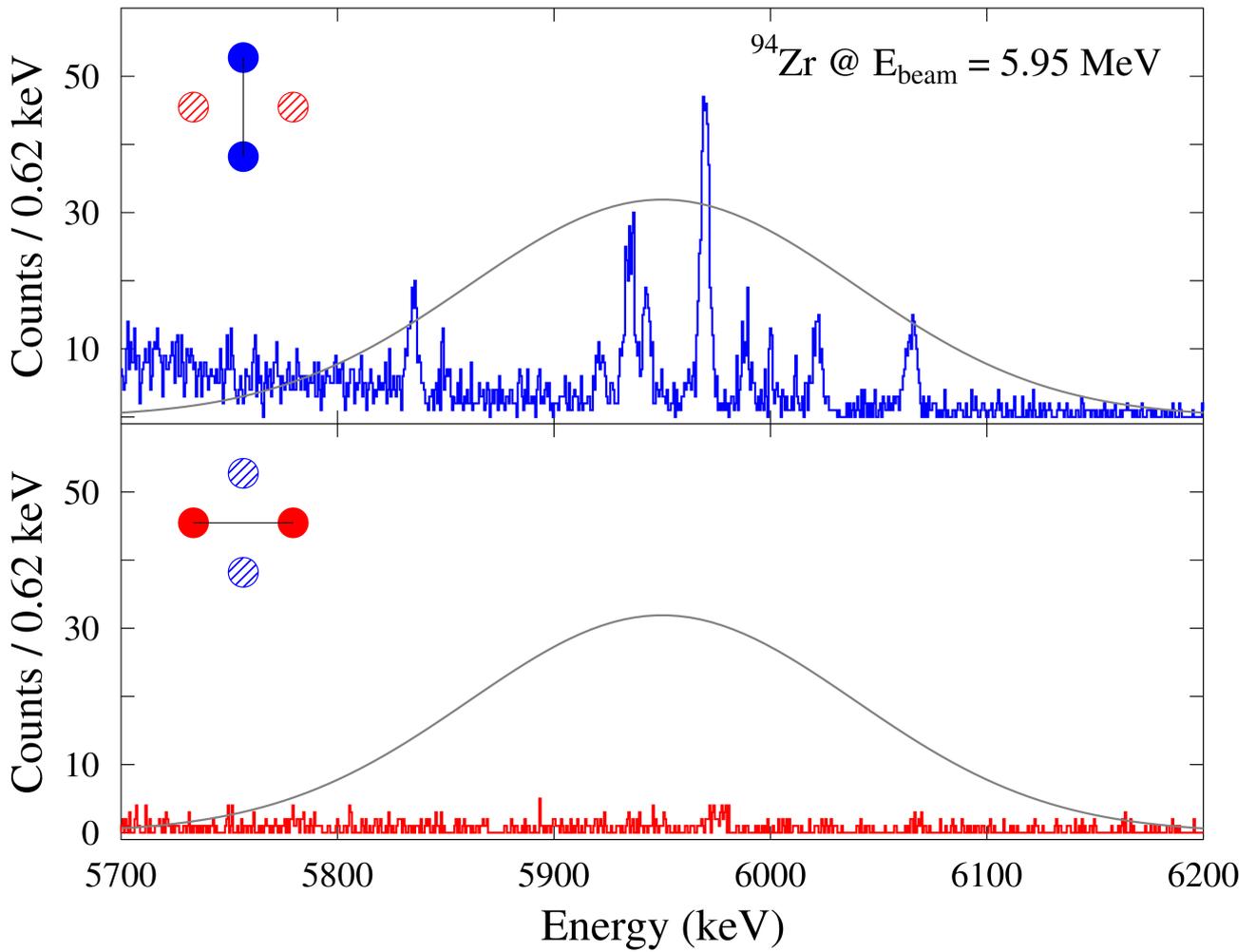
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.2 MeV. Der in beiden Spektren auftretende Peak ist dem Isotop ^{11}B zugehörig.



