Detektorsystem zum Test eines Hardwareprozessors des Satelliten INTEGRAL

Diplomarbeit

Albrecht J. Rilk

Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik
Abteilung Astronomie

Dezember 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die beobachtende Astronomie beschränkte sich bis in unser Jahrhundert traditionell auf den optischen Spektralbereich. Vor allem fehlende technische Voraussetzungen machten es damals unmöglich, in andere Wellenlängenbereiche vorzudringen – erst 1932 gelang es JANSKY, mit einer Antenne kosmische Radiostrahlung nachzuweisen, und erst in den fünfziger Jahren besaß die Radioastronomie einen Stellenwert in der astronomischen Forschung. Die Untersuchung des UV-, Röntgen- und Gammabereichs ließ noch weitere zehn Jahre auf sich warten, denn ein prinzipielles Handikap verhinderte eine erdgebundene Erforschung dieser Energiebereiche: Elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen kleiner als 100 nm wird in der Erdatmosphäre absorbiert. Die direkte Beobachtung kosmischer Gammastrahlung ist also nur möglich, wenn man die Atmosphäre, oder zumindest einen Gutteil davon, hinter sich läßt. Entsprechende Versuche begannen in den sechziger Jahren mit hochfliegenden Ballons (BRACCESI *et al.* 1960, CLINE 1961, nach [Tri]), man fand aber bis 1967 keine Photonen mit einer Energie größer als 100 keV, deren Herkunft eindeutig außerhalb des Sonnensystems lag (FAZIO 1967, nach [Tri]). Im Folgejahr jedoch konnten HAYMES *et al.* über die Entdeckung von Gammaquanten berichten, deren Quelle im Krebsnebel liegt [Tri].

Die Ära der satellitengestützten Gamma-Astronomie begann mit dem Start des *Small Astronomical Satellite* SAS-2 im November 1972. Er trug eine Drahtfunkenkammer, die Energien von 20 MeV bis 1 GeV nachweisen konnte. Mit SAS-2 wurden der Crab- und der Vela-Pulsar als Gammaquellen bestätigt und der diffuse galaktische Hintergrund beobachtet.
Die zweite wichtige Mission war der Satellit COS-B (1975–1982), der eine ausgedehnte Himmelsdurchmusterung im Energieband 50 MeV…5 GeV vornahm. Unter anderem fand COS-B die Quelle 2CG 289+64, die mit hoher Wahrscheinlichkeit mit dem *Quasar* 3C 273 identisch ist.
Eine Reihe weiterer Satelliten- und Ballonexperimente folgte, darunter 1989 die russische Mission GRANAT mit dem französischen SIGMA-Teleskop, bis im April 1991 das *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO) der NASA seinen Betrieb aufnahm. Dieser Satellit hat vier Gamma-Experimente an Bord und ist das bisher ehrgeizigste Projekt im Bereich der Gamma-Astronomie. Sein Energiebereich reicht je nach Instrument von 20 keV bis 30 GeV bei einer Energieauflösung von bis zu 4 % [Geh1].

Seit Beginn der neunziger Jahre betreibt die Europäische Raumfahrtorganisation ESA das Projekt *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (INTEGRAL), in dessen

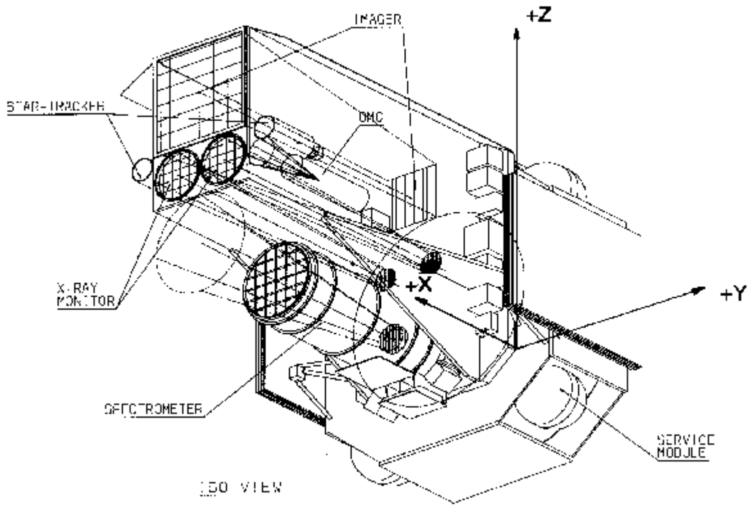

Abbildung 1.1: *INTEGRAL: Skizze des Satelliten. Der Satellit hat den gleichen Trägerbus wie die ESA-Röntgenmission XMM (*X-Ray Multi Mirror Satellite*), so daß dieser Bus für INTEGRAL ohne wesentliche Änderungen übernommen werden konnte.*

Rahmen auch die vorliegende Arbeit stattfand. Es ist als Kollaboration zwischen Europa, den USA und Rußland geplant. Im Jahr 2001 soll es eine zwei bis fünf Jahre dauernde Operationsphase beginnen.

1.1 INTEGRAL

1.1.1 Wissenschaft mit INTEGRAL

Als nächste größere Mission nach der Jahrtausendwende vereint INTEGRAL Feinspektroskopie ($E/\Delta E = 500$) und hochauflösende Abbildung ($< 12'$) auf einem Satelliten. Die Linienempfindlichkeit (*line sensitivity*) wird bei $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ ph cm^{-2} s^{-1} liegen, und damit werden die Leistungen von CGRO in wichtigen Bereichen um eine bis zwei Größenordnungen verbessert (Tab. 1.1). Außerdem bietet es die Möglichkeit von Polarisationsmessungen an kosmischen Gammastrahlungsquellen. INTEGRAL ist deshalb besonders geeignet zur detaillierten Untersuchung ausgewählter Objekte, obwohl auch eine Durchmusterung der galaktischen Ebene geplant ist. Im folgenden sind Beispiele solcher Objekte aufgeführt.

Galaktische Objekte

Galaktisches Zentrum

Das galaktische Zentrum ist eine Quelle starker, variabler Gammastrahlung. Ortsauflösende Röntgen- und Gamma-Teleskope wie SIGMA und CGRO liefern Hinweise darauf, daß der größte Teil der Gamma-Kontinuumsstrahlung aus der Zentrumsregion von Punktquellen stammt, die alle stark veränderlich sind. SIGMA fand zum Beispiel in der $6° \times 6°$-Region um das Zentrum mehr als sechs hochvariable Objekte im 100 keV-Band [Man]. Die Dichte der Quellen in der Zentralregion birgt die Ge-

Parameter	**INTEGRAL**	**Verbesserung zu:**
Spektrale Auflösung @ 1 MeV	$E/\Delta E = 500$	30× SIGMA 30× CGRO
Winkelauflösung @ 1 MeV	12'	≃ SIGMA, 100× CGRO
Winkelauflösung @ 100 keV	3'	5× SIGMA
Linienempfindlichkeit @ 1 MeV	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$ ph cm^{-2} s^{-1}	60× CGRO
Kontinuumsempfindlichkeit	3 mCrab @ 0,1. . . 1 MeV	20× SIGMA, 3× CGRO

Tabelle 1.1: *Vergleich zwischen INTEGRAL und den früheren Gamma-Missionen SIGMA und CGRO* [Mat].

fahr, daß ein nicht genügend ortsauflösender Detektor die Einzelquellen nicht mehr zu trennen vermag. Deshalb wird INTEGRAL mit dem Imager IBIS ein Instrument an Bord haben, das eine Lokalisationsgenauigkeit von einer Bogenminute aufweist – die bisher beste räumliche Auflösung im Gammabereich.

Prominentestes Beispiel einer zentrumsnahen Quelle und gleichzeitig eines kompakten Objekts ist 1E 1740.7-2942, kurz 1E 1740 oder salopp *great annihilator* genannt, das bei 20. . . 30 keV die 1°-Kernregion dominiert. Seine Kontinuumsstrahlung ähnelt derjenigen von Cyg X-1 (s. u.) und scheint zusätzliche Eigenschaften zu zeigen, die als breite ($\Delta E \simeq 240$ keV), rotverschobene *Annihilationslinie* interpretiert werden könnte ([Man], Churazov *et al.*, nach [Hol]).
Inzwischen hat man zu 1E 1740 ein Gegenstück im Radiobereich gefunden, das interessanterweise wie ein *Mini-Quasar* erscheint, mit einer kompakten zentralen Quelle und zwei gegenüberliegenden *Jets* (Mirabel *et al.* 1993, nach [Hol]).

Wenn Positronen entlang den Jets entkommen und später in kalten Molekülwolken vernichtet werden, entsteht eine relativ schmale, *unverschobene* 511 keV-Linie mit kleinerer Variabilität im Spektrum. Eine solche Linie wurde bisher noch nicht gefunden; ihre Entdeckung wäre ein Hinweis auf Materie in der Umgebung von 1E 1740 [Hol]. INTEGRAL wird in der Lage sein, mit dem Spektrometer SPI ($E/\Delta E = 500$) feinspektroskopische Messungen dieser Art vorzunehmen.

Kompakte Objekte

Einige optische Quellen sind mit starken, punktförmigen Röntgenobjekten identifizierbar. Solche Quellen besitzen Röntgenleuchtkräfte, die bis zu $L_{\mathrm{X}} \approx 10^{31}$ W reichen können. Die bis heute vorliegenden Beobachtungen lassen darauf schließen, daß wir es dabei fast immer mit Doppelsternsystemen, *Röntgendoppelsterne* genannt, zu tun haben, bei denen eine Komponente ein sehr kompaktes Objekt ist: Ein *Weißer Zwerg*, ein *Neutronenstern* oder ein *Schwarzes Loch*. Die Röntgenquelle Cyg X-1 ist der bekannteste Vertreter dieser Gruppe von Objekten und ein sehr guter Kandidat für ein Schwarzes Loch, benötigt sie doch aus dynamischen Gründen eine Komponente mit etwa zehn Sonnenmassen [Her]. Das Energiespektrum von Objekten wie Cyg X-1 reicht bis zu 1 MeV und darüber und zeigt sehr schnelle Veränderungen auf Zeitskalen von Millisekunden – Einsatzgebiet des INTEGRAL-Imagers. Über dem Kontinuum liegt manchmal, zum Beispiel beim Objekt *Nova Muscae*, eine breite, offensichtlich rotverschobene Annihilationslinie, genauso, wie sie auch bei 1E 1740 zu sehen ist. Man meint außerdem, einige zusätzliche Entdeckungen im Bereich 100...300 keV gemacht zu haben, die man als Rückstreuphänomen der Annihilationsstrahlung an der Akkretionsscheibe solcher Systeme deutet [Hol]. Bei der Beantwortung aller dieser Fragen werden die Instrumente auf INTEGRAL wertvolle Dienste leisten – sowohl, was die räumliche und spektrale Auflösung angeht, als auch bei Zeitmessungen: INTEGRAL wird mit dem Imager den Mikrosekundenbereich erschließen. Man erwartet außerdem von INTEGRAL eine Menge Neuentdeckungen kompakter Objekte aller Art.

Nukleosynthese

Wir nehmen heute an, daß die schweren Elemente im Kosmos, darunter auch die radioaktiven, das Produkt von *Supernovae* sind. Man kann mit geeigneten Spektrometern Elemente anhand der Energien, die sie beim Zerfall aussenden, identifizieren, und daraus Rückschlüsse auf ihre Häufigkeit und ihre Verteilung im Universum ziehen bzw. Modelle zur Nukleosynthese in Sternen testen. Das Interesse gilt besonders einem Aluminiumisotop, ^{26}Al, denn wegen seiner Lebensdauer von 10^6 Jahren zeigt es den Effekt aller Supernovae der letzten paar Millionen Jahre.[1] ^{26}Al macht sich durch die Emission von Gammaquanten der Energie 511 keV und 1,81 MeV bemerkbar und kann deshalb mit dem INTEGRAL-Spektrometer sehr gut nachgewiesen werden.

Neben ^{26}Al gibt es noch weitere „Fingerabdrücke“ von Supernova-Explosionen, zum Beispiel ^{44}Ti mit einer Halbwertszeit von nur 54 Jahren. Man findet es etwa bei der Radioquelle Cas A, dem Überrest der Supernova im Jahr 1668. Das INTEGRAL-Spektrometer wird uns in die Lage versetzen, in der gesamten Galaxis auf Spurensuche nach jungen SNR zu gehen. Das aktuellste Beispiel ist die Supernova 1987 A in der Großen Magellanschen Wolke, in der auch die 847 keV-Linie von ^{56}Co (Lebensdauer 77 Tage) gefunden wurde.

Extragalaktische Objekte

Galaxienhaufen

Die Empfindlichkeit von INTEGRAL zusammen mit seiner räumlichen Auflösung wird es erlauben, einen Blick auf entferntere, dicht bevölkerte Himmelsregionen zu werfen, wie etwa den *Virgo*-Galaxienhaufen, und so gleichzeitig die spektralen Eigenschaften einer Anzahl von AGNs (s. u.) samt des innerhalb des Haufens befindlichen Mediums zu studieren. Dieses Medium kann Temperaturen zwischen 10^7 und 10^8 K erreichen [Sin]. Dabei emittiert es Röntgenlicht, das – wenn nicht vom Imager und dem Spektrometer – vom Röntgenmonitor analysiert werden kann.

Aktive Galaktische Kerne

CGRO fand 1991 mit dem Instrument EGRET eines der interessantesten Objekte, das in der Radioastronomie als Quasar schon lange bekannt ist: 3C 279, in 1,4 Gpc

[1] Interessanterweise gibt es eine Häufung von ^{26}Al in Richtung *Vela* – ein Hinweis auf eine Supernova in unserer Nachbarschaft, deren Überbleibsel der *Vela*-Pulsar ist [Hol].

Entfernung, und trotzdem nach EGRET-Messungen eine der hellsten Quellen im Hochenergie-Gammaband überhaupt [Geh2]. Sie zählt zur Klasse der AGN (*Active Galactic Nuclei*), sehr leuchtkräftigen Kernen elliptischer, aber auch Spiralgalaxien. Überraschenderweise zeigt 3C 279 Intensitätsschwankungen auf Zeitskalen von Tagen. Damit kann die Entstehungsregion der Strahlung nach heutigem Wissen nicht größer sein als einige Lichttage. Wie kann ein so kleines Gebiet eine solche Leistung erzeugen?

Man erklärt dies durch die Existenz supermassiver Schwarzer Löcher, die große Mengen an Materie akkretieren und dabei enorme Energien freisetzen, die von Radiowellen bis in den Gammabereich reichen. Oft bilden sich durch Magnetfelder zwei Jets senkrecht zur Akkretionsscheibe aus, in denen Elektronen und Positronen fast Lichtgeschwindigkeit erreichen.[2] Man geht davon aus, daß der *Compton-Effekt*[3] eine wesentliche Rolle spielt. Niederenergetische Photonen aus der Akkretionsscheibe werden an den extrem schnellen Teilchen in den Jets gestreut, dabei in deren Richtung beschleunigt und gewinnen sehr viel Energie (sog. *Compton upscattering*). So würde sich das elektromagnetische Spektrum in Richtung höherer Energien verschieben. INTEGRAL soll, was diese Mechanismen betrifft, mehr Klarheit bringen.

Gamma-Ray Bursts

Seit dreißig Jahren weiß man von der Existenz sehr kurzer, heller „Blitze“ am Gamma-Himmel; das Instrument BATSE auf CGRO findet etwa 300 pro Jahr. Sie erscheinen stochastisch verteilt am Himmel und emittieren den Hauptteil ihrer Energie über ca. 100 keV in einem nichtthermischen Spektrum [Fis]. Die meisten dauern weniger als hundert Sekunden, und bisher fand man von keinem einzigen ein zweifelsfreies Gegenstück in anderen Wellenlängenbereichen, geschweige denn ein Vorgängerobjekt oder ein Überbleibsel. Es gelang bisher auch keine direkte Entfernungsmessung, und so bleiben diese sogenannten *Gamma-Ray Bursts* (GRBs), obwohl sie schon verhältnismäßig lange bekannt sind, eines der geheimnisvollsten Phänomene im Universum – die Zahl der Theorien zu ihrer Entstehung ist dementsprechend hoch. GRBs weisen eine isotrope räumliche Verteilung auf; ihre Quellen scheinen also nicht zur galaktischen Scheibenpopulation zu gehören (Mao *et al.*, nach [Fis]), und das macht sie so verwirrend. Möglicherweise entstehen sie lokal in der Nähe des Sonnensystems, vielleicht in der *Oortschen Kometenwolke*, denn sie bietet die räumlich nächste Möglichkeit einer ungefähr isotropen, radial abnehmenden Dichte. Dann bedürfte es keiner großen absoluten Helligkeit der GRBs, obwohl noch niemand plausibel machen konnte, wie Massen von Kometengröße Gammastrahlung erzeugen sollten, wenn man keine exotischen Objekte wie primordiale Schwarze Löcher in die Theorie einbauen will. Abgesehen davon scheinen sich die von BATSE gemessenen Verhältnisse zwischen hellen und schwachen *bursts*, aus denen man Schlüsse auf die radiale Verteilung der Quellen ziehen kann, nicht gut mit der Theorie in Einklang bringen zu lassen [Bla]. Verschiedene Autoren halten deshalb die Oortsche Wolke als Sitz der GRB-Quellen für unwahrscheinlich (Horack *et al.*, Maoz, Clarke *et al.*, nach [Fis]).

Ein zweiter Vorschlag vermutet Neutronensterne als Quellen und lokalisiert sie im galaktischen Halo. Weil das Sonnensystem sich jedoch nicht im Zentrum des Halos

[2]AGNs werden *Blazare* genannt, wenn einer der Jets in Richtung Erde weist; sie sind oft so hell, daß man sie wie 3C 279 noch einige Gigaparsec entfernt nachweisen kann.

[3]s. Abschnitt 2.2

befindet, sollte die räumliche Verteilung der *bursts* nicht mehr isotrop sein, oder der Halo ist ausgedehnter als bisher vermutet.[4]
Der dritte Ansatz nimmt extragalaktische, kosmologische Quellen an. Er kann die isotrope Verteilung erklären – sie ist sogar notwendige Bedingung für seine Gültigkeit [Fis]. Der von BATSE beobachtete Mangel an schwachen Quellen wäre dann durch die Rotverschiebung und möglicher Quellenevolution zu begründen. Wenn dem so ist, entsteht unter anderem die Schwierigkeit, die notwendige absolute Leuchtkraft (grob 10^{51} erg/s, nach [Fis]) zu erklären, denn groß können die Quellen wegen der schnellen Strahlungsvariation nicht sein; man hat zeitliche Variationen von 0,2 ms in einem GRB-Spektrum festgestellt (BHAT *et al.*, nach [Bla]), was Ausdehnungen von weniger als 60 km bei zumindest dieser einen Quelle nahelegt, falls keine relativistischen Bewegungen im Spiel sind [Bla]. Daraus resultieren – unabhängig vom Entstehungsprozeß – extrem hohe Photonendichten in der Quelle, die durch Rekombination ein relativistisch expandierendes Plasma, einen *fireball*, erzeugen sollten. Diese *fireballs* sind allerdings schwer mit den Beobachtungen in Einklang zu bringen, weil entsprechende Rechnungen die tatsächlich beobachteten nichtthermischen Spektren nur unter speziellen Voraussetzungen erklären können [Fis].

Man schätzt, daß INTEGRAL ungefähr zwei GRBs pro Monat im Gesichsfeld haben wird [ISPR1]. Der Imager kann in einem speziellen *burst mode* betrieben werden; es wird damit erstmals möglich sein, GRBs räumlich und zeitlich hochaufgelöst zu untersuchen und damit die Suche nach einem Gegenstück zu erleichtern. Mit einem Energiebereich von 0,1. . . 10 MeV können der Imager und das Spektrometer die Spektren der meisten zu erwartenden GRBs gut untersuchen,[5] und da die optische Monitorkamera und der Röntgenmonitor in die gleiche Richtung wie die Hauptinstrumente blicken, wird vielleicht ein Gegenstück zu einem GRB in anderen Wellenlängenbereichen direkt beobachtet werden.

1.1.2 Instrumente auf INTEGRAL

INTEGRAL ermöglicht es, ein ausgewähltes Objekt in mehreren Spektralbereichen gleichzeitig zu untersuchen. Zu diesem Zweck trägt INTEGRAL vier Instrumente, deren optische Achsen parallel sind. Zwei davon, das Spektrometer SPI (*Spectrometer on Integral*) und der Imager IBIS (*Imager on Board Integral Satellite*) sind für die Beobachtungen im Gammabereich vorgesehen. Beide sind orts- und energieauflösend, zur gegenseitigen Ergänzung jedoch unterschiedlich optimiert. Die beiden anderen Instrumente, der Röntgenmonitor JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*) und die Monitorkamera OMC (*Optical Monitoring Camera*) erweitern das von INTEGRAL erfaßbare Spektrum nach unten in den Röntgenbereich bzw. ins Sichtbare.