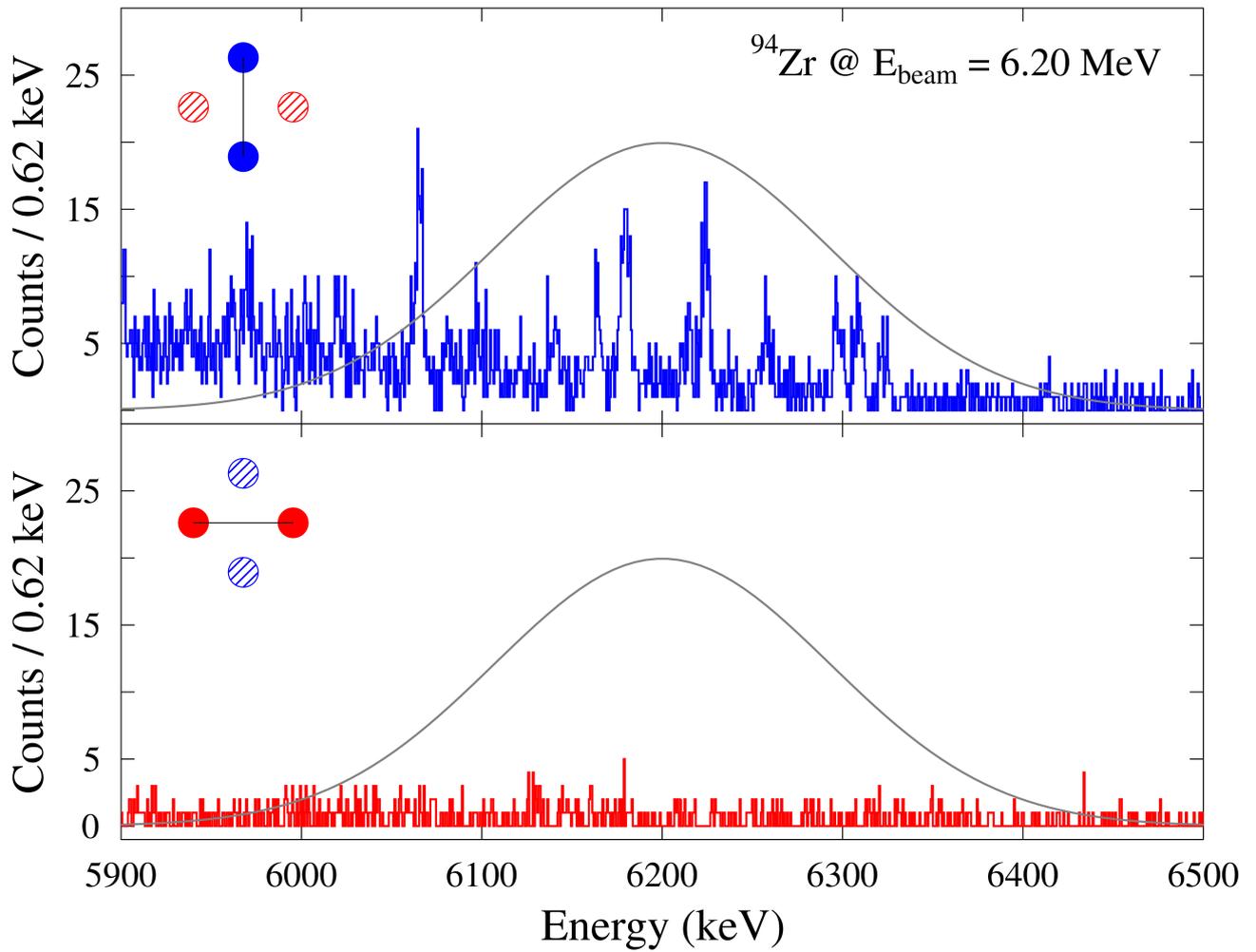
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationsebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.45 MeV.



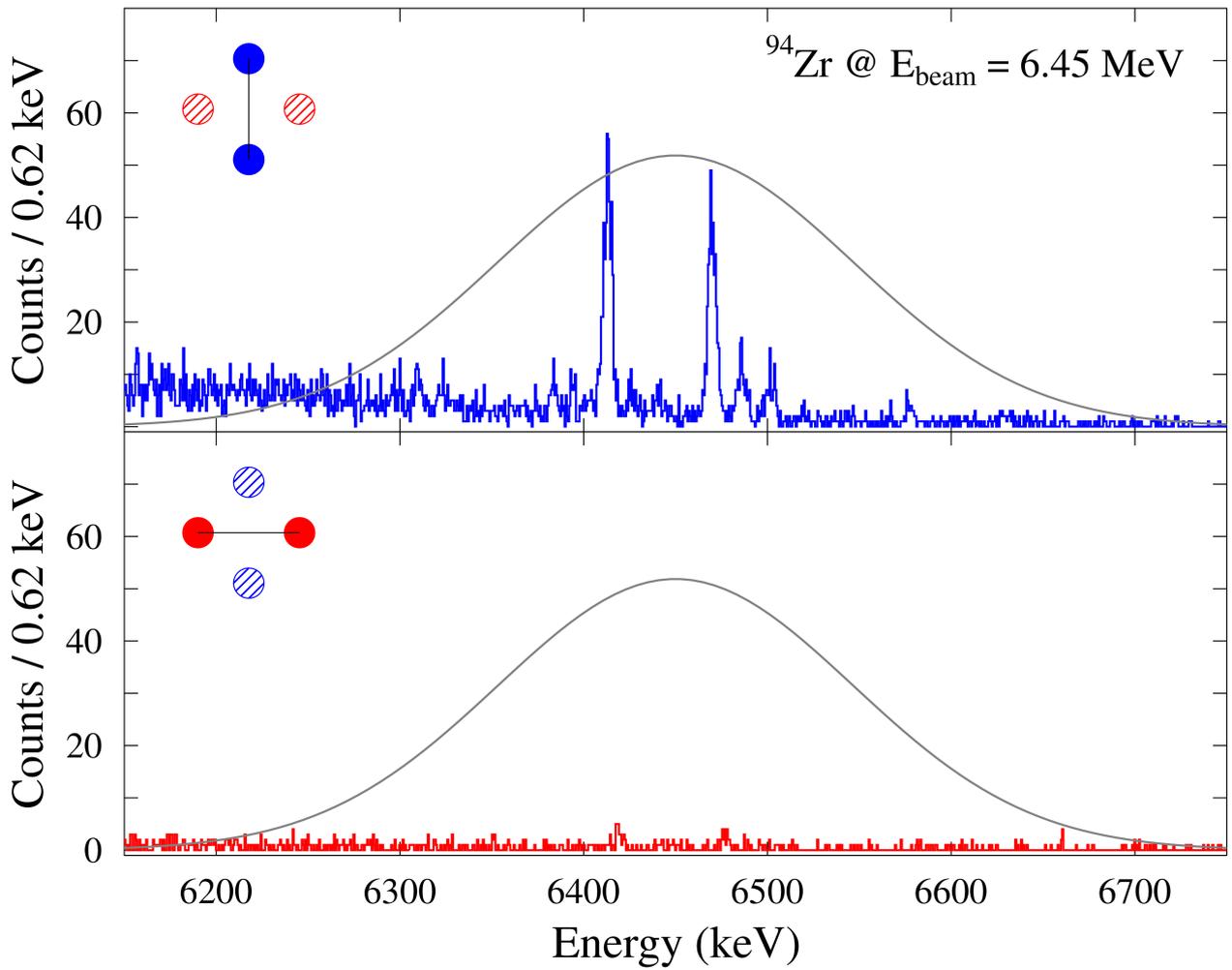
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.7 MeV.