Das *coded mask*-Prinzip

Bis auf OMC sind alle Instrumente sogenannte *coded mask*-Teleskope. Da sich Gammastrahlen nicht brechen lassen und außerdem in Materie mehr oder weniger starke Absorp-

[4] HAKKILA *et al.* erhalten eine Ausdehnung zwischen 125 und 400 kpc [Fis]

[5] Ein „typisches“ GRB-Spektrum, sofern man überhaupt von einem solchen sprechen kann, liegt zwischen 0,1 und 10 MeV mit dem Maximum bei ungefähr 600 keV [Fis]

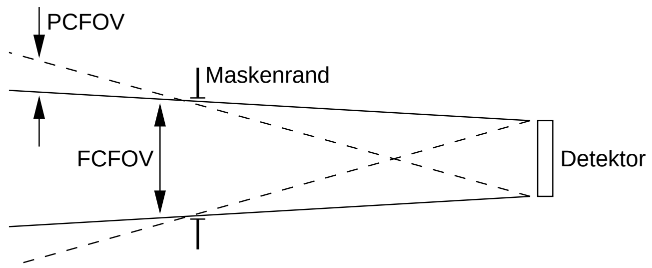

Abbildung 1.2: *Zu den Begriffen* fully coded field of view *FCFOV und* partially coded field of view *PCFOV bei einem* coded mask-*Teleskop.*

tion zeigen, unterscheidet sich das Abbildungsprinzip grundlegend von dem normaler optischer Teleskope, die die Lichtbrechung bzw. -reflexion an optischen Flächen ausnutzen. Ein *coded mask*-Teleskop, auch *coded aperture*-Teleskop genannt, besteht aus einem Detektoarray zum ortsaufgelösten Nachweis der Strahlung und einer im Strahlengang befindlichen Maske. Diese Maske, die *coded mask*, ist in transparente und opake Zonen unterteilt, so daß eine Punktquelle im Unendlichen einen Schatten auf das Array wirft, der genau der Maskenstruktur entspricht. Das Urbild, die Punktquelle, ist durch die Analyse der Intensitätsverteilung auf dem Array rekonstruierbar, da die Maskengeometrie bekannt ist. Dies funktioniert nicht nur für eine einzelne Punktquelle als Urbild, sondern auch für mehrere diskrete Punkte und für eine kontinuierliche Intensitätsverteilung. Die Qualität der Rekonstruktion hängt maßgeblich von der Maskengeometrie ab, da der Rekonstruktionsprozeß mehr oder weniger starke Artefakte („Geister") und Rauschen produziert. Es stehen verschiedene mathematische Verfahren zur Konstruktion von Masken mit spezifischen Vor- und Nachteilen zur Auswahl, was die Suche nach einer geeigneten Maske nicht unbedingt erleichtert. Deshalb fiel die Entscheidung für die IBIS-Maske erst vor kurzem zugunsten einer sogenannten MURA-Konfiguration (*Modified Uniformly Redundant Array*).[6]

Das Gesichtsfeld eines *coded mask*-Teleskops wird durch die Größen *fully coded field of view* (FCFOV) und *partially coded field of view* (PCFOV) beschrieben. Abb. 1.2 verdeutlicht die beiden Begriffe.

Die Richtung einer abzubildenden Punktquelle muß nicht parallel zur Teleskopachse sein, sondern kann einen gewissen Winkel mit ihr einschließen. Der maximale Winkel, bei dem die Maskenränder gerade noch keinen Schatten auf das Array werfen, ist das FCFOV. Die Bilddefinition ist für Objekte innerhalb des FCFOV am besten, weil dann die maximale Anzahl von Maskenpixeln Informationen zur Bildrekonstruktion liefert. Wünschenswert wäre ein FCFOV so groß wie möglich; leider steigt mit dem FCFOV auch der erfaßte Hintergrund diffuser Strahlung und damit das Rauschen, so daß man bei der Wahl des FCFOV zu Kompromissen gezwungen ist.
Es sind auch Abbildungen von Quellen außerhalb des FCFOV möglich, sofern sie innerhalb des PCFOV (s. Abb. 1.2) liegen. Da nun aber nicht mehr alle Maskenpixel zur Abbildung beitragen, wird die Qualität der Rekonstruktion geringer.

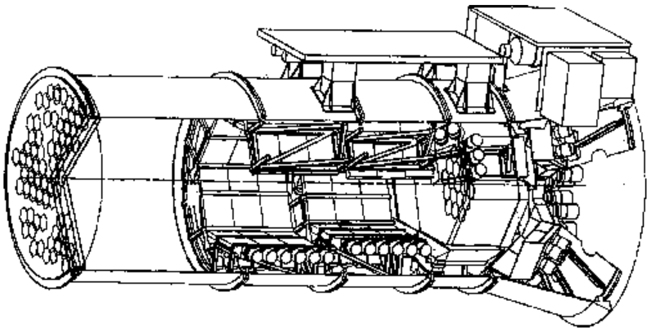

Abbildung 1.3: *Skizze des Spektrometers SPI an Bord von INTEGRAL.*

Energiebereich	20 keV...10 MeV
Detektorfläche	500 cm^2
Spektrale Auflösung ($E/\Delta E$ @ 1 MeV)	~ 500
FCFOV	16°
Winkelauflösung	2° FWHM
Linienempfindlichkeit ($3\,\sigma$ in 10^6 s @ 1 MeV)	$5 \cdot 10^{-6}$ ph s^{-1} cm^{-2}
Zeitgenauigkeit (3σ)	0,1 ms
Masse	1309 kg
Leistungsverbrauch	250/69 W (Sonne/Schatten)
mittlere Datenrate	13...42 kBit/s

Tabelle 1.2: *Die wichtigsten Eigenschaften des Spektrometers SPI.*
Quelle: `http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Integral/integ_spectr_para.html` *vom 06.12.96*

Das Spektrometer SPI

Das Spektrometer SPI wird Spektralanalysen von Gammastrahlungs-Punktquellen und ausgedehnten Gebieten im Bereich 20 keV...8 MeV mit einer Auflösung von 20 keV @ 1 MeV durchführen. Erreicht wird dies durch ein Detektorarray von 19 hexagonalen, auf 85 K gekühlten Germanium-Detektoren. Das FCFOV ist mit 16° relativ groß, damit ausgedehnte Himmelsbereiche erfaßt werden können. SPI hat nur eine Ortsauflösung von 2°, kann dafür aber mit einer spektralen Auflösung von $E/\Delta E = 500$ @ 1 MeV aufwarten. Zur Unterdrückung des isotropen Strahlungshintergrunds ist das Spektrometer mit einem *Antikoinzidenzschild*[7] umgeben, welches den Boden und die Seitenteile fast bis zur Maske bedeckt. Eine Skizze des Instruments zeigt Abb. 1.3.

[6] Näheres zu Abbildungen mit *coded masks* s. [Rid]
[7] s. Abschnitt 1.2

Energiebereich	15 keV… 10 MeV
Detektorfläche	$2600\,\mathrm{cm}^2$ (CdTe), $3100\,\mathrm{cm}^2$ (CsI)
Spektrale Auflösung	$< 7\,\%$ @ 100 keV, $6\,\%$ @ 1 MeV
FCFOV	$9^\circ \times 9^\circ$
Winkelauflösung	12 ' (FWHM)
Kontinuumsempfindlichkeit ($3\,\sigma$ in $10^6\,\mathrm{s}$ @ 1 MeV, $\Delta E = E/2$)	$2 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{ph\,s^{-1}\,cm^{-2}\,keV^{-1}}$
Lokalisierungsvermögen	< 1 ' ($10\,\sigma$-Quelle)
Zeitgenauigkeit ($3\,\sigma$)	einige μs (*timing mode*) einige Minuten (*imaging mode*)
Masse	628 kg
Leistungsverbrauch	220 W
Datenrate	17… 57 kBit/s

Tabelle 1.3: *Die wichtigsten Eigenschaften des Imagers IBIS.*
Quelle: `http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Integral/integ_imager_para.html` *vom 06.12.96*

Der Imager IBIS

Auch der Imager IBIS ist zur Untersuchung von Spektren in der Lage, seine Stärke liegt aber in der räumlichen Auflösung: Eine Punktquelle kann bis auf eine Bogenminute genau lokalisiert werden, und zwei Punkte im Abstand von 12 ' werden noch getrennt. Für IBIS werden am IAAT Hardware und Programme entwickelt, und auch die vorliegende Arbeit entstand in diesem Rahmen.

IBIS ist, wie schon erwähnt, ebenfalls ein *coded mask*-Teleskop. Sein Aufbau ähnelt dem von SPI, enthält jedoch nicht nur eine, sondern zwei Detektorlagen mit einem Abstand von einigen Zentimetern. Der Imager wird detailliert in Abschnitt 1.2 vorgestellt.

Der Röntgenmonitor JEM-X

Das dritte *coded aperture*-Teleskop JEM-X an Bord von INTEGRAL hat die Aufgabe, simultan zu den Hauptinstrumenten SPI und IBIS im 3… 35 keV-Band zu beobachten. Eine Besonderheit von JEM-X stellen die verwendeten Detektoren dar: es sind keine Festkörperdetektor-Arrays, sondern zwei große Gas-Proportionalzähler. Man erreicht Ortsauflösung dadurch, daß man in einen solchen Zähler ein planes Glassubstrat einbaut, auf dessen Vorderseite zwei ineinandergreifende, parallele Streifensysteme aus Gold aufgedampft werden. Man spricht wie beim gewöhnlichen Zählrohr von *Anode* und *Kathode*. Ein weiteres Streifensystem auf der Rückseite ist orthogonal zu dem der Vorderseite, so daß eine rechtwinklige Matrix entsteht. Dadurch kann sowohl der Ort als auch die Größe einer Ladungsverteilung als Folge eines ionisierenden Teilchens bestimmt werden. Die ganze Anordnung nennt man Streifenproportionalzähler oder *Micro Strip Gas Counter* (MSGC).
Die Detektoren sind mit Xenon unter einem Druck von 5 bar gefüllt. Eventuelle Undich-

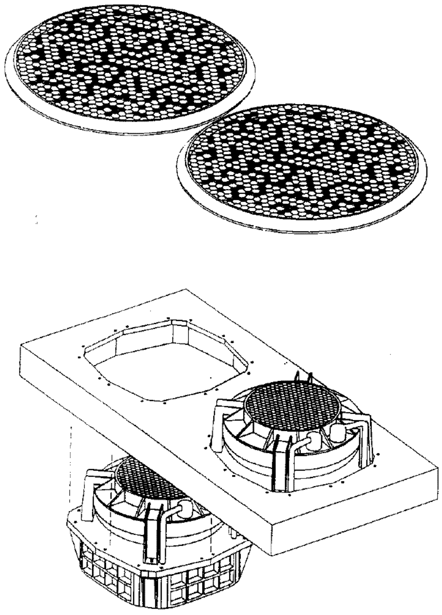

Abbildung 1.4: *Aufbau des Röntgenmonitors JEM-X. Aus Gründen der Redundanz enthält er zwei Detektormodule mit separaten Masken.*

Energiebereich	3…35 keV
Detektorfläche	$2 \times 500\,\mathrm{cm}^2$
Spektrale Auflösung	$47\,\%/\sqrt{E\,[\mathrm{keV}]}$
FCFOV	4,8°
Kontinuumsempfindlichkeit ($3\,\sigma$ in 10^6 s @ 6 keV)	$9 \cdot 10^{-6}$ ph s^{-1} cm^{-2} keV^{-1}
Winkelauflösung	3' (FWHM)
Lokalisierungsvermögen	< 20" typ. ($10\,\sigma$-Quelle)
Zeitgenauigkeit	$10\,\mu$s
Masse	65 kg
Leistungsverbrauch	40 W
Datenrate	6,7 kBit/s

Tabelle 1.4: *Die wichtigsten Eigenschaften des Röntgenmonitors JEM-X.*
Quelle: `http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Integral/integ_jemx_para.html` *vom 06.12.96*

Wellenlängenbereich	500...850 nm + V-Filter
Brennweite/Öffnung	154 mm / 50 mm
Detektor	CCD, 2048 × 1024 Pixel, Bildfläche 1024 × 1024 Pixel
Gesichtsfeld	$5° \times 5°$
Pixelgröße	17,6 ” × 17,6 ”
Lokalisierungsvermögen	< 8 ”
Zeitauflösung	> 1 s
Grenzgröße	$m_V = 19{,}5$
Masse	17 kg
Leistungsverbrauch	10 W

Tabelle 1.5: *Die wichtigsten Eigenschaften der Monitorkamera OMC.*
Quellen: `http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Integral/integ_omc_para.html` *vom 06.12.96;* OMC System Specification 2.0

tigkeiten würden den ganzen Detektor außer Funktion setzen. JEM-X besteht deshalb aus zwei redundanten Modulen, jedes ein vollständiges Teleskop mit Maske und Detektorarray, wie in Abb. 1.4 skizziert.

Die Monitorkamera OMC

Die Monitorkamera eröffnet die wichtige Möglichkeit, die von den Hauptinstrumenten untersuchten Objekte auch im optischen Bereich zu überwachen und zu identifizieren. Man denke nur an die Chance, ein optisches Gegenstück zu einem *gamma ray burster* zu finden. Das bildgebende System besteht aus einem Refraktor ($f = 154$ mm, $f/3{,}1$) und einem 2048×1024-CCD mit einer Pixelgröße von $13 \times 13\,\mu\mathrm{m}^2$.

1.2 IBIS *en detail*

Der Imager IBIS verdient in dieser Arbeit etwas mehr Beachtung, denn für ihn werden am IAA Tübingen Baugruppen und Programme zur *on board*-Vorverarbeitung der Detektordaten entwickelt.

1.2.1 Die beiden Detektorebenen

IBIS besitzt zwei übereinanderliegende Detektorebenen mit 13 Zentimetern Abstand.

- Die obere Lage besteht aus 128×128 Cadmiumtellurid (CdTe)-Pixeln, jedes mit $4 \times 4\,\mathrm{mm}^2$ Fläche. CdTe ist ein Halbleiter, der wegen der relativ hohen Kernladungszahlen seiner Bestandteile[8] in der Gamma-Spektroskopie häufig als Detektor verwen-

[8] s. Abschnitt 2.2

det wird. Auf INTEGRAL dient er unter anderem dazu, das Spektrum des Imagers nach unten bis in den Röntgenbereich bei 15 keV zu erweitern. Aufgrund ihrer kleinen Fläche sind die CdTe-Pixel ideal dafür geeignet, Arrays mit hoher räumlicher Auflösung aufzubauen, doch leider begrenzt die fertigungstechnisch bedingte geringe Dicke ihren Einsatz auf niedrige Energiebereiche (nur noch 50 % Ausbeute bei 150 keV). Die meisten höherenergetischen Quanten passieren die CdTe-Schicht ohne Wechselwirkung.
Die Orts-, Zeit und Energieinformationen werden von einer speziell dafür entwickelten Elektronik verarbeitet, die weiter unten noch näher beschrieben wird. Das ganze CdTe-Submodul wird ISGRI (*Integral Soft Gamma Ray Imager*) genannt.

- 13 cm unterhalb des ISGRI-Arrays befindet sich die zweite Detektorlage PICsIT (*Pixellated Imaging Cesium Iodide Telescope*), eine 64×64-Matrix aus Caesiumjodid (CsI)-Szintillationsdetektoren.[9] Ihr Energiebereich schließt sich an den der CdTe-Lage an und erstreckt sich über zwei Zehnerpotenzen, nämlich von etwa 100 keV bis 10 MeV. Jedes Pixel wird durch eine eigene Fotodiode überwacht, deren Signal von einer analogen Verstärkerkette aufbereitet wird.

Die beiden Detektorlagen haben nicht zufällig einen gewissen Abstand. Er eröffnet nämlich die Möglichkeit, dreidimensionale Teilchentrajektorien zu rekonstruieren, wenn ein Quant in der CdTe-Lage Compton-gestreut und danach in einem CsI-Pixel registriert wird. Man kann damit einerseits „unmögliche“ Streuvorgänge ausschließen (Antikoinzidenzwirkung) und andererseits durch Analyse einer genügend großen Menge solcher Ereignisse herausfinden, ob ihre Streuung eine *Vorzugsrichtung* aufweist. Der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung hängt von der Polarisation des Gammaquants ab; eine Vorzugsrichtung bei der Streuung würde also Hinweise auf eine Polarisation der Quelle liefern.

Die Detektoren müssen von Zeit zu Zeit kalibriert werden. Dazu dienen einige ^{22}Na-Präparate, die Gammastrahlung von 511 keV und 1275 keV emittieren.

1.2.2 Die Antikoinzidenz

Ein *coded mask*-Teleskop kann, wie jedes andere Teleskop auch, nur solche Photonen zur Abbildung heranziehen, die durch die Eintrittsapertur einfallen. Die von IBIS registrierten Energien reichen allerdings hinauf bis zu 10 MeVund mehr. Teilchen solch hoher Energie können nur mit großem Materialaufwand daran gehindert werden, auch von den Seiten und von unten einzufallen, wodurch sie zum Hintergrundrauschen beitragen und damit den Kontrast verschlechtern.
Man weiß sich zu helfen, indem man beide Detektoren unten und an den Seiten mit einem dritten Detektormaterial umgibt, in diesem Fall Bismutgermanat (BGO), ein Szintillator wie CsI. Es wird durch Fotomultiplier überwacht, die eintreffende Ereignisse an eine *Antikoinzidenzschaltung* melden. Diese prüft, ob es zu den BGO-Ereignissen zeitgleiche CsI- und/oder CdTe-Ereignisse gab und sortiert im positiven Fall diese Ereignisse als fehlerhaft aus. Der Effekt ist eine aktive Unterdrückung von Quanten, die nicht aus der Maskenrichtung kommen, weshalb der BGO-Schirm auch *veto shield*[10] genannt wird. Ein ähnlicher

[9] s. Abschnitt 2.2
[10] lat. *veto*: ich verbiete

BGO-Schirm umgibt auch das Spektrometer.

1.2.3 HEPI

Zur Vorverarbeitung der IBIS-Daten befindet sich eine Elektronik an Bord von INTEGRAL. Ihre Struktur hat Lier näher erläutert [Lie]; wir wenden uns gleich einer bestimmten Baugruppe zu: HEPI, dem *Hardware Event Processing Interface*. HEPI wird am IAA in Tübingen entwickelt. Zum Test dieses Moduls sollte im Rahmen dieser Arbeit ein Detektorsystem aufgebaut werden.

Als Teil der IBIS-Elektronik wird HEPI folgende Aufgaben haben. Hier sind sie nur aufgelistet; eine ausführliche Beschreibung der HEPI gibt [Lie].

- Erkennung von Mehrfachereignissen
- Rekonstruktion des Ortes und der Energie von Mehrfachereignissen
- Erkennung von *gamma-ray bursts*
- Bestimmung des Streuwinkels bei Zweifachereignissen
- Datenreduktion und Zwischenspeicherung
- Synchronisation der Ereignisse aus den verschiedenen Detektorebenen

Kapitel 2

Das Detektorsystem

Dieses Kapitel enthält die Beschreibung der Komponenten des Detektorsystems und ihrer Funktionsweise. Wir beginnen mit einem Überblick über den Aufbau und seinen Zweck.

2.1 Überblick: Generelles zum System

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Aufbau und der Erprobung eines Detektors für Gammastrahlung. Das Ziel war, ein Testsystem zu entwickeln, das Daten über Gamma-Ereignisse zu erfassen in der Lage ist, und das diese Daten in einem geeigneten Format zur weiteren Verarbeitung an HEPI weitergeben kann. Dies erlaubt, HEPI während der Entwicklung mittels realer, nicht simulierter Daten auf korrekte Funktion hin zu überprüfen. Die Anforderungen von PICsIT an HEPI setzen damit die Kennwerte fest, die das Testsystem erfüllen muß. Im einzelnen sind das

- Erfassung des PICsIT-Energiebereichs von 0,1 ... 10 MeV bei einer Energieauflösung von 10 Bit
- Erfassung der Ereigniszeit mit einer Auflösung von 238 ns, entsprechend einer Taktrate von 4,2 MHz. Die Zeitinformation soll in einem Datenwort von 24 Bit Breite vorliegen.
- Unterscheidung von Einzel- und Mehrfachereignissen

Da die HEPI-Spezifikationen noch nicht völlig verbindlich sind, tut man gut daran, das Testsystem so offen und flexibel wie möglich zu halten. Weitere nützliche Möglichkeiten sind deshalb:

- Einfache Veränderung der wichtigsten Parameter wie Verstärkung, Offset und Koinzidenz-Torzeit[1]
- Rechnergestützte Erfassung und Speicherung der Daten, weil Programme wesentlich leicher geändert werden können als *hardware*.

IBIS besitzt die Fähigkeit, Mehrfachereignisse, also Gammaquanten, die in mehr als einem Pixel wechselwirken, zu erkennen. Das Quant deponiert in jedem der beteiligten Pixel einen Teil seiner Energie, und IBIS rekonstruiert aus den Teilenergien die deponierte Gesamtenergie. Das Testsystem soll dasselbe können und benötigt deshalb natürlich mehr als einen Detektor.
Abb. 2.1 gibt einen Überblick über das Gesamtsystem. Am IAAT sind drei CsI-Kristalle ähnlich denen, die in PICsIT verwendet werden, vorhanden und dienen im Testsystem als *Szintillatoren*. Jeder davon wird von einer eigenen *Fotodiode* und einer Analogverstärkerkette überwacht, die die Ereignisse an eine gemeinsame Logik, die *Koinzidenzlogik*, melden. Diese entscheidet, ob ein Gammaphoton ein Einfach- oder ein Mehrfachereignis ausgelöst hat und fordert danach eine PC-*AD-Karte* auf, die Daten auszulesen und zu digitalisieren. Ein *Programm* übernimmt die Steuerung der Anlage, bearbeitet die Daten und speichert sie in entsprechenden *Dateien*. Durch Editieren des Programm-Quelltextes kann man das Format dieser Dateien beliebig ändern und es an die HEPI-Anforderungen anpassen.