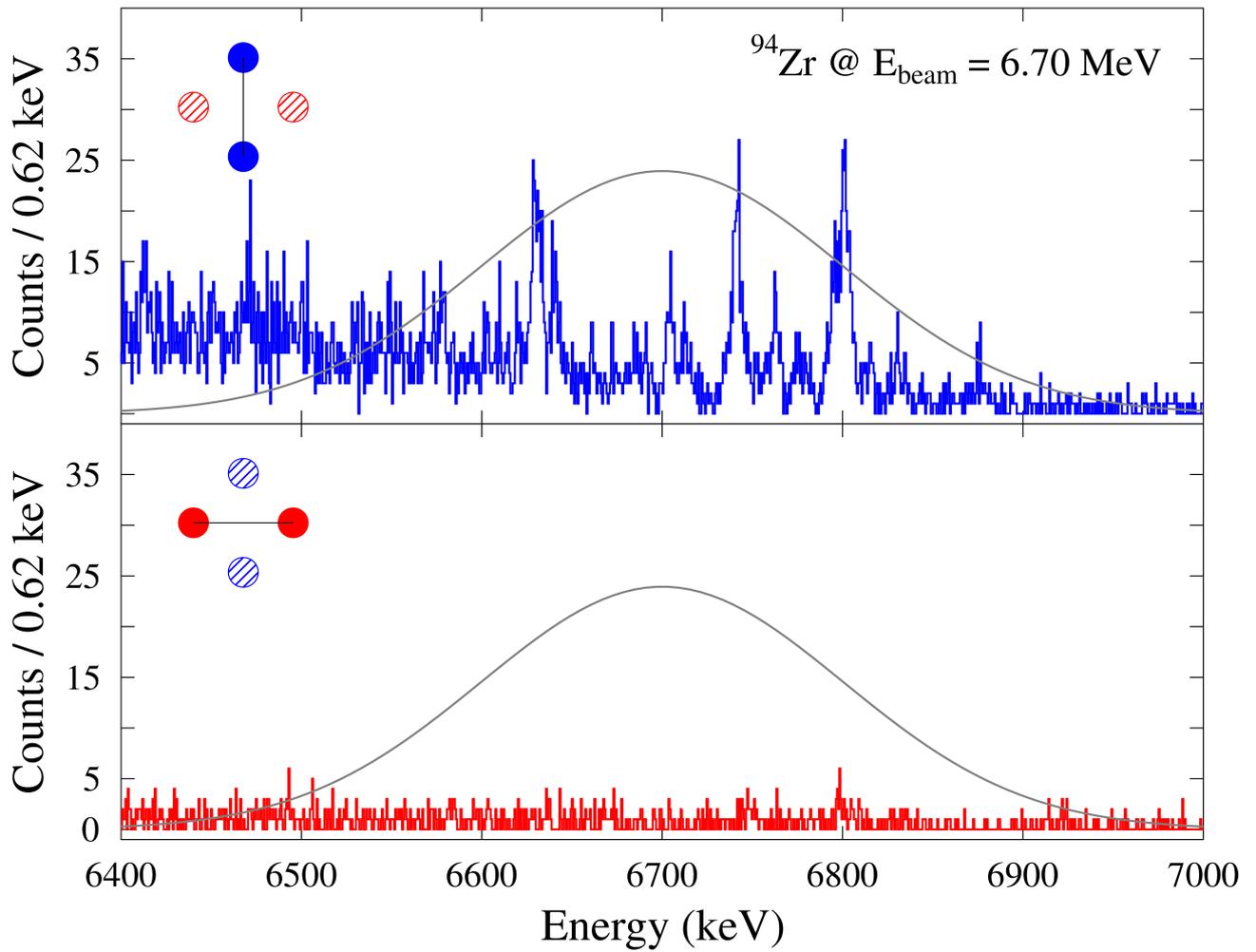
An HIγS gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationsebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 5.95 MeV.