2.2 Der Szintillator

Zur Umsetzung der Gammaphotonen in sichtbares Licht bedient man sich eines *Szintillationskristalls*; hier ist es Caesiumjodid CsI(Tl), ein anorganischer Kristall, der mit Thallium dotiert ist. Ein einfallendes Gammaquant kann auf drei Arten mit dem Kristall wechselwirken; welche dominiert, hängt in erster Linie von der Energie des Photons ab. Da IBIS einen Energiebereich von 15 keV bis 10 MeV hat, werden alle drei Arten eine Rolle spielen.

Fotoeffekt

Er ist der dominierende Effekt für Energien $< 300\,\mathrm{keV}$. Das Gammaquant trifft auf ein Elektron im Kristall und wird von diesem *vollständig* absorbiert, überträgt also seine gesamte Energie minus der Bindungsenergie als kinetische Energie an das Elektron. Diese kinetische Energie gibt das Elektron durch Stoßprozesse stückweise an andere Elektronen ab und erzeugt dadurch eine Anzahl Sekundärelektronen, die im Mittel proportional ist zu der Energie des absorbierten Gammaquants. Der Fotoeffekt produziert in der *response function* eines Detektors den „scharfen“ Peak, der der einfallenden Gammaenergie entspricht.[2]

Der *Foto-Massenschwächungskoeffizient* τ/ρ steigt schnell mit der Kernladungszahl Z und nimmt mit zunehmender Photonenenergie $h\nu$ ab:[3]

$$\frac{\tau}{\rho} \sim \frac{Z^4}{(h\nu)^3}$$

Compton-Effekt

Auch hier verliert das Gammaquant Energie an ein Elektron, allerdings nur einen Teil; wieviel, hängt vom Streuwinkel ab, also vom Winkel zwischen Einfalls- und Ausfallsrichtung des Quants. Makroskopisch ist dieser Effekt verantwortlich für eine

[1] s. Abschnitt 2.8
[2] s. Abschnitt 3.2.1
[3] Deshalb bevorzugt man Elemente mit möglichst hohem Z als Detektor.

kontinuierliche Energieverteilung der Compton-Elektronen, die sich im gemessenen Spektrum als *Compton-Verteilung* bemerkbar macht.[4] Der Compton-Effekt dominiert im Bereich mittlerer Photonenenergien (einige hundert keV bis einige MeV); der *Compton-Massenschwächungskoeffizient* σ/ρ ist nahezu unabhängig von Z und fällt mit der Gammaenergie:

$$\frac{\sigma}{\rho} \sim \frac{1}{h\nu}$$

Paarbildung

Gammaquanten über einem MeV besitzen genug Energie zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paars nach der Formel $E = m_e c^2$, denn $2\,m_e c^2 = 2 \cdot 511\,\mathrm{keV} = 1022\,\mathrm{keV}$. Wegen des Impulserhaltungssatzes bedarf das Quant eines Stoßpartners, zum Beispiel eines Atomkerns, um ein Paar zu bilden. Das entstehende Positron wird, wenn es auf ein Elektron trifft, mit diesem zusammen sofort annihiliert. Die entstehende Energie wird als Gammastrahlung frei.
Paarbildung dominiert bei CsI ab Energien von ungefähr 5...6 MeV. Der *Paar-Massenschwächungskoeffizient* κ/ρ ist proportional zu Z und wächst logarithmisch mit der Gammaenergie:

$$\frac{\kappa}{\rho} \sim Z\,\ln(h\nu)$$

Wie werden die entstandenen Foto- und Compton-Elektronen nachgewiesen?
In Szintillationskristallen existieren diskrete Energiebänder, wie man es zum Beispiel von Halbleitern kennt (Abb. 2.2, links). Man unterscheidet das *Valenzband* (VB) und das *Leitungsband* (LB), in denen sich die Elektronen aufhalten können. Das VB enthält diejenigen Elektronen, die an Gitterplätze gebunden sind, während die Elektronen im LB höhere Energie haben und frei beweglich sind. Zwischen den Bändern liegt die einige eV breite *Bandlücke*, eine für Elektronen verbotene energetische Zone. Das bedeutet, daß kein Elektron eine Energie aufweist, die einer Position innerhalb der Bandlücke entspräche und insbesondere, daß es eine minimale Energie E_B gibt, die aufgewendet werden muß, um ein Elektron vom VB ins LB zu heben.

Man kann davon ausgehen, daß ein einfallendes Gammaquant mit nur wenigen Elektronen wechselwirkt, bevor es seine Energie vollständig abgegeben hat. Es entstehen bei den oben erwähnten Effekten also einige schnelle Elektronen mit nennenswerten Bruchteilen der Gammaenergie als kinetischer Energie. Diese schnellen Elektronen sind nun im Gegensatz zu Photonen in der Lage, ihre Energie einigermaßen gleichmäßig an viele Sekundärelektronen abzugeben und sie damit ins Leitungsband zu heben. Die Zahl der Leitungselektronen ist etwa proportional zu der Energie des schnellen Elektrons und damit auch zur deponierten Energie des Erzeugerquants.

Das Anheben eines Elektrons ins Leitungsband hinterläßt im Valenzband ein „Loch", das zu einem späteren Zeitpunkt – etwa nach 10^{-7} s – wieder aufgefüllt werden kann, wenn ein Elektron aus dem LB ins VB „herunterfällt"; die vorher absorbierte Energie E_a wird dabei als *Szintillationsphoton* wieder freigesetzt. Wenn das Gammaquant vollständig absorbiert wird, entspricht die Intensität des Szintillationslichts direkt der Primärenergie.

[4] s. Abschnitt 3.2.1

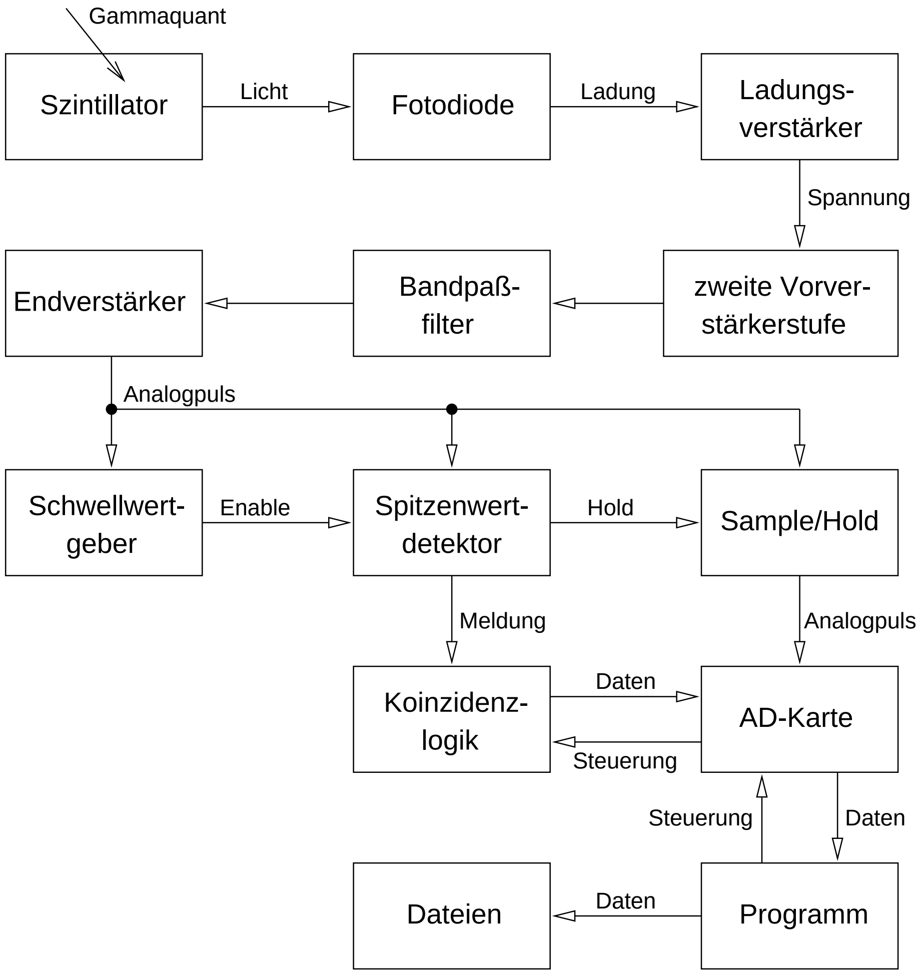

Abbildung 2.1: *Überblick über das Testsystem. Zu jedem Szintillator gehört eine eigene Fotodiode mit anschließender Analogverstärkerkette. Sie melden Ereignisse an eine gemeinsame Koinzidenzlogik bzw. eine in einem PC befindliche AD-Karte. Die ganze Anlage wird per PC-Software gesteuert, die auch die Speicherung der Daten übernimmt.*

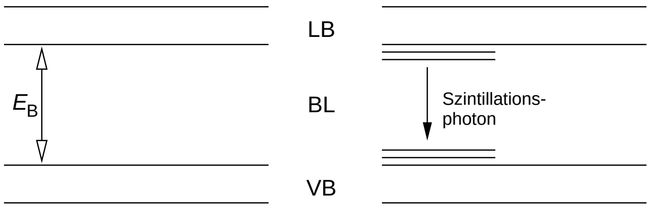

Abbildung 2.2: *Energiebandstruktur eines anorganischen Szintillationskristalls. VB steht für Valenzband, BL für Bandlücke und LB für Leitungsband.*
links: *Kristall ohne Dotierung; Szintillationsphotonen werden reabsorbiert.*
rechts: *Kristall mit Dotierung; die Szintillationsphotonen haben zu wenig Energie, um reabsorbiert zu werden und können den Kristall verlassen.*

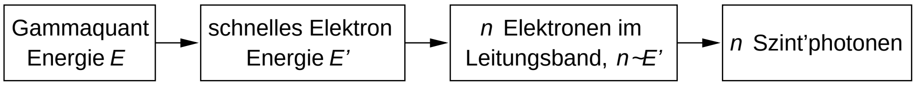

Abbildung 2.3: *Entstehungsprozeß des Szintillationslichts*

Es ist ziemlich wahrscheinlich, daß ein Szintillationsphoton wieder im Kristall absorbiert wird, da es ja mit E_a genau die richtige Energie hat, um ein Elektron ins LB zu heben. Makrophysikalisch gesehen bedeutet das, daß der Kristall für Szintillationslicht undurchsichtig ist. Wie weist man unter diesen Umständen das Szintillationslicht nach?

Dazu bedient man sich eines Tricks: Man *dotiert* den Kristall gezielt und schafft damit in der Bandlücke Niveaus, die für Elektronen erlaubt sind (Abb. 2.2, rechts). Die Elektronen können nun in einer Kaskade ins VB zurückfallen. Weil jeder Schritt dieser Kaskade kleiner ist als die Bandlücke, werden die Szintillationsphotonen nicht mehr absorbiert, verlassen den Kristall und können nachgewiesen werden. Außerdem erzeugt die Dotierung Störstellen in der Gitterstruktur des Kristalls, an denen die Abregung der Leitungselektronen stattfinden kann.
Abb. 2.3 faßt den Entstehungsprozeß der Szintillationsphotonen zusammen.

Die Wahl eines geeigneten Szintillators fiel wie erwähnt auf Caesiumjodid, das mit Thallium dotiert ist, kurz CsI(Tl). Folgende Gründe gaben den Ausschlag.[5]

- Im Gammabereich hat CsI den höchsten Absorptionskoeffizienten pro Einheitsvolumen aller bekannten Szintillatoren. Dieser Vorteil zählt vor allem dann, wenn, wie bei Satellitenprojekten allgemein, die Verringerung von Gewicht und Größe von besonderem Interesse sind.

- CsI ist weniger brüchig als etwa NaI und verträgt deshalb Schocks und Stöße besser. Es kann mechanisch recht gut bearbeitet werden und ist außerdem sehr viel weniger hygroskopisch als NaI. Im Orbit spielt letzteres zwar keine Rolle, erleichtert aber den Zusammenbau und die Tests am Boden.

- Das Szintillationsspektrum von CsI(Tl) beginnt bei etwa 350 nm, hat das Maximum bei 565 nm und reicht bis ins Infrarote. Damit deckt es sich vergleichsweise gut mit dem Spektralbereich einer Fotodiode, die man zum Nachweis des Szintillationslichtes einsetzt.[6]

- Im Vergleich zu BGO hat CsI eine über fünfmal höhere Szintillationslichtausbeute. Deshalb wird trotz des bei BGO besseren Fotoeffekt-Wirkungsquerschnitts mit CsI die höhere Energieauflösung erreicht.

In Tab. 2.1 sind die Werte der IBIS CsI-Kristalle aufgelistet.

Der Aufbau eines Pixels, wie er im Simulationsaufbau eingesetzt wird, ist in Abb. 2.4 dargestellt. An einer Stirnseite des quaderförmigen Kristalls ($12 \times 12 \times 25\,\mathrm{mm}^3$) ist die Fotodiode zur Erfassung des Szintillationslichts mittels transparentem Epoxid aufgeklebt.

[5] [Kno 259f]
[6] s. Abschnitt 2.3

Szintillationsausbeute	65 Photonen/keV @ 20° C
Thalliumkonzentration	ca. 1000 ppm
Ionisationsdichte	ca. 1,5 MeV g^{-1} cm^{-2} @ 662 keV
Spektrales Maximum	565 nm
Refraktionsindex	1,80 @ 565 nm
Abmessungen	8,7 × 8,7 × 30 mm^3

Tabelle 2.1: *Eigenschaften der in IBIS eingesetzten CsI(Tl)-Kristalle. Quellen:* [EID-B 6], [ISPR2 7], [Kno 257], [Cra 254]

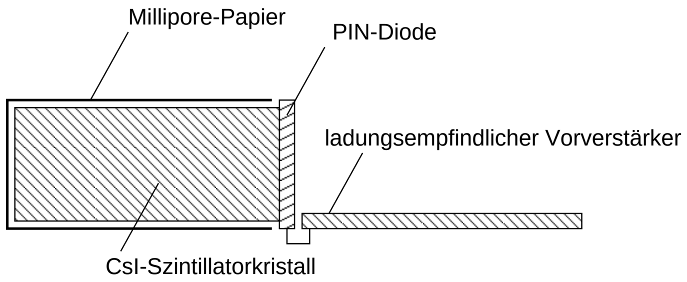

Abbildung 2.4: *Querschnitt eines CsI-Pixels. Der quaderförmige CsI-Kristall ist zur Verbesserung der Lichtausbeute mit einer Hülle aus hochreflektierendem Material, in diesem Fall Millipore-Filterpapier, umgeben. Die PIN-Diode ist auf eine Stirnseite des Quaders aufgeklebt. Direkt dahinter befindet sich der ladungsempfindliche Vorverstärker.*

Dahinter befindet sich der ladungsempfindliche Vorverstärker[7]. Der Kristall strahlt das Szintillationslicht in alle Raumrichtungen aus; ohne besondere Maßnahmen fällt also nur ein kleiner Teil des Lichts auf die Diode und die Ausbeute ist dementsprechend gering. Eine reflektierende Hülle um den Kristall erhöht die Ausbeute und damit den Signal-Rausch-Abstand, der ja etwa proportional zur Ausbeute ist, ganz wesentlich. Am besten als Hülle geeignet ist ein diffus reflektierendes Filterpapier der Firma Millipore.

CsI(Tl) hat noch eine weitere nützliche Eigenschaft: Sein Szintillationslicht zeigt variable Abfallzeiten für verschiedene anregende Primärteilchen. Das eröffnet die Möglichkeit, zwischen α-, β- und γ-Teilchen zu unterscheiden. Dies wird jedoch von IBIS nicht ausgenutzt und deshalb gehen wir hier nicht weiter darauf ein.

Zur Zeit sind am IAAT drei dieser CsI-Pixel vorhanden, mit denen im Rahmen dieser Arbeit drei Nachweiskanäle aufgebaut wurden. Die drei Pixel sind L-förmig angeordnet (Abb. 2.5) und die Stirnflächen bilden das Array zum Nachweis der Gammastrahlung.

[7] s. Abschnitt 2.4

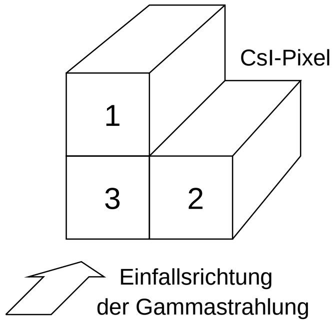

Abbildung 2.5: *Anordnung der drei vorhandenen CsI-Pixel bezüglich der Einfallsrichtung der Gammastrahlung.*

Typ	S3590-01
Hersteller	Hamamatsu
Abmessungen	$10\times10\,\mathrm{mm}^2$ empfindliche Fläche
Spektralbereich	$320\ldots1060\,\mathrm{nm}$
Peakwellenlänge	$920\,\mathrm{nm}$
Dunkelstrom	typ. $1\,\mathrm{nA}$, max. $5\,\mathrm{nA}$
Sperrschichtkapazität	$70\,\mathrm{pF}$ @ $1\,\mathrm{MHz}$
Anstiegszeit	typ. $15\,\mathrm{ns}$
Empfindlichkeit	0,31 A/W @ CsI-Szintillationslicht
Rauschleistungsdichte	typ. $2\cdot10^{-13}\,\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$

Tabelle 2.2: *Eigenschaften der PIN-Diode*

2.3 Die PIN-Diode

In der Kernphysik ist es üblich, Szintillationslicht mit Fotomultipliern nachzuweisen, weil sie mit Abstand das beste Signal-Rausch-Verhältnis bieten. Sie sind aber groß, schwer und müssen mit Hochspannung versorgt werden. PICsIT würde für jedes der 4096 Pixel einen eigenen Fotomultiplier benötigen, was wegen dieser Eigenschaften völlig ausgeschlossen ist. Man hat sich deshalb entschieden, das Szintillationslicht mit Fotodioden zu erfassen. Wesentlicher Nachteil ist das stark erhöhte Rauschen im Vergleich zu Fotomultipliern – der Grund, warum PICsIT erst Energien ab $50\ldots100\,\mathrm{keV}$ nachweisen kann. Deshalb ist die konsequente Vermeidung unnötigen zusätzlichen Rauschens ein wichtiger Aspekt beim Entwurf der Nachweiselektronik.

Seit einiger Zeit sind spezielle Fotodioden erhältlich, die sogenannten PIN-Dioden. Der Name bezieht sich auf den Aufbau: Zwischen dem p-Bereich und dem n-Bereich liegt eine hochohmige eigenleitende (engl. *intrinsic*) Zone. Verglichen mit normalen Fotodioden haben sie kleinere Kapazität, schnellere Schaltzeiten, geringeren Leckstrom und vor allem niedrigeres Rauschen. Tab. 2.2 listet die Eigenschaften der gewählten PIN-Diode auf.

Wie sich herausstellte, streut die Quantenausbeute der einzelnen Dioden jedoch erheblich.[8] Die Ausbeuten der drei vorhandenen Exemplare verhalten sich wie

1 (Kanal 1) : 1,39 (Kanal 2) : 1,34 (Kanal 3),

und damit sind auch die in den Dioden erzeugten Ladungen bei gleicher Gammaenergie verschieden. Das hat Konsequenzen vor allem für das Rauschverhalten der drei Kanäle. Um bei gleicher Gammaenergie auch gleiche Pulshöhen zu erhalten, müssen die Verstärkungen der Nachweisketten einander angepaßt werden; Kanal 1 muß eine um den Faktor 1,3 bis 1,4 höhere Verstärkung erhalten als Kanal 2 oder Kanal 3. Das Rauschen wird dabei um denselben Betrag vergrößert, und weil es schon am Eingang entsteht, ist es der limitierende Faktor für den Nachweis von Photonen unterhalb einer gewissen Energie. Das bedeutet, daß die einzelnen Kanäle ihre untere Energieschwelle bei verschiedenen Energien haben.

2.4 Der ladungsempfindliche Vorverstärker

2.4.1 Prinzip und Aufbau

Das Szintillationslicht eines Ereignisses erzeugt Ladungsträgerpaare in der PIN-Diode, deren Anzahl proportional zur deponierten Primärenergie ist. Diese Ladung ist nicht groß – sie beträgt für ein 100 keV-Quant nur knapp dreitausend Elektronen. Zum Nachweis solch geringer Ladungen verwendet man spezielle Verstärker, die man *ladungsempfindlich* nennt. Ihre Aufgabe ist es, die Ladung an ihrem Eingang in eine dazu proportionale Spannung zu konvertieren. Sie zeichnen sich aus durch

- niedriges Rauschen; es wird hier erreicht durch Anpassung der Eingangskapazität des Verstärkers an die der Quelle[9] und durch eine sogenannte *Kaskode* (s. u.) als Eingangsstufe.
- Ausgangsimpedanz von 50 Ω, so daß das Ausgangssignal über längere Koaxialleitungen zu weiteren Stufen geführt werden kann.
- Frequenzgang eines Tiefpasses; ein solcher Frequenzgang kennzeichnet einen *Integrator*.

Bezüglich des Rauschens ist die Eingangsstufe (hier die Fotodiode und der erste Vorverstärker) der kritische Punkt; ihr Design bestimmt maßgeblich die Leistung der gesamten Schaltung.

Die Prinzipschaltung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers, kurz Ladungsverstärker, ist in Abb. 2.6 zu sehen.

Die PIN-Diode wirkt als Stromgenerator. An ihrem Ausgang liegen (vereinigt in R) ihre Ausgangsimpedanz und der Eingangswiderstand des Vorverstärkers, außerdem die in C zusammengefaßten Kapazitäten Detektor-, Streu- und Eingangskapazität. Signal ist der Diodenstrom $I_\mathrm{D} = \dot{Q}_\mathrm{D}$, der integriert werden muß, um die interessierende Gesamtladung

[8] s. Abschnitt 3.1.2

[9] [Ros1]

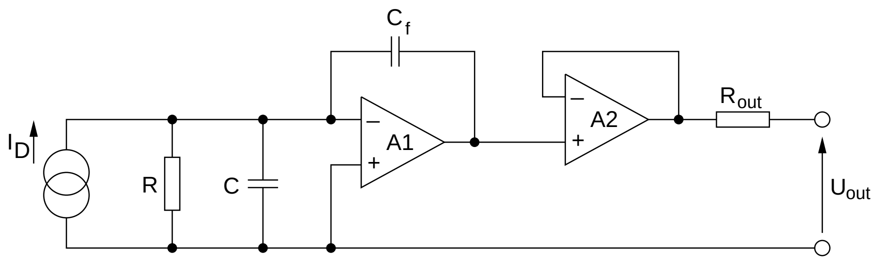

Abbildung 2.6: *Prinzipieller Aufbau des ladungsempfindlichen Vorverstärkers*

Q_D zu erhalten. Der nachfolgende Spannungsverstärker mit der Verstärkung A_1 ist deshalb mittels C_f als Integrator beschaltet. Man bezeichnet diese Konfiguration als *aktive Integration* und ladungsempfindlich deshalb, weil die Ausgangsspannung kaum mehr von Schwankungen der Eingangskapazität C abhängt.[10]

Wegen der nötigen hohen Verstärkung hat der Integrator eine relativ große Ausgangsimpedanz. Die Schaltung enthält deshalb noch einen Spannungsfolger der Verstärkung $A_2 = 1$ zur Reduzierung des Ausgangswiderstands, der durch R_{out} auf 50 Ω eingestellt wird.

Der Ladungsverstärker (Abb. 2.7) wurde von der Firma AUREL nach Vorgaben des Instituts TESRE, Bologna, gefertigt. Die PIN-Diode ist in Sperrichtung an Pin 1 und 4 angeschlossen und auf $-U_B$ vorgespannt, um schnellere Antwortzeiten zu erhalten. Die Fotodiode steuert den Integrator, eine komplementäre Kaskodenstufe, bestehend aus dem JFET-Transistor Q_1 und dem bipolaren Transistor Q_3. Eine solche Anordnung eliminiert den *Miller-Effekt*[11], erhält somit die Grenzfrequenz der Schaltung und addiert nur minimales zusätzliches Rauschen. R_c ist der Eingangswiderstand. Er sorgt für die Entladung der Eingangskapazität nach einem Ladungspuls, um einer Summation der Ladung von verschiedenen Ereignissen (*pile up*) vorzubeugen.

Wenn eine Verstärkerstufe breitbandig sein soll, kann man die Verstärkung kaum über zehn setzen. Für unsere Zwecke müssen also mehrere Stufen kaskadiert werden. Bei DC-Kopplung entsteht die Schwierigkeit, daß bei den üblichen Schaltungen das Ausgangsruhepotential höher liegt als das Eingangsruhepotential. Das begrenzt die Anzahl der möglichen Stufen. Dieses Problem kann man umgehen, wenn man statt des üblichen *npn*-Transistors für Q_3 einen *pnp*-Typ verwendet. Dann kann das Eingangs- und Ausgangsruhepotential gleich Null gewählt werden.

Die Stromquelle Q_2 liefert einen Konstantstrom, der zwischen Q_1 und Q_3 aufgeteilt wird. Wenn der Drainstrom I_{D1} von Q_1 zunimmt, muß der Kollektorstrom I_{C3} von Q_3 um denselben Betrag abnehmen. Demnach gilt für das Kleinsignalverhalten $i_{C3} = -i_{D1}$, und deshalb ändert die Schaltung das Vorzeichen des Eingangssignals.
Q_4 ist eine Stromsenke, die so dimensioniert ist, daß der Kollektor von Q_3 – der Ausgang der Kaskode – ein geeignetes Ruhepotential annimmt.
Der Impedanzwandler besteht aus den Transistoren Q_6 und Q_7. Q_6 ist ein *npn*-Emitterfolger, an dessen Kollektorwiderstand die Basis von Q_7, einem *pnp*-Transistor, liegt. Es ist damit $U_{B7} = U_{C6}$.

[10][Wei 465]
[11]s. Anhang A.3

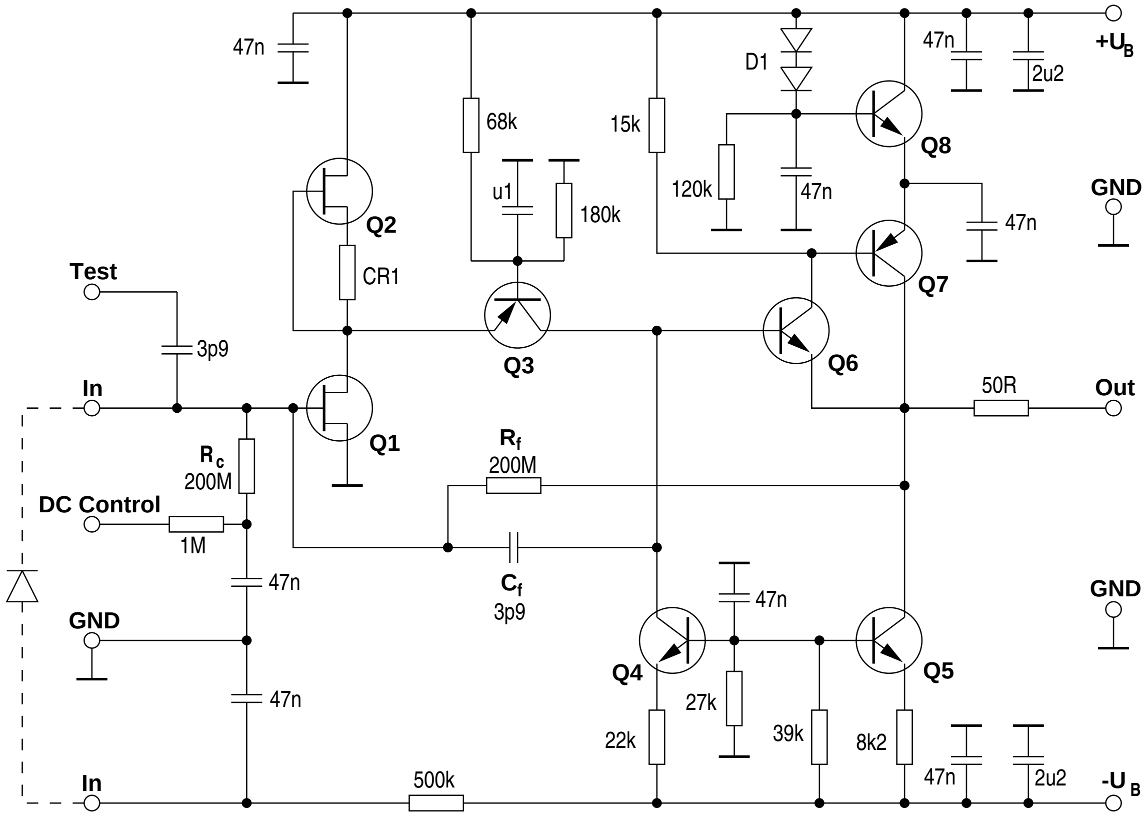

Abbildung 2.7: *Schaltbild des ladungsempfindlichen Vorverstärkers* [Ros1].

Die Ruheströme an den Kollektoren von Q_6 und Q_7 addieren sich im gemeinsamen Summationspunkt am Ausgangswiderstand und fließen über die Stromsenke Q_5 ab; sie ist so eingestellt, daß das Ruhepotential am Ausgang der Schaltung auf Null liegt.

An der Basis von Q_6 liegt das Signal. Wenn dort das Potential ansteigt, steigt auch der Kollektorstrom von Q_6. Gleichzeitig wächst I_{B7} wegen des Spannungsabfalls am Kollektorwiderstand von Q_6 und erhöht I_{C7} linear. Q_5 nimmt aber nach wie vor nur den Ruhestrom auf; der Differenzstrom fließt über den Ausgangswiderstand und den Eingangswiderstand der nachfolgenden Stufe ab. Der dort entstehende Spannungsabfall bildet das Ausgangssignal des Ladungsverstärkers.

Der Rückkopplungszweig besteht aus dem Kondensator C_f, der für die Integration verantwortlich ist, und einem $200\,\mathrm{M\Omega}$-Widerstand als DC-Arbeitspunktstabilisierung.

Die Schaltung erwies sich als recht empfindlich gegenüber Transienten in der Stromversorgung. Mit anderen Worten: Ihre Fähigkeit, Störungen in der Stromversorgung vom Signalausgang fernzuhalten, ist gering. Zur Quantifizierung dieser Eigenschaft nimmt man an, daß die am Ausgang vorliegende Störung von einem Eingangssignal der Amplitude $U_{s,e}$ verursacht wäre. Dann bildet man den Quotienten aus der Störung in der Versorgungsleitung $U_{s,v}$ und $U_{s,e}$ und nennt ihn *power supply rejection ratio* (PSRR). Je höher die PSRR, desto besser werden die Störsignale unterdrückt. Dadurch, daß man die Störung auf den Eingang bezieht, ist die PSRR unabhängig von der eingestellten Verstärkung.

Versuche mit verschiedenen Netzgeräten brachten keine Verbesserung; die Störungen überlagerten das Nutzsignal völlig. Deshalb wurde die Stromversorgung auf zwei Akkus umgestellt, die eine symmetrische Spannung von $\pm 9\,\mathrm{V}$ liefern und dicht am Ladungsverstärker montiert sind, um die Zuleitungen kurz zu halten. Diese Anordnung hat sich gut bewährt.

Die ganze Schaltung ist als SMD-Modul auf einer Platine von nur $13 \times 30\,\mathrm{mm}^2$ Größe aufgebaut. SMD steht für *surface mounted device*, eine Technik, die hohe Packungsdichten und damit kleinere Baugrößen ermöglicht. Die Platine kann deshalb direkt an der PIN-Diode befestigt werden (s. Abb. 2.4). Dies garantiert minimale Leitungs- und Streukapazitäten, ein wichtiger Aspekt für die Rauschminderung. Anhang A.3 geht darauf näher ein.

2.4.2 Das Rauschen

Das Rauschen eines Ladungsverstärkers als wichtige Kenngröße kann man beispielsweise in *Rauschladungen* angeben.[12] Dies ist die Zahl der Elementarladungen, die man am Verstärkereingang deponieren muß, um am Ausgang die gemessene Rauschspannung zu erhalten. In [Ros1] wird sie mit $500\,e^-$ (RMS) angegeben. Wir erhalten einen Wert zwischen 550 und $640\,e^-$ (RMS) für die drei Ladungsverstärker; das ist das Ergebnis einer Messung, welche in Abschnitt 3.1.1 näher beschrieben wird. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die Werte recht gut überein.

2.5 Die zweite Vorverstärkerstufe

2.5.1 Prinzip und Aufbau

Die vollständige Absorption eines Gammaquants von 662 keV Energie im Szintillator erzeugt einen Spannungspuls von etwa $400\,\mu\mathrm{V}$ am Ausgang der Ladungsverstärkers. Die Weiterverarbeitung des Signals in der folgenden Stufe, der zweiten Vorverstärkerstufe, hat drei Ziele.

1. Verstärkung der Amplitude, so daß der Impuls über längere Signalwege geführt werden kann, ohne die Qualität durch unvermeidliche Rausch- und Brummeinstreuungen zu gefährden. Als Verstärkungsfaktor wurde 200 gewählt. Das Eintreffen eines 662 keV-Quants erscheint also am Ausgang dieser Stufe als Impuls von 80 mV.

2. Hochpaßfilterung des Signals, um einen etwaigen DC-Offset des Ladungsverstärkers, der im Voltbereich liegen kann, von den folgenden Stufen fernzuhalten. Ein Offset am Eingang eines OPs taucht bekanntlich um die DC-Verstärkung verstärkt an dessen Ausgang auf und beschränkt so unter Umständen den nutzbaren Ausgangsspannungsbereich. Beträgt dieser, wie in unserem Fall, etwa $\pm 5\mathrm{V}$, dann reicht bei einer zweihundertfachen DC-Verstärkung schon ein Eingangsoffset von 25 mV, um den Ausgang des OP in Sättigung zu bringen.

3. Beschränkung der Signalbandbreite und damit Reduzierung des Rauschanteils.[13]

[12] s. Anhang A.2.3
[13] s. Anhang A.3.1

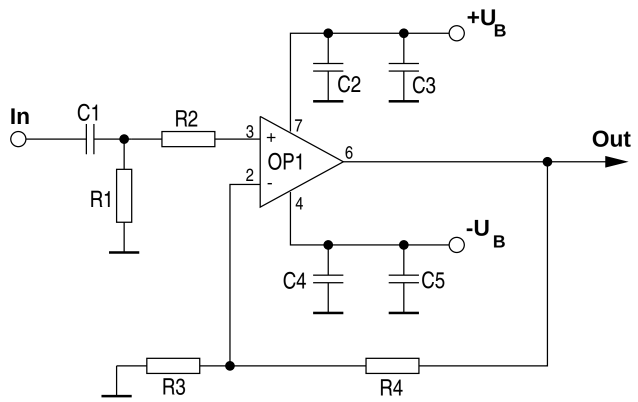

Abbildung 2.8: *Schaltbild der zweiten Vorverstärkerstufe*

Von Anfang an sollten Akkus die Spannungsversorgung der Schaltung übernehmen. Akkus liefern Gleichspannungen ohne Brumm und hochfrequente Störungen und können nahe am Verbraucher plaziert werden. Damit ist die Gefahr ausgeschaltet, daß Störungen von einem handelsüblichen Netzteil über die Spannungsversorgung eingeschleppt werden. Außerdem war geplant, die Signalleitungen zwischen dem Ladungsverstärker und der zweiten Vorverstärkerstufe so kurz wie möglich zu halten; eine weitere Störquelle wird so minimiert. Die Platine der zweiten Vorverstärkerstufe sollte deshalb eine gewisse Größe nicht überschreiten, um sie direkt hinter dem Ladungsverstärker plazieren zu können.

Nach diesen Anforderungen entstand die Schaltung in Abb. 2.8. Sie besteht, um den Stromverbrauch klein zu halten, aus nur einem OP in nichtinvertierender Beschaltung. Die Verstärkung wird durch R_4 und R_3 auf 200 eingestellt. R_1 und C_1 bilden den Hochpaß am nichtinvertierenden Eingang des OP mit einer Zeitkonstanten $\tau = R_1 C_1 = 56\,\mu\mathrm{s}$.

Bei einem Fehler – wenn die Fotodiode mit Wechsellicht beleuchtet wird oder die Masseanschlüsse des Ladungsverstärkers nicht mit der Systemmasse verbunden sind – kann am Ausgang des Ladungsverstärkers eine Wechselspannung entstehen, die den nachfolgenden OP in die Sättigung treibt. In diesem Fall fließt Strom in den OP-Eingang, was den ungeschützten OP zerstören kann. R_2 mit $150\,\Omega$ begrenzt diesen Strom auf ungefährliche Werte.

Als Operationsverstärker wurde der bipolare OP 37 von Analog Devices gewählt. Er zeichnet sich durch eine sehr niedrige Spannungsrauschdichte (typ. $3{,}0\,\mu\mathrm{V}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$), niedrige Offsetspannung (typ. $20\,\mu\mathrm{V}$) und hohe PSRR (>120 dB) aus. Ein OP mit FET-Eingängen hätte zwar einen kleineren Leistungsverbrauch, aber ein höheres Eingangsrauschen und eine größere Offsetspannung.

Die Schaltung erhält eine symmetrische Speisespannung von zwei in Reihe geschalteten NiMH-Akkus, die eine Nennspannung von $2 \times 9\,\mathrm{V}$ haben. Ihr Mittelpunkt ist mit dem *Massesternpunkt*[14] des Systems verbunden. Die Kondensatoren $C_2 \ldots C_5$ übernehmen die Siebung der Versorgungsspannung. C_2 und C_4 sind $1\,\mu$F-Elektrolytkondensatoren, denen wegen des besseren Hochfrequenzverhaltens die 100 nF-Keramikkondensatoren C_3 und C_5 parallel geschaltet sind.

[14] s. Anhang A.3.3

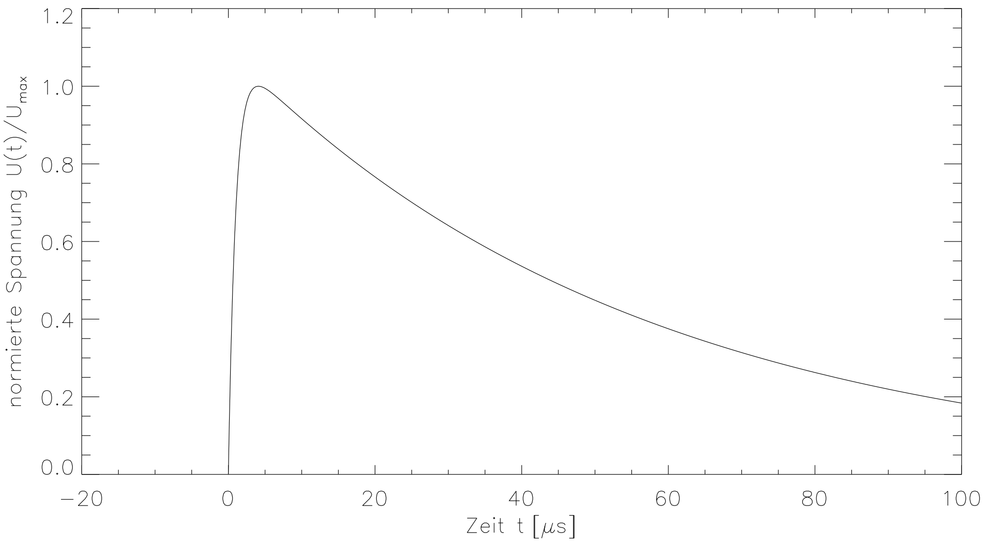

Abbildung 2.9: *Antwort der zweiten Vorverstärkerstufe auf einen Stufenimpuls an ihrem Eingang zum Zeitpunkt $t = 0$.*

2.5.2 Das Rauschen

Um das Rauschverhalten dieser Schaltung beurteilen zu können, muß man ihre Bandbreite kennen. Ein Stufenimpuls am Eingang erscheint am Ausgang als Puls mit einer endlichen – das heißt im Vergleich zum Eingangssignal großen – Anstiegszeit und einer endlichen Abfallzeit, wie in Abb. 2.9 zu sehen ist. Die abfallende Flanke ist einfach die Folge des *RC*-Hochpasses R_1C_1. Die Ursache für die Anstiegsflanke ist dementsprechend ein Tiefpaß, der allerdings nicht „diskret" ist, sondern in den Eigenschaften des verwendeten, realen Operationsverstärkers begründet liegt. Aus Stabilitätsgründen muß bei jedem realen OP ab einer bestimmten Grenzfrequenz $f_{3\mathrm{dB}}$ die Verstärkung wie bei einem Tiefpaß verlaufen, das heißt, höhere Frequenzen werden gedämpft. Die Grenzfrequenz hängt von dieser Verstärkung ab; $f_{3\mathrm{dB}}$ sinkt, wenn die Verstärkung steigt. OP 37 ist zwar ein „schneller" Operationsverstärker, aber er arbeitet in der zweiten Vorverstärkerstufe mit einer Verstärkung von 200; damit erreicht er seine Grenzfrequenz schon bei 300 kHz. Darüber fällt sein Frequenzgang mit −20 dB/Dekade ab, und das ist der Grund für die endliche Anstiegsflanke des Ausgangssignals.