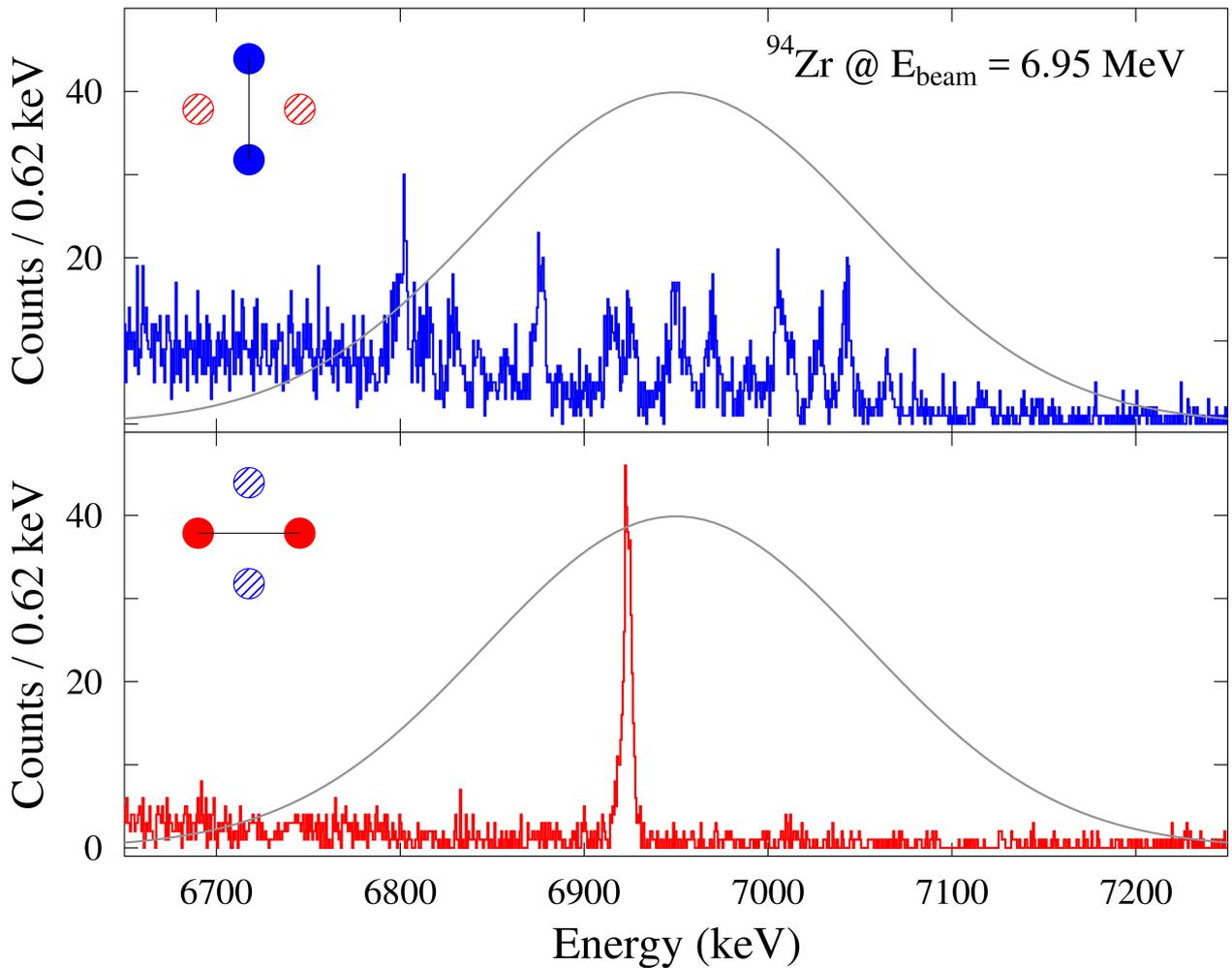
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.2 MeV.



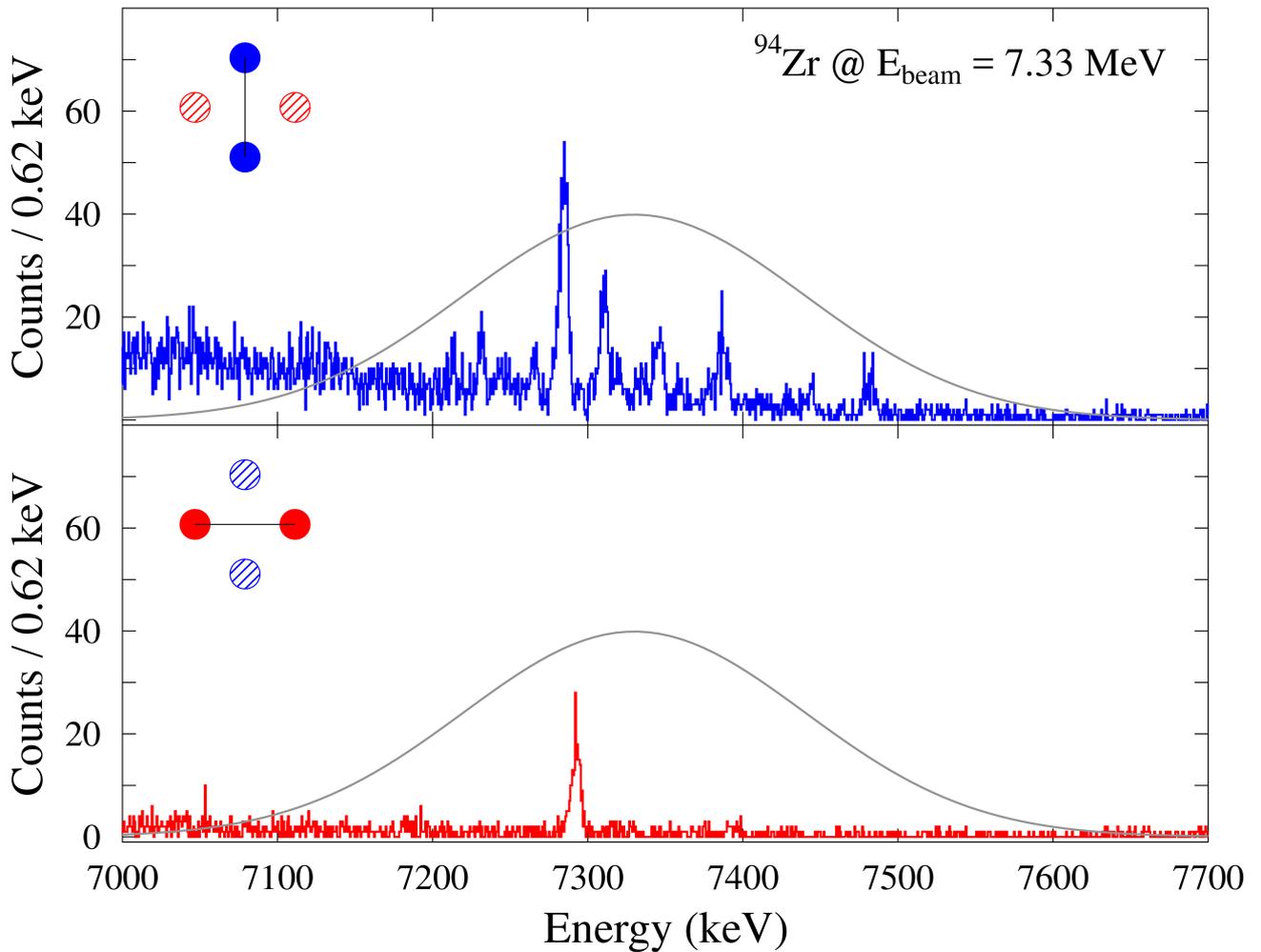
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.45 MeV.



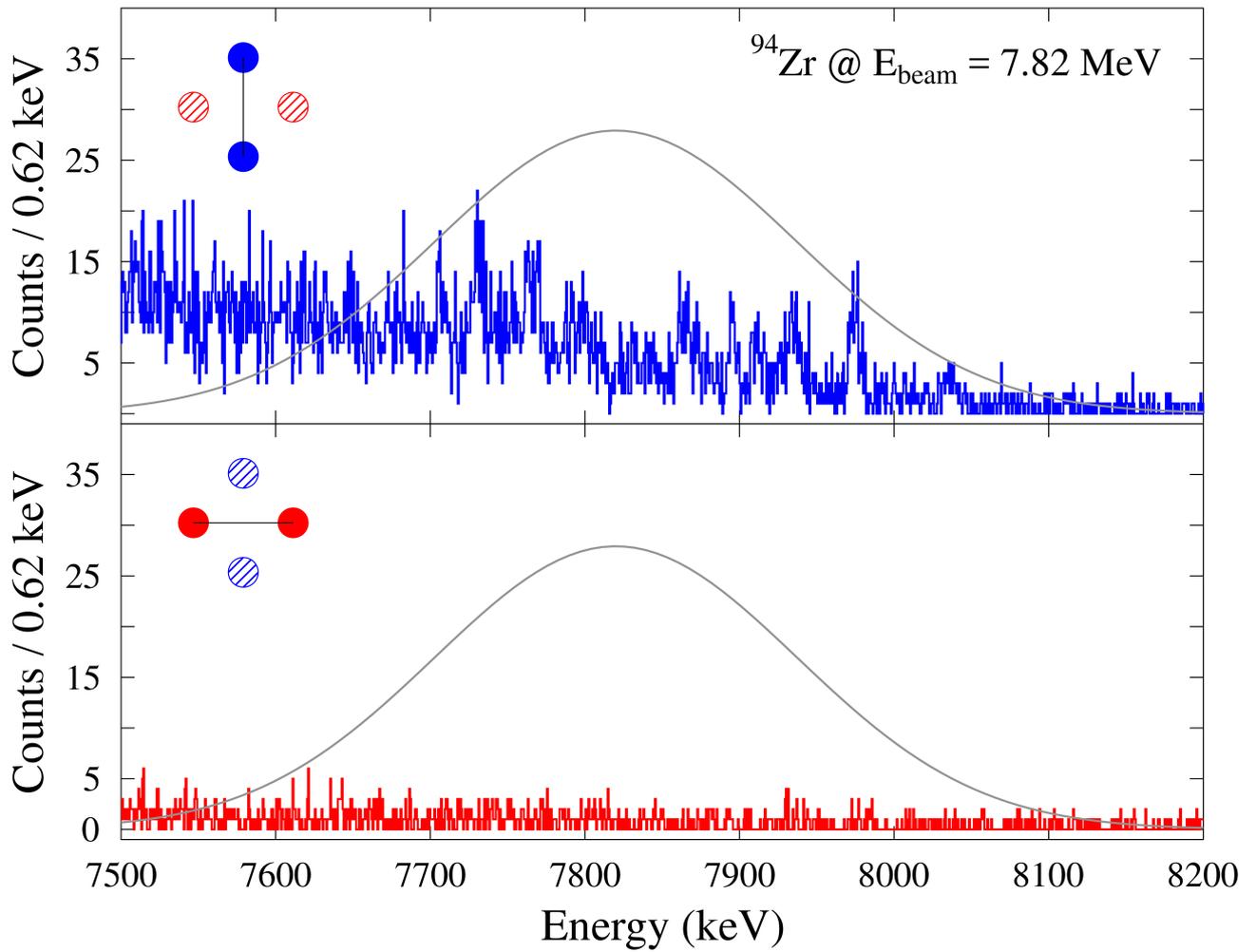
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisations ebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.7 MeV.



An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationsebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 6.95 MeV. Zu sehen ist ebenfalls der 2_1^+ Zustand des Isotops ^{16}O .