Aus Abb. 2.9 lassen sich die Zeitkonstanten der beiden Frequenzfilter bestimmen:

$$\tau_l = R_l C_l = 1{,}0\ \mu\mathrm{s}$$

$$\tau_h = R_h C_h = 56\ \mu\mathrm{s}$$

Die zugehörigen 3 dB-Grenzfrequenzen $f_{3\mathrm{dB}}$ errechnen sich zu [15]

$$f_{3\mathrm{dB},l} = f_l = \frac{1}{2\pi\tau_l} = 159\ \mathrm{kHz}$$

[15] s. Anhang A.3.1

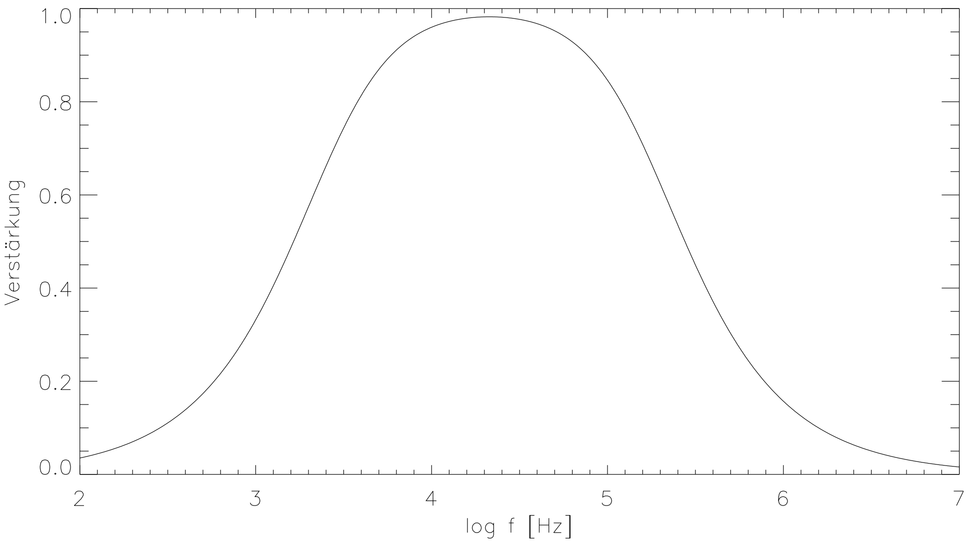

Abbildung 2.10: *Frequenzgang der zweiten Vorverstärkerstufe*

$$f_{3\mathrm{dB},h} = f_h = \frac{1}{2\pi\tau_h} = 2{,}7\ \mathrm{kHz}$$

Abb. 2.10 zeigt die Filterkurve der Anordnung.
Die Äquivalenzbandbreite B_a [16] ist damit

$$B_\mathrm{a} = \frac{\pi}{2}\frac{f_l^2}{f_h + f_l} \simeq 250\ \mathrm{kHz}$$

2.6 Der Bandpaßfilter und der Endverstärker

Eine erste Einschränkung der Bandbreite auf 250 kHz hat das Signal bereits in der zweiten Vorverstärkerstufe erfahren. Im *Bandpaßfilter* soll die Bandbreite so weit wie möglich reduziert werden, um den Signal-Rausch-Abstand zu verbessern. Diese Aufgabe übernimmt ein zweipoliges Aktives Filter, das AF 150 von National Semiconductor, das die notwendigen drei Operationsverstärker sowie die Kondensatoren in einem Gehäuse integriert. Sein internes Design wird *state-variable filter* genannt. Es ist schaltungstechnisch aufwendiger als vergleichbare Filter, etwa einer ebenfalls möglichen Schaltung mit nur zwei OPs pro Stufe, bietet aber den Vorteil leichterer Justierbarkeit, höherer Stabilität und relativer Unempfindlichkeit gegenüber Bauteiletoleranzen. Alle Filtereigenschaften können durch vier externe Widerstände eingestellt werden.

Das Filter sollte als Bandpaß folgende Anforderungen erfüllen:

- Die obere Grenzfrequenz muß so gewählt werden, daß die Zeit vom Beginn eines

[16] s. Anhang A.3.1

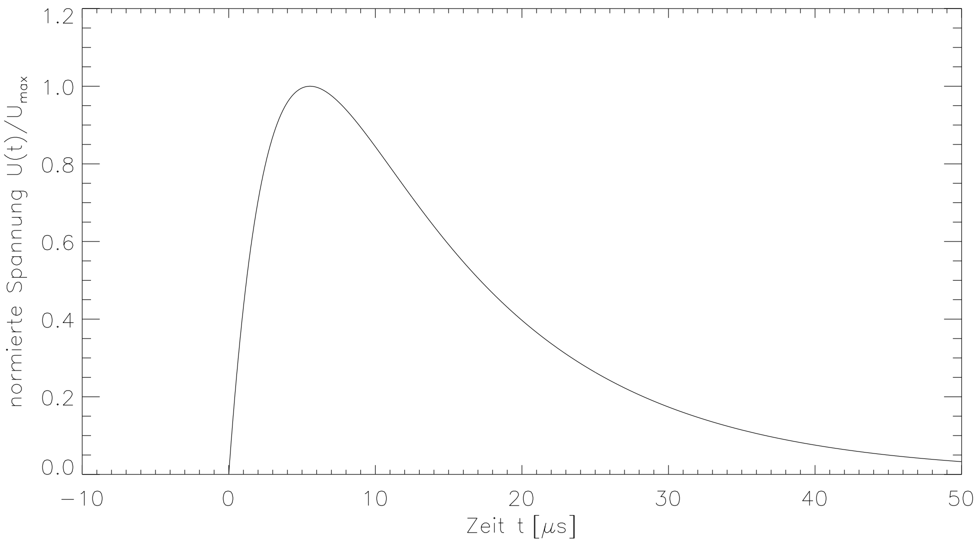

Abbildung 2.11: *Antwort des Bandpaßfilters auf einen Stufenimpuls am Eingang. Die Zeitkonstanten der Anstiegs- und Abfallzeit sind*
$\tau_l = 3{,}0\ \mu s$
$\tau_h = 12\ \mu s$

Pulses bis zu seinem Maximum, die *shaping time*, $5\,\mu$s beträgt.[17]

- Weil der Rauschanteil proportional zur Wurzel der Signalbandbreite ansteigt, muß das Filter möglichst schmalbandig konfiguriert sein. Das Kriterium hierfür ist der Quotient aus Mittenfrequenz und Äquivalenzbandbreite des Filters und heißt *Güte* Q: Je größer Q, desto schmalbandiger ist die Übertragungskurve des Filters.

Die vollständige Bandpaßstufe ist in Abb. 2.13 zu sehen. Die gestrichelt umrahmte Baugruppe ist der AF 150 mit seiner internen Beschaltung. Die Widerstände $R_1 \ldots R_4$ bestimmen die Filterkonfiguration, die auf eine *shaping time* von $5\,\mu$s optimiert ist, wie Abb. 2.11 zeigt. Aus ihr lassen sich die Zeitkonstanten der beteiligten RC-Glieder und damit die -3dB-Frequenzen entnehmen:

$$f_l = 53 \text{ kHz}$$

$$f_h = 12 \text{ kHz}$$

womit sich die Filterkurve in Abb. 2.12 ergibt. Die Äquivalenzbandbreite beträgt 68 kHz und führt so zu einer Rauschminderung im Vergleich zur zweiten Vorverstärkerstufe um den Faktor

$$\sqrt{\frac{250 \text{ kHz}}{68 \text{ kHz}}} \simeq 1,9$$

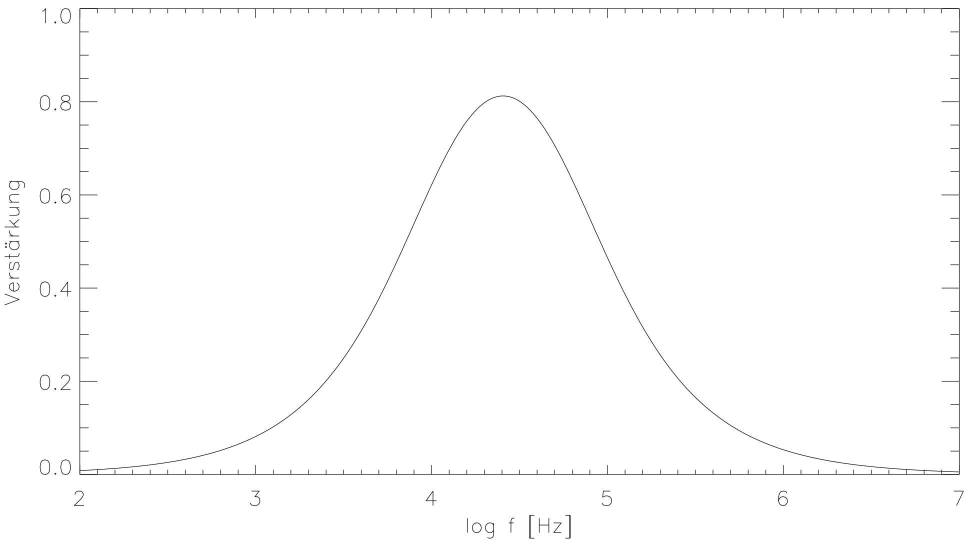

Abbildung 2.12: *Frequenzgang des Bandpaßfilters*

Die Verstärkung des Aktiven Filters bei der Mittenfrequenz f_0 hängt von Q und f_0 ab und beträgt etwa 2,5. Ein 662 keV-Ereignis erscheint damit am Ausgang des AF 150 als Puls von ca. 200 mV Peakhöhe. Um den Dynamikbereich des AD-Wandlers von 5 V voll auszunutzen, muß das Signal nochmals um etwa Faktor 25 nachverstärkt werden.

Dazu liegt am Bandpaßausgang Pin 13 des AF 150 der *Endverstärker* OP_1, ein AD-OP 37 in nichtinvertierender Beschaltung, dessen Verstärkung mit dem Trimmer P_1 variiert werden kann. Aus Gründen der Flexibilität ist der Variationsbereich relativ groß; er liegt zwischen 20 und 90. Der Widerstand R_5 dient als Schutzwiderstand für OP_1. Er begrenzt im Fehlerfall den Eingangsstrom. Die Kondensatoren $C_1 \ldots C_4$ sieben die Versorgungsspannung.

2.7 Die Sample/Hold-Stufe

2.7.1 Der Spitzenwertdetektor

Ein Puls am Ausgang des Endverstärkers hat eine Anstiegs- und Abfallzeit auf Zeitskalen von Mikrosekunden, und um das Maximum variiert das Signal innerhalb von $2\,\mu$s um 10 %. Im Gegensatz dazu verlangt der AD-Wandler eine konstante Spannung von mindestens $10\,\mu$s Dauer, wenn das Ergebnis der Wandlung zuverlässig sein soll. Die Aufgabe des Spitzenwertdetektors ist es, den Zeitpunkt des Maximums eines Pulses zu erkennen, um dann durch ein Logiksignal einen Sample/Hold-Baustein zu triggern. Dieser Baustein hält den Spitzenwert so lange, bis der AD-Wandler durch ein weiteres Logiksignal das Ende des Auslesevorgangs bekanntgibt.

Der Spitzenwertdetektor basiert auf dem Differentialprinzip. Eine Kurve durchläuft dann

[17] Vorschlag von E. ROSSI *et al.* in [Ros1]. Neue Untersuchungen derselben Autoren [Ros2] zeigen jedoch ein um 10 % besseres SNR bei einer *shaping time* um $7\,\mu$s.

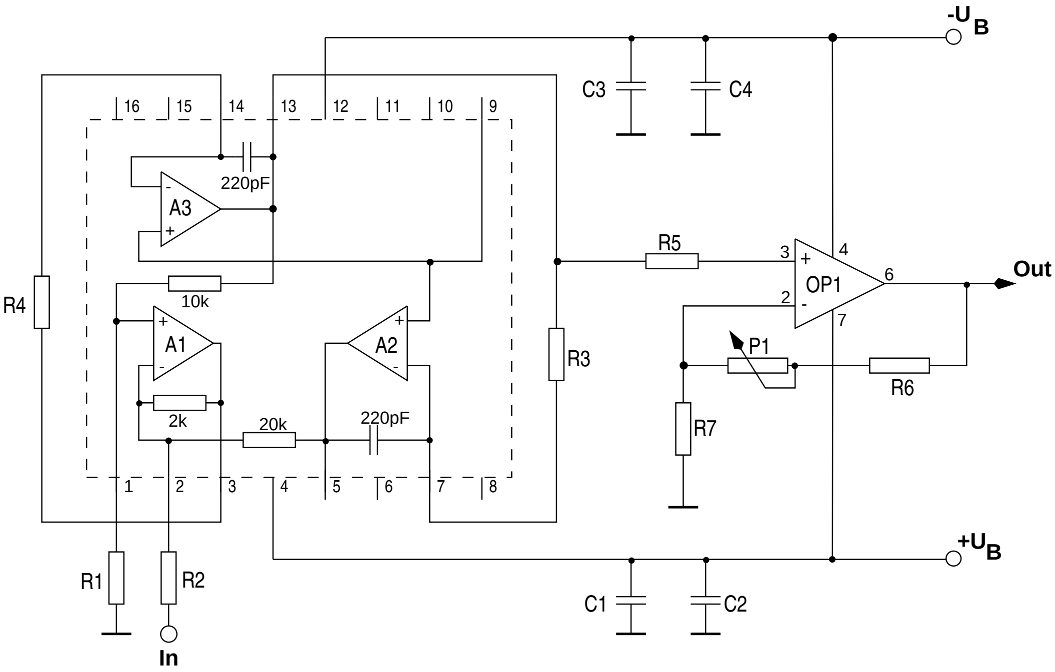

Abbildung 2.13: *Schaltbild des Bandpaßfilters mit dem Endverstärker OP1. Die gestrichelt umrahmte Baugruppe stellt die interne Schaltung des Aktiven Filters AF 150 dar.*

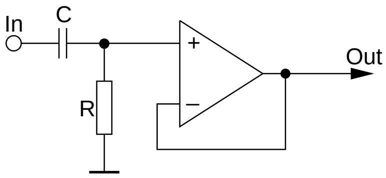

Abbildung 2.14: *RC-Glied zur elektronischen Differentiation. Der OP entkoppelt das RC-Glied und die Folgestufe.*

einen Extremwert, wenn ihre Ableitung Null wird. Der Zeitpunkt eines Spitzenwertes im Ursignal entspricht also einem Polaritätswechsel des differenzierten Signals, was mittels eines Komparators nachgewiesen werden kann. Zur elektronischen Differentiation dient ein RC-Glied mit nachgeschaltetem Impedanzwandler, wie es Abb. 2.14 zeigt.

Legt man ein Wechselspannungssignal $U_{\text{in}}(t)$ an dieses RC-Glied, dann gilt

$$U_{\text{in}}(t) = \frac{Q(t)}{C} + U_{\text{out}}(t)$$

$Q(t)$ ist die Ladung des Kondensators. Eine Ableitung nach der Zeit ergibt

$$\frac{dU_{\text{in}}}{dt} = \frac{1}{C}\,\frac{dQ}{dt} + \frac{dU_{\text{out}}}{dt}$$

$$\frac{dU_{\text{in}}}{dt} = \frac{1}{C}\,I(t) + \frac{dU_{\text{out}}}{dt}$$

Mit $U_{\text{out}} = IR$ folgt

$$U_{\text{out}} + RC\,\frac{dU_{\text{out}}}{dt} = RC\,\frac{dU_{\text{in}}}{dt} \tag{2.1}$$

Ohne den zweiten Summanden auf der linken Seite von (2.1) wäre U_{out} genau proportional zu dU_{in}/dt, und das RC-Glied stellte einen perfekten Differenzierer dar. Dieser Summand verschwindet jedoch nur für den Grenzübergang $RC \to 0$. RC kann aber nicht beliebig reduziert werden, weil sonst U_{out} gemäß der Gleichung gegen Null geht.

Der zweite Summand von (2.1) bewirkt eine Verzögerung des differenzierten Signals. Der Nulldurchgang der Ableitung erfolgt erst, nachdem das Signal den Spitzenwert durchlaufen hat. Wie groß diese Verzögerungszeit t_{v} ist, hängt von RC ab und liegt bei uns im Bereich von $1 \ldots 2\ \mu$s. Wie kann man also das Maximum detektieren?

Die Lösung ist eine zweifache Differentiation, also eine Kaskadierung von zwei Differenzierstufen. Mathematisch betrachtet geht der Ausgang der zweiten Stufe dann durch Null, wenn das Ursignal einen Wendepunkt durchläuft. Unsere Pulse haben den ersten Wendepunkt noch vor dem Maximum. Bei geeignetem t_{v} wird der Nulldurchgang der zweiten Stufe so weit verzögert, daß er sich mit dem Zeitpunkt des Maximums des Ursignals deckt. Damit dies bei festem t_{v} für alle Pulshöhen gleichermaßen gilt, muß die Zeit zwischen dem Wendepunkt und dem Maximum für alle Pulshöhen konstant sein. Es ist also zu zeigen, daß sich bei einer Variation der Pulshöhe die Lage des Wendepunktes und des Maximums nicht ändert.

Dazu nehmen wir an, daß der Ladungsverstärker beim Eintreffen eines Ereignisses einen Impuls $U_{\text{p}}(t)$ liefert, dessen Höhe von der Energie des Ereignisses abhängt. Die Anstiegszeit t_{r} dieses Impulses sei klein ($<1\ \mu$s), seine Abfallzeit t_{f} groß gegenüber den Zeitkonstanten der folgenden, im Signalweg liegenden Filter, die entweder RC-Hochpässe oder RC-Tiefpässe sind. Das Fourierspektrum eines solchen Impulses ist relativ breitbandig, und das Ziel der Filterung ist es, diese Bandbreite zu reduzieren. Das Resultat ist ein Puls mit größerem t_{r} und kleinerem t_{f} als der Primärpuls. Die Form des gefilterten Pulses ist aber unabhängig von seiner Amplitude, das heißt, auf eine Einheitsamplitude normiert haben alle Pulse die gleiche Form. Sei $f(t)$ der Einheitsimpuls, dann gilt für einen beliebigen Puls $U_{\text{p}}(t)$

$$U_{\text{p}}(t) = U_0\, f(t)$$

wobei U_0 die Pulshöhe ist, in der die Information über die Energie des Ereignisses steckt. Die zeitliche Lage des Maximums und des Wendepunkts wird bestimmt durch

$$\dot{U}_{\text{p}}(t) = U_0\, \dot{f}(t) = 0 = \dot{f}(t) \qquad \text{Maximum}$$

$$\ddot{U}_{\text{p}}(t) = U_0\, \ddot{f}(t) = 0 = \ddot{f}(t) \qquad \text{Wendepunkt} \tag{2.2}$$

und ist somit unabhängig von U_0, was zu zeigen war. Die experimentelle Bestätigung wird in Abschnitt 3.1.4 nachgeholt.

Die sich ergebenden Pulsformen zeigt Abb. 2.15. Untereinander sind das Ursignal, das einfach und das doppelt differenzierte Signal dargestellt; man erkennt deutlich den um

Abbildung 2.15: *Signalformen im Differenzierer. Oben das Ursignal, wie es der Bandpaßfilter liefert, in der Mitte der einfach differenzierte Puls (man beachte den verzögerten Nulldurchgang), unten der Puls nach einer doppelten Differentiation. Der Nulldurchgang des unteren Signals stimmt fast mit dem Maximum des Ursignals überein; die Differenz kann durch die Veränderung von R in Gleichung (2.1) auf Null gebracht werden.*

$\Delta t = 2\,\mu$s verzögerten Nulldurchgang der einfach differenzierten Kurve. Der Nulldurchgang der zweiten Ableitung jedoch liegt sogar noch vor dem Maximum des Ursignals, Δt ist also negativ. Durch geeignete Justage von R in Gleichung (2.1) kann man Δt auf Null setzen.

Abb. 2.16 ist das Schaltbild der Differenzierstufe. Die Operationsverstärker $\mathrm{OP}_1 \ldots \mathrm{OP}_4$ sind Bestandteil des UAF 774 von Fairchild, eines Vierfach-OPs mit JFET-Eingängen sowie einer hohen Transitfrequenz (3 MHz) und hoher *slew rate* (typ. 13 V/μs). OP_1 ist ein Impedanzwandler mit der Verstärkung 1. Er verhindert, daß C_1 den Ausgang des Endverstärkers kapazitiv belastet und so das Signal verschlechtert. R_2 und C_1 bilden das erste differenzierende *RC*-Glied. OP_2 verstärkt das differenzierte Signal um den Faktor 3 und gibt es an die nächste Differenzierstufe weiter, die aus P_1 und C_2 besteht. P_1 ist ein Trimmer, mit dem man R aus Gleichung (2.1) und damit die Verzögerungszeit beeinflussen kann. Am Ausgang von OP_3 steht das doppelt differenzierte Signal gepuffert und verstärkt zur Verfügung und wird auf den Eingang des Nulldurchgangsdetektors IC_2 geführt.

OP_2 und OP_3 müssen genügend verstärken, um auch bei kleinen Signalen den Nulldurch-

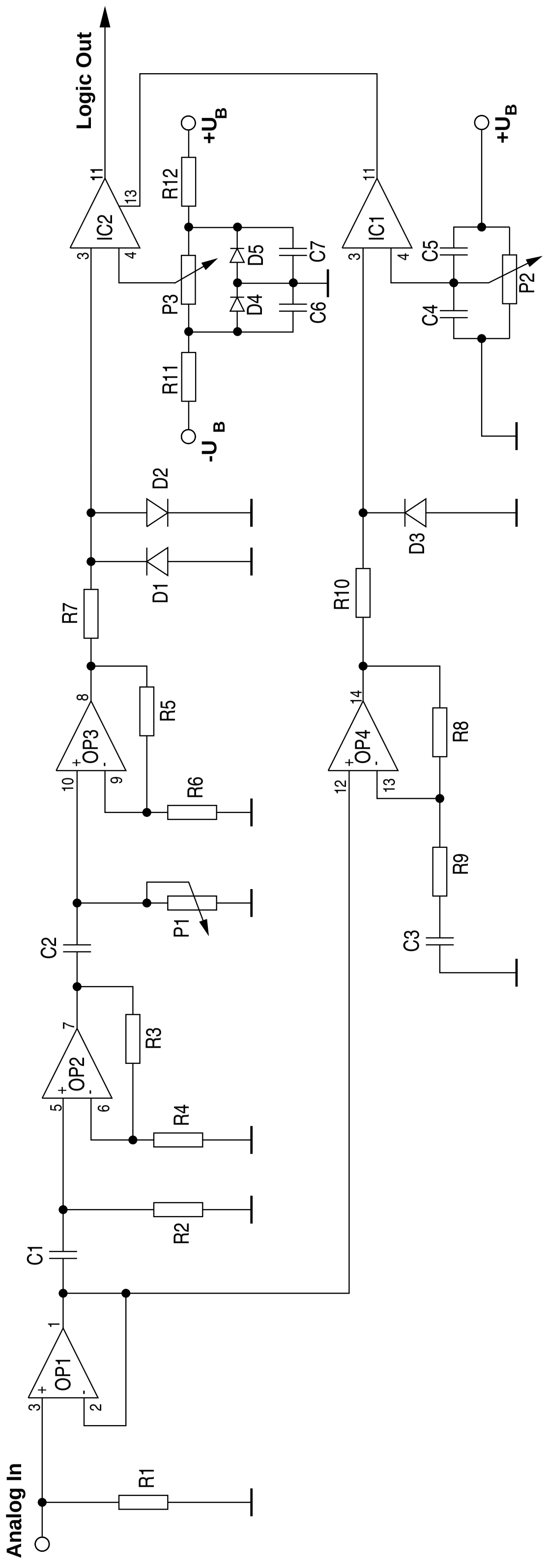

Abbildung 2.16: *Schaltbild des Spitzenwertdetektors für einen Kanal.*

gangsdetektor zu triggern. Andererseits würden bei großen Signalen am Eingang des Nullspannungsdetektors einige Volt anliegen. Deshalb begrenzen die Silizium-Dioden D_1 und D_2 zusammen mit R_7 den Eingangsspannungsbereich des Detektors auf $\pm 0{,}6$ V.