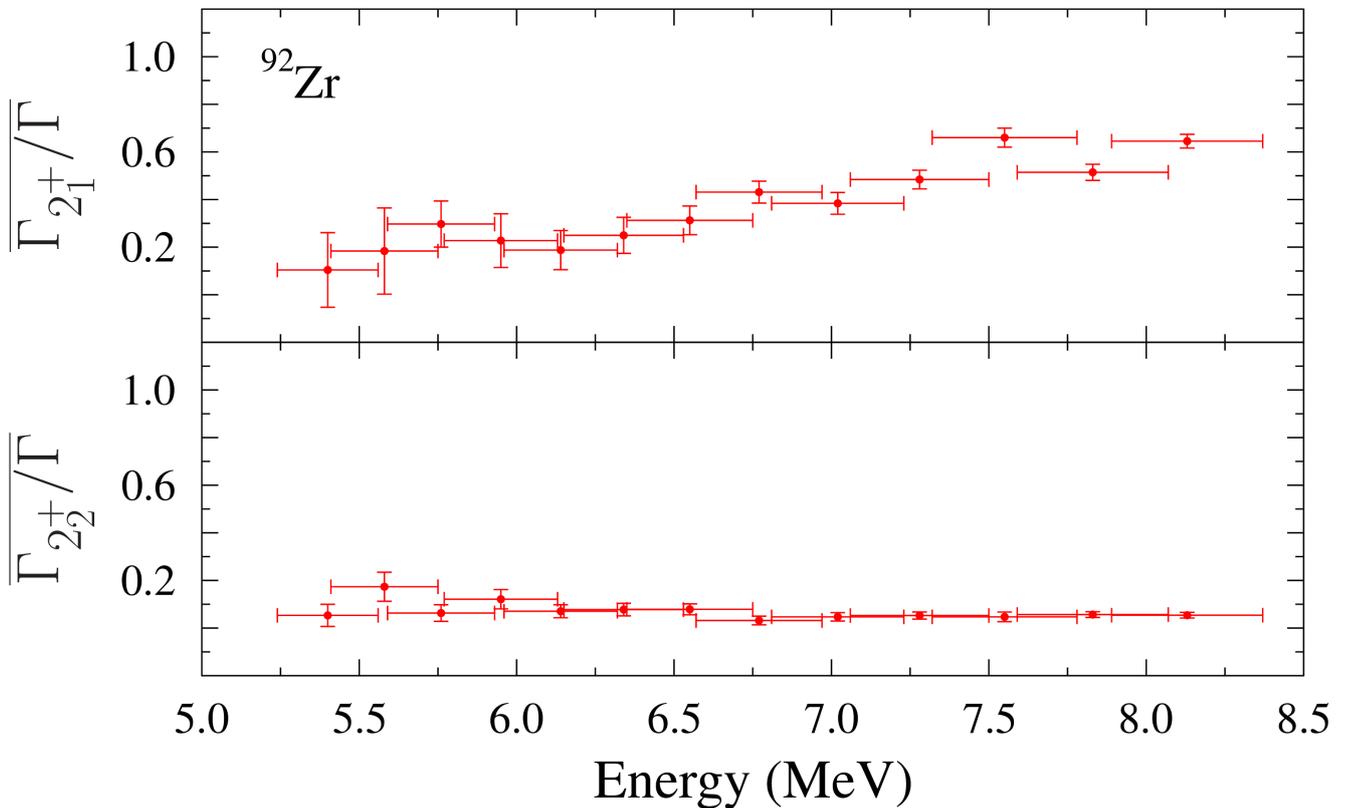
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationsebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 7.33 MeV. Der in beiden Spektren auftretende Peak ist dem Isotop ^{11}B zugehörig.



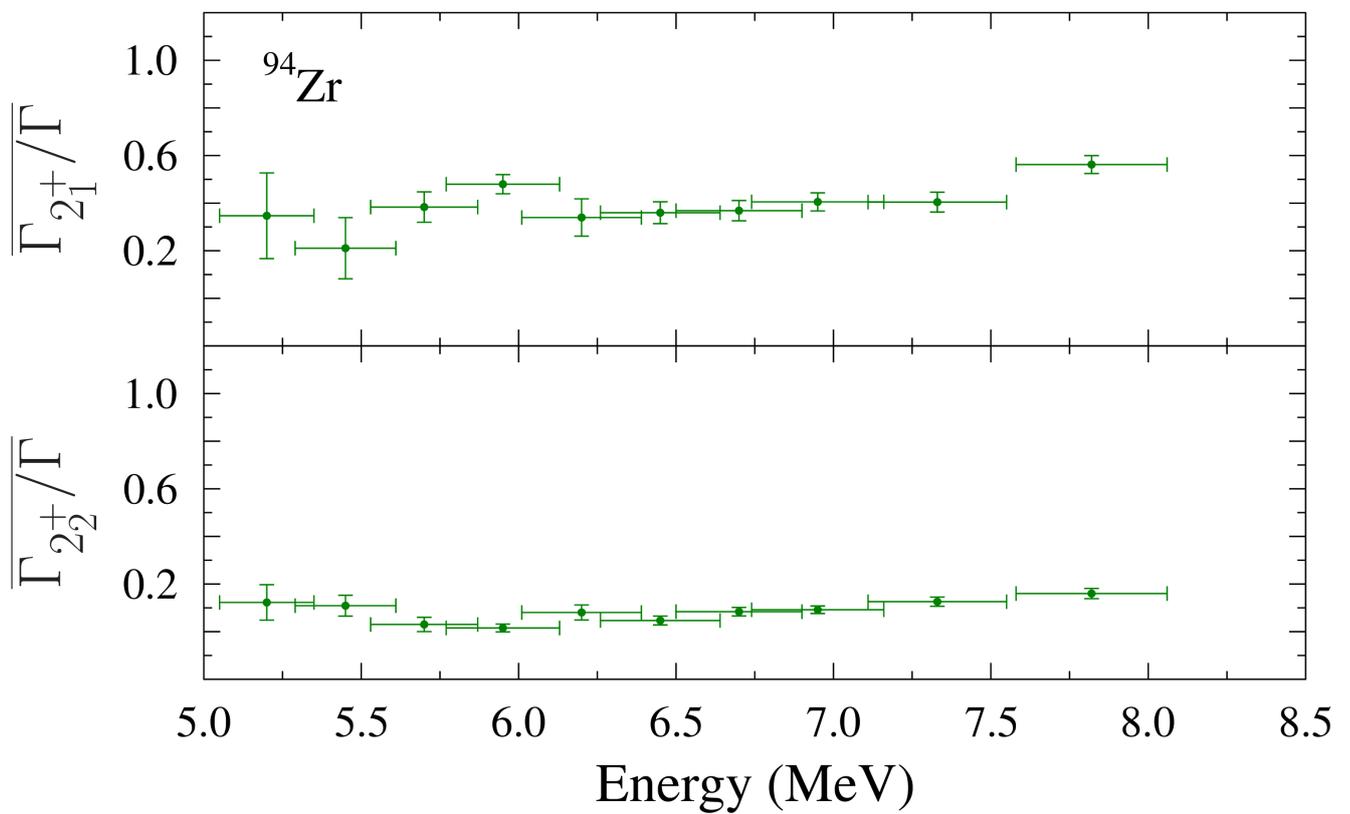
An HI γ S gemessene Spektren des Detektors senkrecht zur (oben) und in der (unten) Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls: Die graue Kurve gibt schematisch den Verlauf des Photonenflusses mit einer mittleren Energie von 7.82 MeV.

C Verzweigungsverhältnisse

Als Ergänzung zu den in Kapitel 8.3 vorgestellten mittleren Verzweigungsverhältnissen der dipolangeregten Zustände in den Grundzustand finden sich nachfolgend die mittleren Verzweigungsverhältnisse in den 2_1^+ , beziehungsweise 2_2^+ Zustand in den in dieser Arbeit betrachteten Isotopen. Diese wurden durch die Betrachtung der Intensitäten bestimmt und daraus $\overline{b_0}$ berechnet.



Mittlere Verzweigungsverhältnisse der dipolangeregten Zustände im Kern ^{92}Zr oberhalb 5 MeV: Der obere Teil der Abbildung zeigt das mittlere Verzweigungsverhältnis in den 2_1^+ , der untere in den 2_2^+ Zustand. Die Unsicherheit in der Energie gibt den durch den Photonenstrahl abgedeckten Anregungsbereich an. Während das Verzweigungsverhältnis in den 2_1^+ Zustand zu höheren Energien zunimmt, bleibt es in den 2_2^+ Zustand nahezu konstant.



Mittlere Verzweigungsverhältnisse der dipolangeregten Zustände im Kern ^{94}Zr oberhalb 5 MeV: Der obere Teil der Abbildung zeigt das mittlere Verzweigungsverhältnis in den 2_1^+ , der untere in den 2_2^+ Zustand. Die Unsicherheit in der Energie gibt den durch den Photonenstrahl abgedeckten Anregungsbereich an.

Publikationsliste

- M. Fritzsche, N. Pietralla, M.W. Ahmed, G. Rusev, D. Savran *et al.*, AIP Conference Proceedings **1090**, 591 (2009)
- K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M.A. Büssing, A. Constantinescu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **640**, 6 (2011)
- J. Beller, J. Wagner, M.W. Ahmed, D. Deleanu, D.M. Filipescu *et al.*, Journal of Physics: Conference Series **366**, 012003 (2012)
- N. Cooper, F. Reichel, V. Werner, L. Bettermann, B. Alikhani *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 034313 (2012)
- F. Schlüter, J. Endres, A. Zilges, D. Savran, M. Fritzsche *et al.*, Acta Phys. Pol. B **43**, 333 (2012)
- M. Zweidinger, J. Beller, J. Isaak, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev *et al.*, Journal of Physics: Conference Series **366**, 012054 (2012)
- J. Beller, N. Pietralla, J. Barea, M. Elvers, J. Endres *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 172501 (2013)
- J. Isaak, D. Savran, M. Krtička, M.W. Ahmed, J. Beller *et al.*, Phys. Lett. B **727**, 361 (2013)
- H. Pai, J. Beller, N. Benouaret, J. Enders, T. Hartmann *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 054316 (2013)
- C. Romig, J. Beller, J. Glorius, J. Isaak, J.H. Kelley *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 044331 (2013)
- M. Scheck, V.Yu. Ponomarev, T. Aumann, J. Beller, M. Fritzsche *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 051304 (2013)
- M. Scheck, V.Yu. Ponomarev, M. Fritzsche, J. Joubert, T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 044304 (2013)
- N. Benouaret, J. Beller, J. Isaak, J.H. Kelley, H. Pai *et al.*, Acta Phys. Pol. B **45**, 193 (2014)
- J. Isaak, J. Beller, E. Fiori, M. Krtička, B. Löher *et al.*, Europ. Phys. Jour. Web of Conferences **66**, 02055 (2014)
- J. Beller, C. Stumpf, M. Scheck, N. Pietralla, D. Deleanu *et al.*, Phys. Lett. B **741**, 128 (2015)
- N. Benouaret, J. Beller, J. Isaak, J.H. Kelley, H. Pai *et al.*, Europ. Phys. Jour. Web of Conferences **93**, 01044 (2015)
- J. Isaak, B. Löher, D. Savran, T. Aumann, J. Beller *et al.*, Europ. Phys. Jour. Web of Conferences **93**, 01048 (2015)
- C. Romig, T. Beck, J. Beller, J. Birkhan, A. Endres *et al.*, Europ. Phys. Jour. Web of Conferences **93**, 01035 (2015)

C. Romig, D. Savran, J. Beller, J. Birkhan, A. Endres *et al.*, Phys. Lett. B **744**, 369 (2015)

V. Werner, N. Cooper, P.M. Goddard, P. Humby, R.S. Ilieva *et al.*, Europ. Phys. Jour. Web of Conferences **93**, 01031 (2015)

M. Zweidinger, T. Beck, J. Beller, U. Gayer, L. Mertes *et al.*, AIP Conference Proceedings **1645**, 259 (2015)

J. Isaak, J. Beller, E. Fiori, J. Glorius, M. Krtička *et al.*, Journal of Physics: Conference Series **665**, 012039 (2016)