OP_4 übernimmt das Ursignal von OP_1 und verstärkt es um den Faktor 2. Weil das Signal in diesem Zweig DC-gekoppelt ist und der UAF 774 einen Eingangsoffset von bis zu 15 mV haben kann, wurde C_3 zur Offsetkompensation vorgesehen. Er hält den invertierenden Eingang von OP_4 auf dem DC-Level des Signals. D_3 und R_{10} verhindern Spannungen kleiner als $-0{,}6$ V am Ausgang von OP_4; von dort aus wird das Signal auf den Eingang des Schwellwertgebers IC_1 geführt.

IC_1 und IC_2 sind jeweils ein LM 361 von National Semiconductor, ein schneller Analogkomparator mit maximal 20 ns Verzögerungszeit, TTL-Ausgang und ENABLE/DISABLE-Funktion. Als *Schwellwertgeber* IC_1 vergleicht er das Signal U_1 mit einem einstellbaren Schwellwert U_2. Bei Signalen unterhalb des Schwellwerts hält der Komparator die nachfolgende Elektronik inaktiv. Erst wenn U_1 größer als U_2 wird, wechselt OUTPUT 1 (Pin 11 von IC_1) von LOW auf HIGH und setzt damit IC_2, den *Nulldurchgangsdetektor*, via ENABLE-Pin 13 in den Bereitschaftsmodus. Der Schwellwert kann mit dem Trimmer P_2 zwischen 0 und 12 Volt eingestellt werden. Zur Unterdrückung von hochfrequenten Transienten, wie sie beim Schalten der Komparatoren entstehen können, ist P_2 mit C_4 und C_5 gepuffert.

Im Bereitschaftsmodus erwartet IC_2 den Nulldurchgang der Spannung am Ausgang von OP_3, der mit INPUT 1 von IC_2 verbunden ist. Sobald INPUT 1 negativ gegen INPUT 2 wird, geht OUTPUT 1 von IC_2 auf LOW und triggert damit die Koinzidenzlogik, von der wiederum das S/H-Modul sein HOLD-Signal erhält. Die Spannung an INPUT 2 kann zur Offsetunterdrückung mit P_3 im Bereich $\pm 0{,}6$ V eingestellt werden. Auch dieser Trimmer ist zur Transientenunterdrückung mit zwei Kondensatoren C_6 und C_7 gepuffert.

2.7.2 Der Sample/Hold-Baustein

Dieses Modul ist im wesentlichen ein Operationsverstärker, der in zwei Modi betrieben werden kann.

Sample-Modus
: Die am Eingang liegende Spannung wird unverändert mit der Verstärkung 1 (oder -1, wie in unserem Fall) zum Ausgang durchgeschleift.

Hold-Modus
: Wenn der Baustein ein HOLD-Signal erhält, trennt er die Verbindung zwischen Ausgang und Eingang und hält die Ausgangsspannung auf dem Wert, der zum Zeitpunkt des Eintreffens des HOLD-Signals anlag.

Das Funktionsprinzip illustriert Abb. 2.17. Zwischen zwei kaskadierten Impedanzwandlern OP_1 und OP_2 befindet sich ein Haltekondensator und ein FET-Analogschalter, der über ein TTL-Signal geöffnet und geschlossen werden kann. Im SAMPLE-Mode ist der Schalter geschlossen, so daß die Spannung U_C am Kondensator der Ausgangsspannung von OP_1 folgt. U_C ist gleichzeitig die Eingangsspannung von OP_2. An dessen Ausgang steht sie niederohmig zur Verfügung. Im HOLD-Mode, wenn der Schalter öffnet, bleibt die Kondensatorspannung auf dem momentanen Wert stehen, solange, bis der Schalter wieder geschlossen wird.

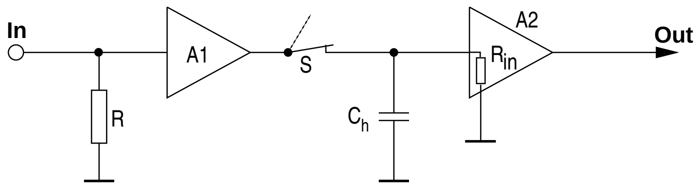

Abbildung 2.17: *Prinzipschaltung eines Sample/Hold-Moduls*

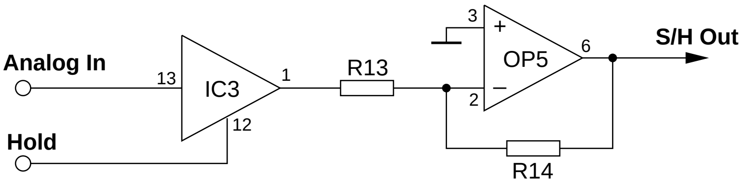

Abbildung 2.18: *Schaltbild der S/H-Stufe*

Die Größe des Kondensators ist ein Kompromiß. Einerseits soll er klein genug sein, um den Ausgang von OP_1 nicht zu sehr kapazitiv zu belasten, andererseits nicht zu klein, damit er sich nicht über den Eingang von OP_2 zu schnell entlädt. Dadurch fällt die Ausgangsspannung von OP_2 langsam auf Null, ein unerwünschter Effekt, *droop* genannt. Die Geschwindigkeit des Abfalls, die *droop rate*, hängt außerdem vom Eingangswiderstand von OP_2 ab. Je höher er ist, desto niedriger wird die *droop rate*.

Das SHM-45 (IC_3) von Datel ist ein solches S/H-Modul. Als Hybrid-IC hat es den notwendigen Haltekondensator samt den Analogschaltern und den OPs in einem Gehäuse integriert. Innerhalb von 150 ns nach dem Hold-Befehl erreicht die Ausgangsspannung eine Genauigkeit von 12 Bit, bezogen auf 5 Volt. Im Hold-Mode liegt die Dämpfung zwischen Eingang und Ausgang bei 74 dB, das entspricht 1:5000. Die *droop rate* beträgt 5 mV/ms. Wenn dadurch die 12 Bit Genauigkeit nicht unterschritten werden sollen, darf die Holdzeit t_h einen Maximalwert $t_\mathrm{h}^\mathrm{max}$ nicht überschreiten, welchen man wie folgt abschätzen kann. 12 Bit entsprechen 4 096 Schritten, so daß bei 5 Volt Endwert ein Schritt also 1,2 mV beträgt. Das Signal fällt mit 5 mV/ms und überstreicht einen Schritt somit in $t_\mathrm{h}^\mathrm{max} = 240\,\mu\mathrm{s}$. Die Software benötigt eine Auslesezeit von weniger als $40\,\mu$s und liegt damit innerhalb von $t_\mathrm{h}^\mathrm{max}$.

IC_3 erhält über Pin 12 das HOLD-Signal (*negative true*) von der Koinzidenzlogik (s. u.). Das Analogsignal liegt am Eingang Pin 13, der Analogausgang ist Pin 1. Da IC_3 das Vorzeichen des Signals umkehrt, ist der Inverter OP_5 nachgeschaltet. Er bildet die letzte Stufe der Verstärkerkette; sein Ausgang S/H_OUT gibt das Analogsignal weiter auf den Eingang des AD-Wandlers, der das Signal digitalisieren wird.

2.8 Die Koinzidenzlogik

2.8.1 Überlegungen zur Koinzidenzzeit

In der Regel wird ein einfliegendes Gammaquant in einem einzigen Pixel vollständig absorbiert; man spricht dann von einem Einzelereignis oder *single event* (SE). Die Quanten-energie kann anschließend durch Analyse des Szintillationslichtes dieses Pixels bestimmt werden. Ein Teil der Primärquanten jedoch wechselwirkt nicht nur mit einem Pixel, sondern mit zwei oder sogar noch mehr, indem es in jedem dieser Pixel durch Compton-Streuung einen Teil seiner Energie deponiert. Diese Ereignisse nennt man je nach der Anzahl der beteiligten Pixel Zweifachereignisse (*double events*, DE) bzw. Dreifachereignisse (*triple events*, TE), oder allgemein Mehrfachereignisse (*multiple events*, ME). In solchen Fällen muß das Licht aller betroffenen Pixel aufsummiert werden, um die Energie des Primärquants zu erhalten.

Phänomenologisch unterscheiden sich ME von einzelnen, zeitlich aufeinanderfolgenden SE dadurch, daß die bei einem ME beteiligten Pixel alle innerhalb einer sehr kurzen Zeit, *Koinzidenzzeit* genannt, die Ereignisse melden. Einzelne SE sind statistisch durch sehr viel größere Zeitspannen getrennt. Deshalb öffnet die Elektronik beim Eintreffen eines Ereignisses ein Zeitfenster von bestimmter Länge, die *Torzeit*. Treten innerhalb dieser Zeit ein oder mehrere weitere Ereignisse auf, werden diese als Teil eines ME interpretiert. Die Frage ist, wie groß dieses Zeitfenster sein muß, oder anders gesagt: Wie wird die Wahrscheinlichkeit, dicht aufeinanderfolgende SE irrtümlich als ME zu interpretieren, von der Größe der Torzeit beeinflußt?

Man rechnet für das gesamte PICsIT-Array, bestehend aus 4096 Pixeln, mit einer maximalen Zählrate von etwa 16 700 cps.[18] Das Array ist unterteilt in acht gleichgroße Module, was also etwa 2100 cps pro Modul ergibt. HEPI kann keine modulübergreifenden Koinzidenzen erkennen, sondern untersucht jedes Modul getrennt.

Zum Zeitpunkt Null soll ein Ereignis e_0 eintreffen. Das folgende Ereignis e_1 hat davon den zeitlichen Abstand t_0, dessen Größe wegen des statistischen Charakters zwar nicht vorausgesagt werden kann, der aber nach folgender Funktion verteilt ist.[19]

$$I(t_0)\,dt = re^{-rt_0}\,dt$$

$I(t_0)$ repräsentiert die Verteilungsfunktion für die Zeitintervalle t_0 zwischen zufällig aufeinanderfolgenden Ereignissen, und $I(t_0)\,dt$ ist die Wahrscheinlichkeit, nach einem Intervall t_0, in dem kein Ereignis auftrat, im Intervall $[t_0,\, t_0 + dt]$ ein Ereignis zu finden. r steht für den Kehrwert des durchschnittlichen zeitlichen Abstands zweier Ereignisse, ist hier also die Zählrate

$$r = 1/\overline{t_0} = 2100\,\mathrm{s}^{-1} = 2100\,\mathrm{cps}$$

Die statistische Wahrscheinlichkeit $P_\mathrm{s}(t)$, daß im Intervall $[0,\, t]$ ein Ereignis auftritt, wird durch das Integral über $I(t_0)$ beschrieben

$$P_\mathrm{s}(t) = \int_0^t I(t_0)\,dt_0 \;=\; r\int_0^t e^{-rt_0}\,dt_0 \;=\; 1 - e^{-rt}$$

Uns interessiert $P_\mathrm{s}(t)$ im Bereich $0 < t < 5\,\mu\mathrm{s}$. Damit wird der Exponent $rt = 2100\,\mathrm{s}^{-1} \cdot t$ sehr viel kleiner als eins, und die Exponentialfunktion kann durch ihre Reihenentwicklung

[18] [EID-B, table 1.4.1.1]
[19] [Kno 141ff]

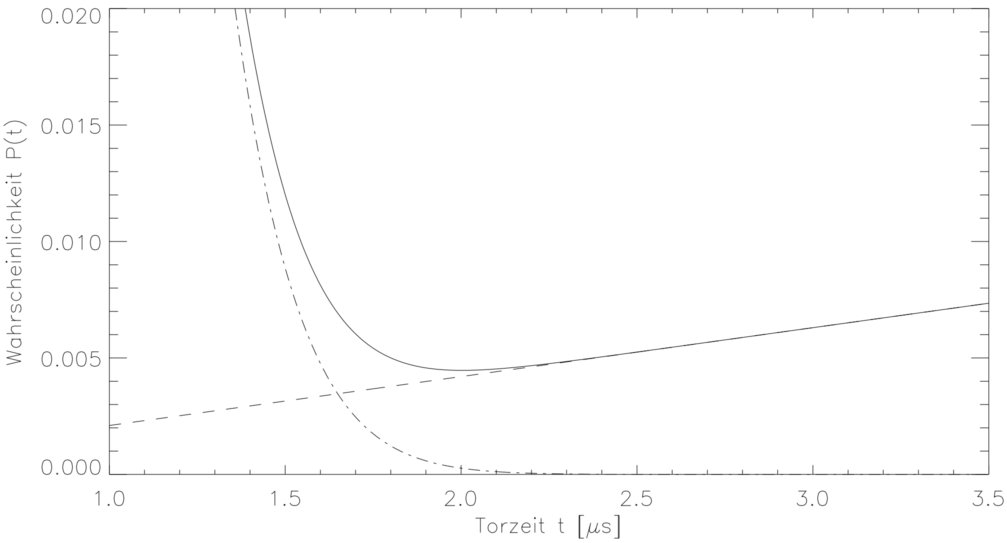

Abbildung 2.19: *Wahrscheinlichkeiten für fehlerhafte Koinzidenzen, abhängig von der Torzeit t.*
Gestrichelt: Wahrscheinlichkeit für statistische Fehlkoinzidenzen $P_{\mathrm{s}}(t)$
strichpunktiert: Wahrscheinlichkeit für Jitterfehler $P_{\mathrm{j}}(t)$
durchgezogen: Summe beider Wahrscheinlichkeiten $P_{\mathrm{ges}}(t)$

bis zur ersten Ordnung ersetzt werden

$$P_{\mathrm{s}}(t) = 1 - e^{-rt} = 1 - \ (1 - rt - ...) \simeq rt \qquad \text{für } rt \ll 1 \tag{2.3}$$

Die Wahrscheinlichkeit, unabhängige SE als ME zu interpretieren, ist demnach proportional zur Zählrate r und zum Zeitfenster t, solange $rt \ll 1$ ist. Zum Beispiel beträgt der statistische Anteil der falschen ME bei $r = 2100\,\mathrm{cps}$ und $t = 1\,\mu\mathrm{s}$

$$P_{\mathrm{s}}(1\,\mu\mathrm{s}) \simeq 2 \cdot 10^{-3}$$

von allen registrierten Ereignissen.

Nach Gleichung (2.3) scheint es sinnvoll, t gegen Null gehen zu lassen. Ein weiterer Effekt, *jitter* genannt, setzt jedoch t eine untere Grenze.
Zwischen dem Eintreffen eines Ereignisses im Kristall und seiner Registrierung in der Koinzidenzlogik liegt eine gewisse Zeit, die *walking time*. Sie ist von Kanal zu Kanal etwas verschieden. Das Systemrauschen verschmiert außerdem die Lage des Pulsmaximums, so daß der Spitzenwertdetektor nicht immer auf den „physikalischen“ Peak triggert; man sagt, das Signal *jittert*. Als Folge davon registriert die Logik zwei gleichzeitig einlaufende Ereignisse mit einer zeitlichen Differenz, der *Jitterzeit*. Die eingestellte Torzeit darf nicht kleiner als die Jitterzeit sein, sonst besteht Gefahr, daß echte ME nicht mehr als solche gewertet werden. Die Jitterzeit ist etwa gaußverteilt und hat bei mittleren Pulshöhen eine Standardabweichung σ von ca. 500 ns. Die Wahrscheinlichkeit $P_{\mathrm{j}}(t)$ für Jitterfehler bei der Koinzidenzauswertung fällt demnach ebenfalls gaußförmig mit t.

Die Jitterfehler und die statistischen Fehler addieren sich zu einer Gesamtfehlerwahrscheinlichkeit $P_{\mathrm{ges}}(t)$. Diejenige Zeit, an der $P_{\mathrm{ges}}(t)$ ein Minimum annimmt, ist die optimale Torzeit t_0.

Abb. 2.19 zeigt den Zusammenhang. Dargestellt sind $P_{\mathrm{s}}(t)$, $P_{\mathrm{j}}(t)$ und ihre Summe $P_{\mathrm{ges}}(t)$, deren Minimum bei $t_0 = 2{,}0\,\mu$s liegt. Wenn t kleiner wird, steigt $P_{\mathrm{ges}}(t)$ steil an, da die Gaußkurve für $t \to 0$ die Asymptote von $P_{\mathrm{ges}}(t)$ bildet. Für $t > t_0$ wächst $P_{\mathrm{ges}}(t)$ zwar auch, allerdings niemals stärker als linear: Eine zu große Torzeit führt also zu weniger Fehlkoinzidenzen als eine zu kleine.

Noch nicht berücksichtigt sind unterschiedliche *walking times* verschiedener Kanäle. Sie verschieben die Jitterkurven entlang der Abszisse schätzungsweise um maximal eine Mikrosekunde. Wir setzten die Torzeit deshalb auf $t = 3{,}0\,\mu$s.

2.8.2 Aufbau der Koinzidenzlogik

Die Koinzidenzlogik soll folgende Aufgaben erfüllen.

1. Unterscheidung zwischen SE und ME, also Erkennung zeitlicher Koinzidenzen
2. Speicherung des Pixels, in dem ein Ereignis auftrat
3. Bereithalten der Informationen, bis der Rechner darauf zugreift

Da unser Aufbau drei Pixel enthält, soll die Logik drei Kanäle unterstützen. Wegen ihrer Schnelligkeit, ihres niedrigen Stromverbrauches und ihrer Verfügbarkeit wurden HCMOS-Bausteine im Aufbau eingesetzt.

Das Schaltbild der Koinzidenzlogik ist in Abb. 2.20 zu sehen. Die drei Logikeingänge LOGIC_IN bilden die Schnittstelle zu den Nulldurchgangsdetektoren der Differenzierer in Abb. 2.16. Die Nummern kennzeichnen den jeweiligen Kanal.

Logikschaltungen reagieren empfindlich auf zu lange Übergangszeiten an den Eingängen. Der Ausgang eines Gatters kann in einen undefinierten Zustand geraten und *glitches* produzieren, wenn der Eingang zwischen den Grenzen der definierten Logikpegel „hängt". Die Eingangsstufen der Koinzidenzlogik sind deshalb Schmitt-Trigger; sie übernehmen und invertieren die Pegel an den Ausgängen der jeweiligen Nulldurchgangsdetektoren und garantieren ausreichend steile Flanken.

Nehmen wir an, der Nulldurchgangsdetektor von Kanal 1 meldet einen Peak durch einen Sprung nach LOW an seinem Ausgang. Der Sprung wird im Schmitt-Trigger 1 invertiert und durch das folgende AND-Gatter auf den CLOCK-Eingang C des Flipflop gegeben. Es ist ein positiv-flankengetriggertes D-Flipflop mit asynchronem RESET. Weil D fest an V_{cc} liegt, wird bei einer positiven Clockflanke Q immer auf HIGH gehen und verharren. Q wechselt nur dann seinen Zustand, wenn $\overline{\mathrm{R}}$ an LOW gelegt wird, und zwar sofort und unabhängig vom CLOCK-Signal, da $\overline{\mathrm{R}}$ asynchron ist.
Der positive Sprung am CLOCK-Eingang des D-Flipflops setzt also Q, während $\overline{\mathrm{Q}}$ zurückgesetzt wird. Q meldet das Ereignis über den entsprechenden READ_REQUEST-Ausgang an die AD-Wandlerkarte, $\overline{\mathrm{Q}}$ ist mit dem HOLD-Pin des entsprechenden S/H-Moduls verbunden und setzt es in den HOLD-Modus.

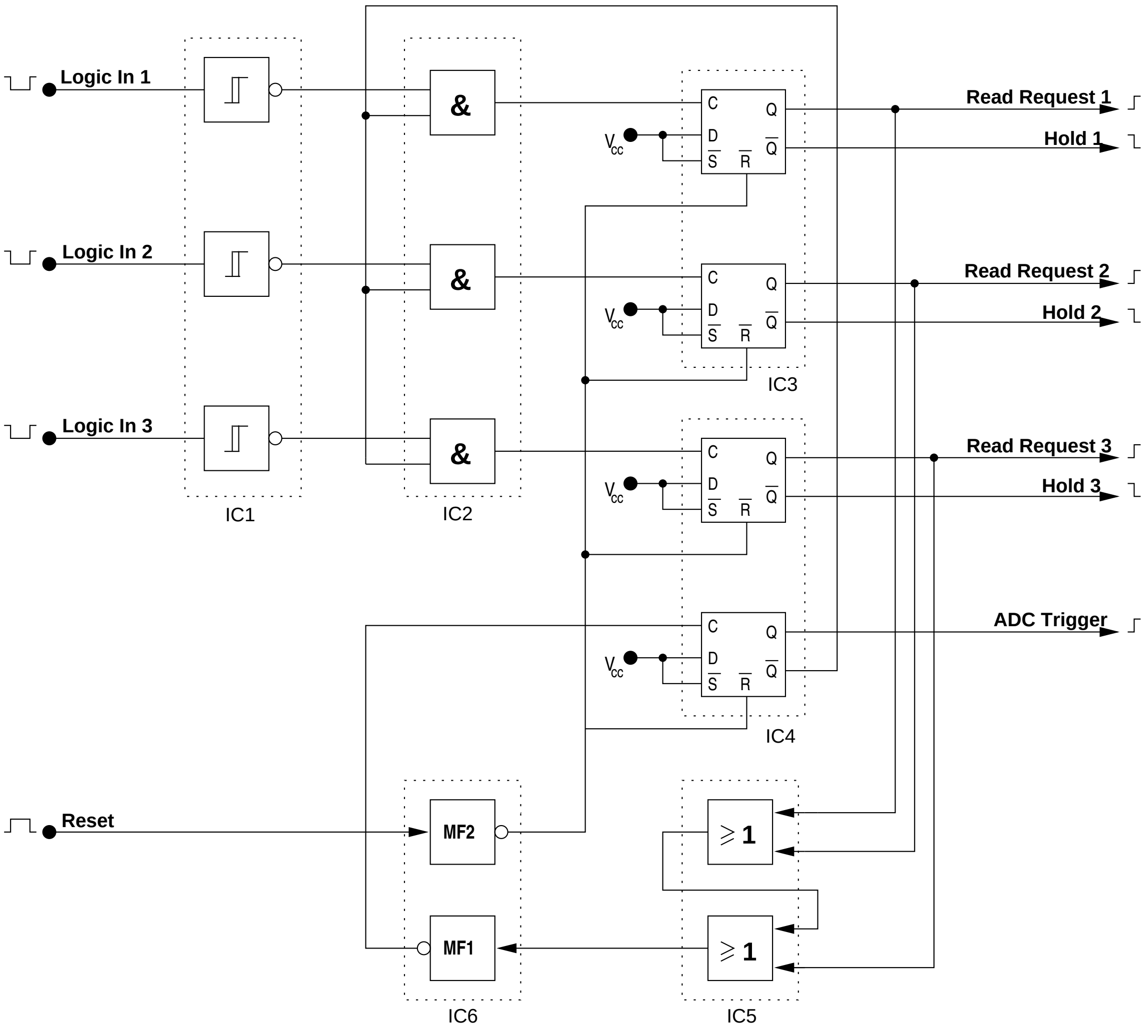

Abbildung 2.20: *Schaltplan der Koinzidenzlogik für drei Kanäle. Baugruppen in punktierten Umrissen haben ein gemeinsames DIP-Gehäuse.*

Das Monoflop MF_1 überwacht die Q-Ausgänge aller drei Kanal-Flipflops durch ein dreifaches OR-Gatter, bestehend aus zwei kaskadierten zweifachen ORs. Sobald das Q eines Flipflops gesetzt wird, öffnet das Monoflop ein Zeitfenster von der Dauer der Torzeit, innerhalb dessen die Flipflops anderer Kanäle durch weitere Teilereignisse eines ME gesetzt werden können. Nach Ablauf der Torzeit, die durch ein RC-Glied an MF_1 eingestellt werden kann, setzt das Monoflop ein viertes D-Flipflop, dessen $\overline{\mathrm{Q}}$-Ausgang die drei AND-Gatter schließt, so daß keine weiteren Ereignisse angenommen werden. Damit beginnt die *Totzeit* des Aufbaus. Das Flipflop jedes Kanals, in dem innerhalb der Torzeit ein Ereignis auftrat, ist nun gesetzt. Ein einziges gesetztes Flipflop entspricht einem SE, mehrere einem ME entsprechender Ordnung. Der Q-Ausgang ADC_TRIGGER des vierten Flipflops geht auf HIGH und fordert die AD-Karte auf, die in den Flipflops und den S/H-Modulen anliegenden Daten auszulesen. Nach dem Auslesevorgang schickt die AD-Karte ein generelles RESET, das die Flipflops löscht, die Totzeit beendet und die Elektronik erneut in Aufnahmebereitschaft setzt. Weil das RESET softwareseitig erzeugt wird, schwankt seine Länge zwischen einer und zwei Mikrosekunden. Das zweite Monoflop MF_2 verkürzt das RESET auf 500 ns, da sich die RESET-Zeit zur Totzeit des Aufbaus addiert und deshalb möglichst kurz sein soll.

Die ersten Testläufe der Logik zeigten ein zwar interessantes, aber unerwünschtes Verhalten: Die Schaltung „sah“ die Ereignisse auf den verschiedenen Kanälen, was sie auch mit den richtigen READ_REQUESTs bzw. HOLDs quittierte; allerdings waren diese viel zu kurz, um die S/H-Module in den HOLD-Modus zu setzen. Als Folge davon registrierte die AD-Karte nicht mehr die Spitzenwerte, sondern einen Wert irgendwo auf der fallenden Impulsflanke. Die so gewonnenen Messungen waren natürlich wertlos.

Als Ursache stellte sich Übersprechen zwischen den READ_REQUEST- und der RESET-Leitung heraus. Jedesmal wenn eine Flanke auf einer READ_REQUEST-Leitung auftrat, erhielt die Logik durch kapazitive Kopplung[20] einen *spike* auf der RESET-Leitung, der ausreichend groß war, MF_2 zu triggern und damit einen RESET vorzutäuschen. Abhilfe schaffte ein 470 pF-Kondensator zwischen RESET-Leitung und Masse, der die *spikes* ausfiltert. Er verrundet zwar auch die RESET-Pulse der AD-Karte, was die Funktion der Schaltung aber nicht beeinträchtigt.

2.9 Die AD-Wandlerkarte

2.9.1 Anforderungen an die AD-Wandlung und die Zeitauflösung

Der Simulationsaufbau dient nicht (nur) dazu, als *stand-alone*-Gerät Gammaspektren aufzuzeichnen. Vielmehr soll er HEPI und DPE als Testgenerator „echte“ Daten liefern. Das bedeutet insbesondere, daß das Datenformat an die Anforderungen der beiden Hardwareprozessoren angepaßt werden muß.

Zeitauflösung

Neben den Energien der Ereignisse soll auch die Zeit ihres Eintreffens festgehalten werden, und zwar mit einer Auflösung von 238 ns. Darum sollte die AD-Karte einen Timer enthalten, der mit mindestens 4 MHz getaktet werden kann.

Kanalzahl

Zur Zeit besteht das Testsystem aus drei Pixeln. Beim PICsIT-Detektor ist jedoch geplant, für jeweils 16 Pixel einen AD-Wandler einzusetzen, der die Pixel im Multiplexverfahren auslesen wird. Die im Simulator eingesetzte AD-Karte sollte die gleiche Fähigkeit haben, da der Simulator zugunsten möglichst realistischer Daten eventuell auf 16 Pixel aufgerüstet werden wird.

Abtastrate

Die geschätzte Zählrate von PICsIT liegt momentan bei etwa 17 000 cps.[21] Ein AD-Wandler mit etwa 20 kS/s (Kilosamples pro Sekunde) scheint dafür zunächst auszureichen. Die 17 000 Ereignisse pro Sekunde sind jedoch nicht gleichmäßig, sondern statistisch verteilt, das heißt, der zeitliche Abstand zweier Ereignisse kann im Einzelfall weit unter 1/17000 s liegen.[22] Diesem Umstand muß die Abtastrate der AD-Karte

[20] s. Anhang A.3.3
[21] [EID-B table 1.4.1.1]
[22] s. Abschnitt 2.8

Allgemeine Daten	
Anzahl der Analogkanäle	8 (*differential*), 16 (*single-ended*)
Auflösung	12 Bit
Verstärkungen (Bereich)	1 ($\pm$ 5 V) 2 ($\pm$ 2,5 V) 4 ($\pm$ 1,25 V) 8 ($\pm$ 0,625 V)
Auslesezeit	8,5 μs
maximale Abtastrate	100 kS/s (nicht im MUX-Betrieb)
Absolute Genauigkeit	0,01 % $\pm$ 1 LSB nach Kalibrierung
Multiplexer-Schaltzeit	10 μs
Nichtlinearität	$\pm$ 1 LSB
Eingangsimpedanz	>25 MΩ
maximale Eingangsspannung	$\pm$ 35 V kontinuierlich
maximale Taktfrequenz	100 kHz
Digital I/O, main connector J1	
Output Bits	4 (TTL, *latched*)
Input Bits	4 (TTL, *latched*)
Digital I/O, PIO connector J4	
I/O	2×8 Bit, 2×4 Bit (TTL)
Timer	
Baustein	82C54-2
Anzahl der Zähler	3 Abwärtszähler 16 Bit, zwei davon kaskadiert
Taktfrequenz	1 MHz, 10 MHz

Tabelle 2.3: *Spezifikationen der AD-Wandlerkarte* [Kei1, *appendix* A]

im Simulator Rechnung tragen; außerdem ist zu erwarten, daß die Abtastrate im Multiplexbetrieb geringer ist als diejenige im Ein-Kanal-Betrieb. Wir setzten deshalb die erforderliche Abtastrate mit 100 kS/s (Ein-Kanal-Betrieb) an, einem Standardwert.

Digitaler I/O

Zur Kommunikation mit der Koinzidenzelektronik muß die Karte neben der analogen Schnittstelle auch TTL-kompatible Ein- und Ausgänge bereitstellen. Für n Kanäle sind n Eingänge plus ein ADC_TRIGGER-Eingang und ein Ausgang für den RESET nötig. Sechzehn Kanäle bedingen also im Minimum 18 Bits digitalen I/O, wovon fünf im momentanen Aufbau verwendet werden.

Als AD-Wandler wurde die DAS-1202 der Keithley Instruments GmbH gewählt, eine Einsteckkarte für PC ISA-Bussysteme. Sie enthält einen 12 Bit AD-Wandler, einen 16fach-Analog-Multiplexer, einen Zeitgeber (den 82C54-2) und insgesamt 32 Bit digitalen I/O.

Signalname	J1 Pinname	J1 Pinnummer
S/H_OUT1	CH0 HI IN	37
S/H_OUT2	CH1 HI IN	36
S/H_OUT3	CH2 HI IN	35
READ_REQUEST1	IP0	25
READ_REQUEST2	IP2	24
READ_REQUEST3	IP3	5
ADC_TRIGGER	IP1/XTRIG	6
RESET	OP0	23
ANALOG_MASSE	LL GND	19
DIGITAL_MASSE	PWR GND	7

Tabelle 2.4: *Verbindungen der AD-Karte mit der Außenwelt. Alle Signale laufen in der gegenwärtigen Ausbaustufe über den* main I/O connector J1 [Kei1 4-4].

Tabelle 2.3 listet die wichtigsten vom Hersteller angegebenen Eigenschaften auf. Die Karte steckt in einem PC, der mit einem 100 MHz Pentium-Prozessor, 16 MB RAM und einer 1,2 GB Festplatte ausgerüstet ist.

2.9.2 Verbindungen

Zur Kommunikation mit der Außenwelt stellt die AD-Karte zwei Schnittstellen zur Verfügung: den *main I/O connector* J1 und den *PIO cable connector* J4.[23] Der erstere umfaßt die sechzehn Analogkanäle und acht I/O-Bits; er reicht damit aus, um in der gegenwärtigen Ausbaustufe alle Signale zu übertragen. Die digitalen I/O-Ports auf J4 werden zur Zeit zwar nicht benötigt, aber damit wird es möglich, später ohne zusätzliche Hardware 16 Pixel zu steuern und auszulesen.

Tab. 2.4 führt die Verbindungen zwischen der AD-Karte und den S/H-Modulen bzw. der Koinzidenzelektronik auf.

2.9.3 Der Zählerbaustein

Auf der AD-Karte befindet sich außer dem Analog-Digital-Wandler und seiner Peripherie noch der 82C54-2 von Intel, ein programmierbarer Zeitgeber, der mit 10 MHz getaktet werden kann. Er enthält drei 16-Bit-Abwärtszähler, von denen COUNTER 1 und COUNTER 2 kaskadiert sind und einen 32-Bit-Zähler bilden. Gesteuert und ausgelesen wird der Baustein über ein 8 Bit INPUT/OUTPUT-Register und über zwei sogenannte ADDRESS-Bits, mit denen man die Zähler 0…3 oder das CONTROL WORD-Register ansprechen kann.

Da das INPUT/OUTPUT-Register nur halb so breit ist wie die Zähler, wird der Zählerstand bei einer Abfrage in zwei Teile zerlegt: ein Byte enthält die acht niederwertigen Bits, ein zweites Byte die höherwertigen Bits. Die beiden Bytes müssen *nacheinander* via

[23] [Kei1 4-4, 4-10]

I/O-Register ausgelesen werden. Die Abfrage eines 32-Bit-Zählerstandes erfordert also vier Lesezugriffe.

2.10 Die Software

Im Lieferumfang der AD-Karte ist unter anderem ein kleines Ausleseprogramm enthalten, dessen Möglichkeiten allerdings begrenzt sind. Es erlaubt zum Beispiel keinen Zugriff auf den Zählerbaustein – eine für die Datensimulation jedoch unverzichtbare Eigenschaft, etwa zur Feststellung der Ereigniszeit. Aus diesem Grund und um die Programme flexibel zu halten, damit sie an die Testanforderungen von HEPI angepaßt werden können, wurde eine eigene Meßsoftware geschrieben. Sie sollte folgenden Ansprüchen genügen:

Schnelligkeit
HEPI soll auf der CsI-Seite bis zu 17 000 cps lesen können. Das entspricht im Mittel 59 μs zwischen zwei Ereignissen, und diese Rate soll auch die Software verarbeiten.

Ablauf in Echtzeit
Zur Zeit ist vorgesehen, HEPI die Ereigniszeit mit einer Auflösung von 238 ns erfassen zu lassen. Die Präzision der Simulation sollte ebenfalls in diesem Bereich liegen. Damit scheiden Interruptverfahren zur Datenerfassung aus, ebenso Betriebssysteme wie Windows oder Unix, die keinen Ablauf in Echtzeit garantieren. Das PC-Betriebssystem der Wahl ist DOS.

Einfacher Hardwarezugriff
Die oben genannten Punkte verlangen eine hardwarenahe Programmierung mit direkten Registerzugriffen unter Umgehung des Betriebssystems. Dies ist ein Kriterium für die Auswahl der Programmiersprache, die diese Art der Programmierung ausreichend unterstützen soll. Die Entscheidung fiel deshalb auf C.

Nach einigen Versuchen mit Microsoft Visual C++ und Quick C wurde die Software in Borland C 4.52 erstellt. Das Resultat sind vier DOS-Programme für unterschiedliche Anwendungszwecke.

ADCSCR.EXE Dieses Programm dient vor allem Testzwecken. Es erfaßt für jedes Ereignis die Informationen Kanal, Energie, SE/ME und die Ereigniszeit. Alle Werte werden auf den Bildschirm gegeben, um sie während der Laufzeit überwachen zu können. Die Totzeit ist allerdings recht lang, weil die Bildschirmausgabe generell einen zeitlichen Engpaß bildet. Pro Ereignis muß man mit immerhin 2,5 ms rechnen.

ADCFILE.EXE Es hat die Fähigkeiten von ADCSCR.EXE, schreibt aber die gesammelten Informationen nicht auf den Schirm, sondern während der Messung in die ASCII-Datei EVENT.DAT im Arbeitsverzeichnis. Dadurch arbeitet es wesentlich schneller; die Totzeit erreicht 80 μs pro Ereignis. Außerdem gibt es die Möglichkeit, die Verstärkung und den Offset jedes Kanals softwareseitig einzustellen.

Nach der Messung werden die Spektren aller Kanäle addiert und in der Datei SPECTRUM.DAT gespeichert. Das entspricht der Funktion eines Vielkanal-Analysators.

Schließlich legt das Programm ein Logfile namens ADCFILE.LOG an, in dem unter anderem die Ereignisstatistiken stehen.

ADCQUICK.EXE entspricht ADCFILE.EXE, verzichtet aber auf die Auswertung der Ereigniszeit und braucht deshalb während der Messung nicht auf die Festplatte zu schreiben; alle gesammelten Informationen finden im Hauptspeicher Platz. Die Totzeit ist deshalb mit weniger als 35 μs pro Ereignis die kürzeste aller Programme.

Nach der Messung werden die Dateien SPEC1.DAT, SPEC2.DAT und SPEC3.DAT sowie das Logfile ADCQUICK.LOG erstellt. Die letztere Datei enthält die Ereignisstatistiken, während in den drei ersten Dateien die SE-Spektren jeweils eines Kanals stehen. ME werden für die Statistiken registriert, in den Spektren jedoch nicht berücksichtigt. Auch hier kann man Offset und Verstärkung jedes Kanals mittels Software korrigieren.

ADCMULTI.EXE hat dieselben Eigenschaften wie ADCQUICK.EXE, erfaßt aber statt der Einzelereignisse ausschließlich *multiple events*.

2.10.1 Programmstruktur

Aus Gründen der Geschwindigkeit ist die Software so hardwarenah wie möglich programmiert. Besonders bei den Programmabschnitten, die zwischen dem ADC_TRIGGER- und dem RESET-Signal ausgeführt werden und bestimmend für die Totzeit sind, kommt es auf Schnelligkeit an. Die meisten Programmschritte sind deshalb Bitschiebeoperationen und Registerzugriffe, wie man im folgenden an einigen Beispielen sehen wird. Sie sind dem Quelltext ADCFILE.C entnommen, der vollständig in Anhang C zu finden ist. Die Zahlen in Klammern und am Rand beziehen sich auf die Zeilennummern des Quelltexts. Das zugehörige Flußdiagramm ist in Abb. 2.21 zu sehen.

18–63 Nachdem die Variablen definiert und gesetzt sind, wird die AD-Karte initialisiert. Dazu öff-
78 net das Programm eine Datei namens D:\DAS\DOS\DAS1600.CFG, in der Konfigurationsinformationen enthalten sind, wie etwa die Basisadresse der Karte, ihre Taktfrequenz, die Anzahl der *wait states*, die Interruptadresse und anderes mehr. Die Funktion K_OPENDRIVER liest die Informationen ein; sie ist Bestandteil der mit der Karte gelieferten C-Bibliothek.

Es folgen einige Registerzugriffe, um bestimmte Modi des AD-Wandlers und des Zählers einzustellen. Da diese Zugriffe im weiteren Verlauf des Programms immer wieder auftauchen werden, sollen sie anhand der Zählerprogrammierung etwas ausführlicher vorgestellt werden. HEPI verlangt eine Zeitinformation von 24 Bit Breite und 238 ns Auflösung, also etwa 4,2 MHz Taktfrequenz.[24] Der Zählerbaustein stellt einen 32 Bit-Zähler (COUNTER 1 und COUNTER 2 kaskadiert) mit einem 10 MHz-Takt zur Verfügung. Mit wenig Aufwand kann man daraus das HEPI-Zeitformat gewinnen.
Doch zunächst wird der Zählerbaustein programmiert. Dies geschieht sequentiell, also über mehrere Registerzugriffe, denn es kann nur jeweils ein 16 Bit-Zähler gleichzeitig gesetzt werden.
Wir beginnen mit COUNTER 1. Der C-Befehl lautet:

[24]Die untere physikalisch sinnvolle Grenze für die Zeitauflösung sind etwa 200 ns; man bedenke, daß erstens die Detektoren eine Antwortzeit von einigen hundert ns haben, und zweitens statistische Abweichungen der Signallaufzeiten und der Maximumsdetektion sich schnell zu Beträgen im Mikrosekundenbereich summieren können (Abschnitt 2.8.1)