H. Pai, T. Beck, J. Beller, R. Beyer, M. Bhike *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 014318 (2016)

C. Kremer, S. Aslanidou, S. Bassauer, P. von Neumann-Cosel, A. Krugmann *et al.*, *in Vorbereitung*

W. Tornow *et al.*, *in Vorbereitung*

M. Zweidinger, J. Beller, S.W. Finch, M. Fritzsche, J. Isaak *et al.*, *in Vorbereitung*

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Markus Zweidinger
Geburtsdatum	26.03.1985
Geburtsort	Frankfurt am Main
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	verheiratet

Schulbildung

1991-1995	Schwarzburgschule, Frankfurt am Main
1995-2004	Augustinerschule, Gymnasium, Friedberg (Hessen)
Juni 2004	Abitur

Hochschulausbildung

2004-2008	Technische Universität Darmstadt B.Sc. Physik <i>Photoresponse von ^{31}P im Energiebereich von 4.0 bis 9.2 MeV</i>
2008-2011	Technische Universität Darmstadt M.Sc. Physik <i>Photonenstreuung am Kern ^{96}Zr</i>
seit 2011	Technische Universität Darmstadt Promotionsstudium

Danksagung

Vielen Leuten gebührt ein großer Dank dafür, dass sie mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

Für die Vergabe des spannenden Themas danke ich Prof. Dr. Dr. hc Norbert Pietralla ebenso wie für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe vor nunmehr neun Jahren. Auch für die Möglichkeiten meine Daten auf den verschiedensten Konferenzen zu präsentieren und für meine Reisen in die Vereinigten Staaten und Japan bin ich sehr dankbar. Auch die wertvollen Diskussionen trugen stets zum Voranschreiten der Arbeit bei.

Prof. Dr. Joachim Enders möchte ich für die Übernahme des Koreferats danken. Ebenso gebührt Prof. Dr. Robert Roth und Prof. Dr. Thomas Walther mein Dank dafür, dass sie sich bereiterklärt haben, meine Prüfung durchzuführen.

Des Weiteren richtet sich mein Dank an Prof. Dr. Werner Tornow, der die Experimente in Durham tatkräftig unterstützt hat und den Aufenthalt in den Vereinigten Staaten noch angenehmer werden ließ. Darüber hinaus war er immer offen für Diskussionen, die die Analyse der Daten vorantrieben.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Beschleunigergruppen des S-DALINAC und der High Intensity γ -ray Source. Die sehr guten Strahlbedingungen bildeten die Grundlage dafür, dass die Datensätze in dieser Form vorliegen.

Ein besonderer Dank geht an Dr. Marcus Scheck und Dr. Volker Werner für die Geduld meine aufgekommene Fragen zu beantworten und meine Ergebnisse zu diskutieren. Letzterem bin ich auch für die Korrekturen meiner Arbeit sehr dankbar.

Auch wenn sich die KRF Gruppe im Laufe der Zeit immer wieder veränderte, danke ich jedem Mitglied für die Hilfe bei den Experimenten, den zahlreichen Diskussionen und die super Arbeitsatmosphäre. Jedem einzelnen, Esra Aciksöz, Tobias Beck, Dr. Jacob Beller, Dr. Nadia Benouaret, Dr. Matthias Fritzsche, Udo Gayer, Johann Isaak, Laura Mertes, Dr. Haridas Pai, Philipp Ries, Dr. Christopher Romig, Dr. Marcus Scheck, Marcel Schilling und Dr. Volker Werner bin ich sehr dankbar.

Immer wenn es etwas zu organisieren galt, wie beispielsweise meine diversen getätigten Reisen, wurde ich vom Sekretariat des Instituts immer freundlich unterstützt. Daher möchte ich einen Dank an Marco Brunken, Maria Helm, Catja Noll de Lopez, Carina Seeger, Andrea Sobota, Giovanna Umberti-Caroli und Ursula von Dungen richten. Ebenso möchte ich Frau Sabine Wiesner herzlich dafür danken, dass sie meine Arbeit so schnell in abgebbare Form brachte.

Während meines Studiums habe ich viele Leute kennengelernt, die ich nicht mehr missen möchte. Daher bedanke ich mich bei Eva und Tobias Ackermann, Anita und Christopher Bauer, Irina und Timo Bloch, Sabine Bönig, Roxane Giese, Johann Isaak, Dominik Kraus, Thomas Möller, Christopher Romig, Anna Schneider und Cathrin Wälzlein für die jahrelange gute Freundschaft und die vielen Unternehmungen abseits des Stresses.

Für die jahrelange Unterstützung auch abseits des Studiums, möchte ich meiner Familie von ganzem Herzen danken. Sowohl mein Vater Gerhard, meine Mütter Margit und Rita, meine Nennpatentante Anna, mein Bruder Stefan, meine angeheirateten Schwestern Antje, Lena und

Yuliya, sowie mein Schwippschwager Matthias und die beiden kleinsten der Familie, Martin und Merle, unterstützen mich in all meinen Unternehmungen mit Rat und Tat und dafür bin ich ihnen über aller Maßen dankbar.

Der größte Dank geht an meine über alles geliebte Frau Iryna, die mich in schweren Momenten aufzuheitern und zu unterstützen wusste und mich mit ihrer Liebe stets neu motivierte. Die Zeit, die ich mit ihr verbringe ist die schönste Zeit meines Lebens und ich danke ihr einfach für alles, was sie für mich macht.

Ein abschließender Dank geht an die Deutsche Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 634 finanziell unterstützte.