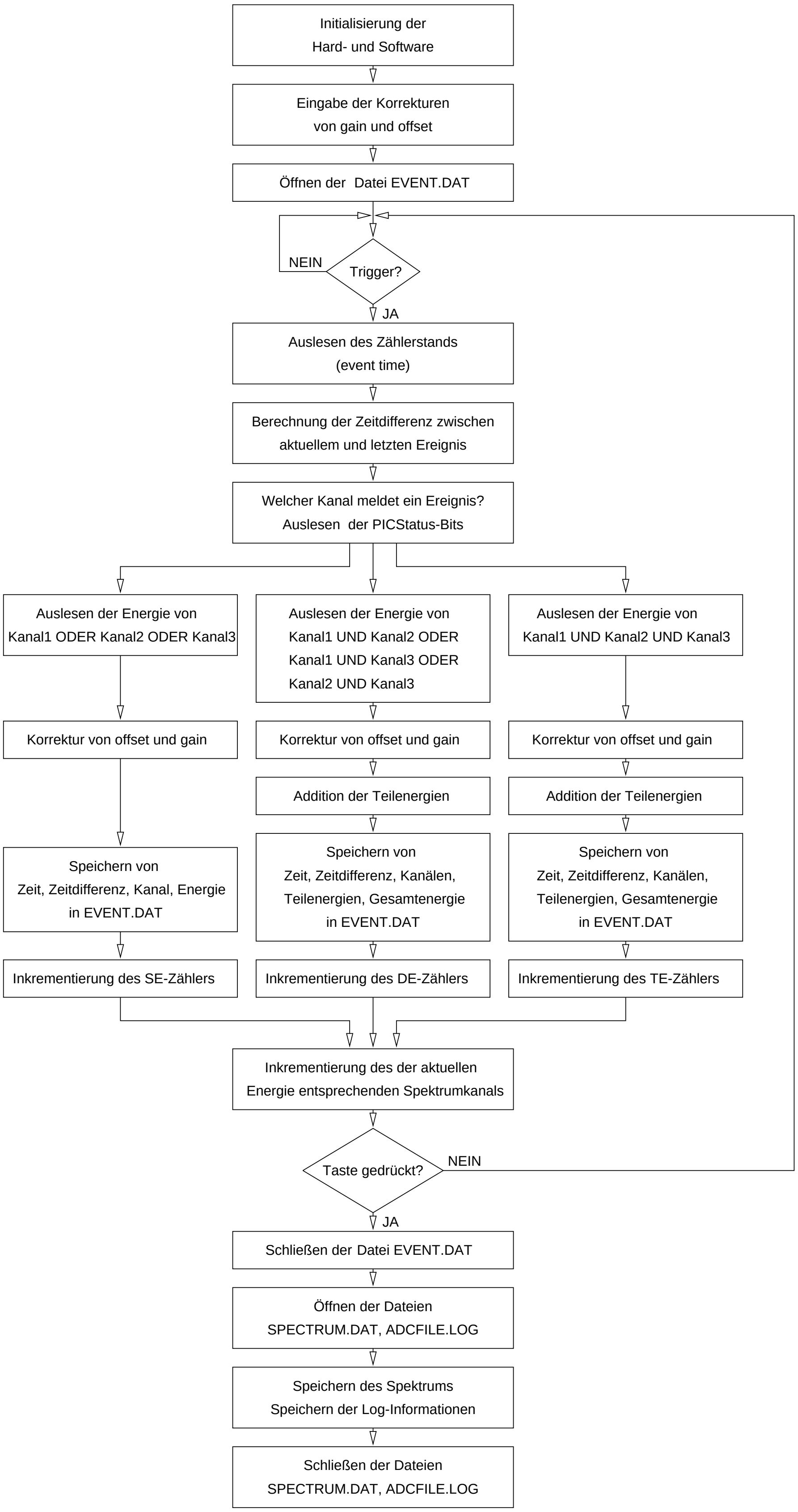

Abbildung 2.21: *Flußdiagramm des Programms* ADCFILE.EXE

99 `outp (base_address + 0xF, 116)`

`outp(reg_adr, value)` ist der Befehl für einen Schreibzugriff auf ein 16 Bit-Register. Der Wert von `value` wird in binärer Form in das Register mit der Adresse `reg_adr` geschrieben. Sie ist in unserem Fall `base_address+0xF`, wobei `base_address` eine Konstante ist, die die Basisadresse der AD-Karte `0x300` enthält. `0xF` ist die Registeradresse bezüglich `base_address`. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, daß bei einer Änderung der Basisadresse nur der Wert für `base_address` modifiziert zu werden braucht und nicht die Adreßargumente sämtlicher Registerbefehle. Dem Register wird der Wert 116 übergeben; das ist die dezimale Form des binären Bytes `0111 0100`. Jedes Bit dieses Bytes hat eine eigene Funktion.[25]

Bitnummer	7	6	5	4	3	2	1	0
Bitkürzel	SC1	SC0	RL1	RL0	M2	M1	M0	BCD

Tabelle 2.5: *Beispiel zur Bitzuweisung bei der Programmierung der Zähler* [Kei1, E-19ff]

BCD entscheidet, ob der betreffende Zähler binär oder dezimal zählt. Man *setzt* das Bit, das heißt, man übergibt ihm `1`, wenn binär gezählt werden soll. *Zurückgesetzt* wird es, (es erhält `0`), wenn der Zähler dezimal zählen soll.

M0...M3 setzen den Zählmodus, beispielsweise, ob kontinuierlich gezählt wird oder ob der Zähler bei Erreichen eines bestimmten Zählerstandes anhalten soll. Die Bits erhalten in unserem Programm `0 1 0`. Damit wird COUNTER 1 mitgeteilt, daß er kontinuierlich abwärts zählen und beim Nulldurchgang ein Logiksignal an COUNTER 2 absetzen soll – warum, wird weiter unten verständlich werden.

RL0, RL1 bestimmen den Auslesemodus, d. h. wie die Reihenfolge von höherwertigem und niederwertigem Byte sein wird. `1 1` bedeutet: Lies/schreibe *zuerst* das niederwertige, *danach* das höherwertige Byte.

SC0, SC1 wählen schließlich den Zähler aus, für den die oben angeführten Parameter gelten. COUNTER 1 wird durch `0 1` angesprochen.

102–103 Als nächstes wird COUNTER 1 mit dem Anfangswert geladen. Alle Zähler sind Abwärtszähler, und COUNTER 1 wird vom Höchstwert bis Null zählen: Er erhält deshalb den Höchstwert `0xFFFF`, und zwar zuerst das niederwertige, dann das höherwertige Byte.

Wie erwähnt, sind COUNTER 1 und COUNTER 2 kaskadiert; COUNTER 2 zählt um eins weiter, wenn COUNTER 1 durch Null geht. Man erhält also einen Zähler von effektiv $2\times16=32$ Bit Breite und 10 MHz Taktfrequenz. HEPI kann aber nur 24 Bit bei 4,2 MHz verarbeiten. Man liest deshalb zunächst die niedrigsten 25 Zählerbits aus und entfernt davon das niederwertigste. Damit teilt man die Taktfrequenz um Faktor zwei und erhält effektiv 24 Bit Zeitinformation bei 5 MHz – bis auf die Frequenz genau das HEPI-Datenformat. Der An-
116–117 fangswert von COUNTER 2 ist also $25–16=9$ gesetzte Bits oder hexadezimal `0x01FF`. Damit wird er, ebenfalls wieder in zwei Schritten, geladen. Das bedeutet, COUNTER 2 zählt jedesmal, wenn COUNTER 1 durch Null geht, um eins abwärts und beginnt nach seinem eigenen Nulldurchgang wieder bei `0x01FF`.

[25] Zur kompletten Dokumentation der Bitbelegungen aller Register s. [Kei1, *appendix* E]

Die Korrekturen für die Verstärkung und den Offset der einzelnen Kanäle werden, falls 124–176
nötig, über die Tastatur während der Programmlaufzeit eingelesen. Die Verstärkungskorrektur ist einfach eine Fließkommazahl, die mit der eingestellten Verstärkung multipliziert wird. Der voreingestellte Wert ist 1.0. Der Offset wird direkt in Millivolt angegeben und
muß deshalb noch in Einheiten der AD-Wandlerauflösung umgerechnet werden. Ein digi- 170–172
taler Schritt entspricht 4,88 mV am Analogeingang.

Die eigentliche Meßwerterfassung erfolgt in einer *while*-Schleife, die in Zeile 190 beginnt. 190
Die Abbruchbedingung der Schleife ist das Drücken einer Taste.
In der Schleife selbst wird zuerst der Triggerstatus überprüft, das ist der Zustand des XTRIG-Pins des *main connectors* J1. An diesem Pin liegt das ADC_TRIGGER-Signal der Koinzidenzlogik, das von LOW nach HIGH geht, wenn ein Ereignis eingetroffen ist. Das Programm hält an, wenn das XTRIG-Signal LOW ist und soll fortgesetzt werden, wenn ein HIGH-Pegel anliegt. Programmiertechnisch sieht dies so aus:

```
while ( !( inp(base_address + 0x3) & 2) ) ;
```
195

`inp(reg_adr)` ist die C-Anweisung für einen Lesezugriff auf das Register mit der Adresse `reg_adr`. Der Wert des Registers ist der Rückgabewert von `inp`. XTRIG ist das Bit Nr. 1 des Bytes an der Adresse `base_address+0x3`. Um zu verhindern, daß die anderen Bits auf den Wert des Bytes Einfluß nehmen, *maskiert* man das Byte. Das bedeutet, man führt mit dem Operator `&` ein bitweises AND des Registerwertes und des Bytes `0000 0010` (=2 in dezimaler Schreibweise) durch und erreicht damit, daß alle Bits bis auf das auszuwertende den Wert Null annehmen. Dann ist die Analyse des Triggerstatus besonders einfach: Enthält das Register den Wert 2, ist das Triggerbit gesetzt, enthält es Null, ist das Bit zurückgesetzt.
Die *while*-Schleife fragt also laufend das Register ab. Ihr Argument wird durch das Ausrufezeichen negiert, und deshalb ist die Klammer TRUE, wenn das Triggerbit Null ist. Der Schleifenkörper besteht nur aus einem Strichpunkt, also einer Leeranweisung; die Schleife tut darum nichts anderes als warten, bis das Triggerbit HIGH wird und damit ein Ereignis signalisiert. Dann ist das Schleifenargument FALSE und die Schleife wird verlassen.

Die nächsten Schritte lesen die Zähler aus und bilden die 24 Bit-Zeitinformation sowie die 201–225
Zeitdifferenz zwischen dem aktuellen und dem letzten Ereignis.

Nun erst prüft das Programm, welcher Kanal das Ereignis meldet und ob es sich um ein *multiple event* handelt. Die READ_REQUESTS der drei Kanäle[26] liegen an den Pins IP0 (Kanal 1), IP2 (Kanal 2) bzw. IP3 (Kanal 3) des *main connectors*. Ihr Status wird über
das Register BASE_ADDRESS+3 mitgeteilt und in die Variable PICSTATUS geschrieben. Das 232
Programm entscheidet nun in einer *switch*-Umgebung anhand des Werts von PICSTATUS, welcher Kanal abgefragt werden muß.
Nehmen wir an, Kanal 1 meldet über IP0 ein Ereignis. Der AD-Wandler erhält dann die 245–265
Aufforderung, mittels seines Multiplexers den Eingang CH0 durchzuschalten, an dem das Analogsignal von Kanal 1 liegt. Da einige Mikrosekunden vergehen, bis das Analogsignal mit der erforderlichen Stabilität am Ausgang des Multiplexers anliegt, werden zwei AD-Wandlungen durchgeführt und nur die zweite ausgewertet.

Analogmultiplexer sind im Prinzip Schalter, mit denen man mehrere Analogkanäle an einen gemeinsamen Ausgang durchschalten oder sperren kann. Die Schalter werden als FET-Transistoren

[26] s. Abschnitt 2.8

ausgeführt, deren interne Kapazitäten bei schnellen Schaltvorgängen umgeladen werden und deswegen Transienten im Signalweg erzeugen. Beim Umschalten muß man also etwas zusätzliche Zeit einkalkulieren, bis das Signal am Ausgang des Multiplexers stabil ist. Das ist der Grund, weshalb der AD-Wandler im Multiplexbetrieb nicht die Schnelligkeit wie im Einkanalbetrieb erreicht, in dem immer derselbe Kanal eingelesen wird und deshalb kein Schalten notwendig ist.

272–281 Anschließend entfernt das Programm den Offset, reduziert die Energieauflösung auf die von HEPI geforderten 10 Bit, korrigiert, falls erforderlich, die Verstärkung und schreibt die Werte in die Datei EVENT.DAT im Arbeitsverzeichnis. Diese Datei enthält die Informationen im HEPI-Format. Für die Ereignisstatistik wird nun die Variable COUNT1 inkrementiert, die dokumentiert, wieviele Einzelereignisse auf Kanal 1 bisher eingetroffen waren.

286–646 Es folgt der Rest der *switch*-Anweisung, in dem die Eizelereignisse der anderen Känale bzw. die Mehrfachereignisse prozessiert werden. Im Prinzip werden ME wie SE behandelt; der einzige Unterschied besteht darin, daß bei den ME die Teilenergien addiert werden müssen.

Die *switch*-Anweisung endet in Zeile 646. Die mit dem Ereignis korrelierten Informationen
649–650 sind erfaßt und das Programm sendet den RESET-Puls via OP0 an die Koinzidenzlogik. Die letzte Anweisung der Schleife inkrementiert den Kanal des Energiespektrums, der der Energie des aktuellen Ereignisses entspricht. Am Schluß der Messung erhält man also ein Energiespektrum, wie es ein Vielkanalanalysator liefern würde.

Das Programm springt nun an den Beginn der *while*-Schleife in Zeile 190 zurück und überprüft die Abbruchbedingung; wenn eine Taste gedrückt wurde, wird die Schleife ab-
662–710 gebrochen und die bisher gesammelten Daten in die zugehörigen Dateien geschrieben. Sie sind alle im ASCII-Format und können mit geeigneten Editoren ausgewertet werden. Im einzelnen werden folgende Dateien erstellt.

EVENT.DAT Diese Datei enthält sämtliche Informationen, die das Programm erfaßt: Ereigniszeit, Zeitdifferenz zum letzten Ereignis, den Kanal bzw. bei ME die Kanäle und die Ereignisenergie bzw. die Summe der Teilenergien. Je nach Zählrate kann die Datei recht groß werden; einige zehn Megabyte müssen für eine Langzeitmessung einkalkuliert werden.

SPECTRUM.DAT Darin steht das gemessene Energiespektrum mit einer Auflösung von 1024 Kanälen. Es ist ein 1024×2-Array; die erste Spalte enthält die Energiekanalnummer, die zweite Spalte die im jeweiligen Energiekanal gezählten Ereignisse. Mit dem Analyseprogramm IDL kann das Spektrum grafisch dargestellt werden.

ADCFILE.LOG ist das Logfile der Messung, worin neben den gewählten Verstärkungs- und Offsetkorrekturen auch die Ereignisstatistiken stehen.

Kapitel 3

Ergebnisse

Die nun folgenden Seiten beschreiben, wie das System arbeitet, was für Eigenschaften es hat und wie die Kenntnisse darüber gewonnen wurden – unter anderem mit einem ^{137}Cs-Präparat. Soweit die Merkmale und Verfahren einzelne Kanäle betreffen, werden sie am Beispiel eines ausgewählten Kanals vorgestellt; Tabelle 3.2 am Schluß dieses Kapitels ergänzt die Werte der beiden anderen Kanäle und faßt die wichtigsten Systemeigenschaften zusammen.

3.1 Eigenschaften des Systems und Testmethoden

3.1.1 Rauschen der Eingangsstufe und der Verstärkerkette

Für praktische Zwecke, etwa um die Qualität verschiedener PIN-Dioden beurteilen zu können, ist es interessant zu wissen, welchen Rauschbeitrag die Verstärkerkette zum Gesamtrauschen liefert. Wenn wir die PIN-Diode als Detektor betrachten, bezeichnet der Begriff *Verstärkerkette* sämtliche signalverarbeitenden Stufen, die auf die PIN-Diode folgen. Zur Bestimmung des Rauschens dieser Kette genügt es nicht, die PIN-Diode einfach zu entfernen und die Rauschspannung am S/H_OUT-Ausgang der Kette zu bestimmen, denn mit der Entfernung der PIN-Diode reduziert man die Eingangskapazität des Systems und verringert damit nach Anhang A auch das Systemrauschen. Für zuverlässige Aussagen muß der Eingang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers also nach der Entfernung der PIN-Diode noch mit einem Kondensator abgeschlossen werden, der etwa die Kapazität der PIN-Diode (70 pF) besitzt. Der nächstliegende Normwert ist 68 pF.

Ein solcher Aufbau liefert ein Rauschsignal U_{n1} am S/H_OUT-Ausgang, das – wie erwartet – unabhängig sowohl von Streulichteinstrahlung als auch von der Präsenz einer Gammaquelle ist. Wir nennen es im folgenden kurz *Verstärkerrauschen*. In Ermangelung eines echten Effektivwert-Meßgerätes wurde die Größe dieser Rauschspannung auf dem Oszilloskopschirm bestimmt. Der beobachtete Spitze-Spitze-Wert entspricht etwa sechsmal dem Effektivwert.[1] Diese Methode ist zwar nicht sehr präzise, ermöglicht aber eine ungefähre

[1] [Hor 454]

Angabe der effektiven Rauschspannung

$$U_{\mathrm{n1}} = 140\,\mathrm{mV}$$

bei einem geschätzten Fehler von $\pm\,20\,\%$.
Wir greifen nun etwas vor auf Gleichung (3.5), die den Zusammenhang zwischen Eingangsladung Q_{P} und der Spannung am S/H_OUT-Ausgang herstellt. Damit folgt die Rauschladung[2]

$$Q_{\mathrm{n1}} = \frac{U_{\mathrm{n1}}}{K_{QU} \cdot A_U} = 9{,}6 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{C} \simeq 600\,e^-$$

Diese Rauschladung repräsentiert das Rauschen der gesamten Verstärkerkette. Jede Stufe trägt zwar ihren Teil dazu bei, bestimmend ist jedoch nach Gleichung (A.8) das Rauschen U_{nE} der Eingangsstufe, also des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Wir verifizieren dies im folgenden durch eine Messung des Gesamtrauschens U_{n2} der Stufen *nach* dem Ladungsvorverstärker. Die Kette wurde also am Ausgang des Ladungsvorverstärkers aufgetrennt und der Eingang der zweiten Vorverstärkerstufe mit $50\,\Omega$ abgeschlossen. Die Rauschspannung am Ende der Kette wurde mit obiger Methode betimmt zu

$$U_{\mathrm{n2}} = 16\,\mathrm{mV}$$

ebenfalls wieder mit einem geschätzten Fehler von $\pm\,20\,\%$. Das Rauschen der einzelnen Stufen entsteht kausal unabhängig voneinander und addiert sich deshalb quadratisch zum Gesamtrauschen

$$U_{\mathrm{n1}}^2 = U_{\mathrm{nE}}^2 + U_{\mathrm{n2}}^2$$

woraus man U_{nE} berechnen kann zu

$$U_{\mathrm{nE}} = 139\,\mathrm{mV} \approx U_{\mathrm{n1}}$$

und das bestätigt die oben genannte Annahme, wonach die Eingangsstufe das Rauschen des Gesamtsystems bestimmt. Deshalb gilt auch für die Rauschladung Q_{nE} der Eingangsstufe $Q_{\mathrm{n1}} \approx Q_{\mathrm{nE}}$:

$$Q_{\mathrm{nE}} \approx 600\,e^- \ \pm 20\,\%$$

ROSSI *et al.* geben dafür $500\,e^-$ an [Ros1]; dies wird innerhalb der Meßgenauigkeit gut reproduziert.

Wie verändert sich das Systemrauschen, wenn man die PIN-Diode an die Verstärkerkette anschließt, also die Nachweiskette komplettiert? Anders gesagt: Wodurch unterscheidet sich das Verstärkerrauschen von einem Hintergrundspektrum?

[2]Zur Definition der Rauschladung s. Anhang A.2.3

Eine Antwort darauf gibt Abb. 3.1. Das Rauschen aller drei Kanäle ist darin als Pulshöhenspektrum dargestellt. Das obere Diagramm ist das Rauschen nur der Verstärkerkette; im Schaubild darunter sind die Hintergrundspektren der drei Kanäle abgebildet.
Die linksseitige Flanke jedes Graphen ist das Resultat der einstellbaren Schwellwertgeber der S/H-Stufe aus Abschnitt 2.7.1, die nur Pulse einer bestimmten Mindesthöhe zur Auswertung freigeben. Ohne diese Schwelle würden die „echten“ Ereignisse im Rauschen untergehen, denn die Zahl der Rauschereignisse steigt für niedrige Pulshöhen exponentiell an.

3.1.2 Die Empfindlichkeit der PIN-Dioden

Das Verstärkerrauschen ist in Abb. 3.1 (oben) normiert auf gleiche Gesamtverstärkung aller Kanäle, um einen Vergleich des Rauschens der verschiedenen Ketten zu ermöglichen. Unterschiede sind zwar vorhanden, aber nicht sehr groß.

Für die Aufnahme der Hintergrundspektren wurden die Verstärkungen so korrigiert, daß ein 662 keV-Ereignis auf allen Kanälen die gleiche Pulshöhe von 4150 mV erzeugt. Gammaquanten gleicher Energie lösen im Mittel auch immer gleich viele Szintillationsphotonen in den CsI-Kristallen aus. Wenn die Nachweisketten einander ähneln, erwartet man allenfalls kleine Abweichungen der Verstärkungen. Dies ist jedoch nicht der Fall. Die Verstärkungen unterscheiden sich nach Abgleich um

$$1{,}0\,(\text{Kanal}\,1)\ :\ 0{,}72\,(\text{Kanal}\,2)\ :\ 0{,}75\,(\text{Kanal}\,3)$$

Während Kanal 2 und Kanal 3 nur um einige Prozent auseinanderliegen, weicht Kanal 1 um fast 30 % ab. Die Ursache dafür muß entweder im Szintillator oder in der PIN-Diode zu suchen sein, denn die Ladungskonversionsfaktoren (s. u.) der drei Ladungsverstärker unterscheiden sich nur im Prozentbereich. Am wahrscheinlichsten ist eine fertigungstechnisch bedingte Streuung der Quantenausbeute der einzelnen PIN-Dioden; möglicherweise kommt aber auch eine optische Trübung des Klebstoffes zwischen PIN-Diode und Szintillator in Frage.

3.1.3 Der Ladungskonversionsfaktor und die Linearität des Ladungsverstärkers

Bei einem ladungsempfindlichen Verstärker ist es nicht sinnvoll, eine (dimensionslose) Verstärkung anzugeben, weil Eingangs- und Ausgangsgröße verschiedene Dimensionen, nämlich Ladung und Spannung, haben. Statt dessen verwendet man die Größe

$$K_{QU} = \frac{\text{Peakspannung am Ausgang } \hat{U}(Q_\mathrm{S}) \text{ [mV]}}{\text{Ladung am Verstärkereingang } Q_\mathrm{S} \text{ [fC]}} \tag{3.1}$$

Man nennt sie *Ladungskonversionsfaktor*. Zu ihrer Bestimmung deponiert man eine bekannte Ladungsmenge am Verstärkereingang und mißt die resultierende Peakspannung am Ausgang. Dafür hat der Ladungsverstärker (Abb. 2.7) einen TEST-Eingang, der über C_1, einen 3,9 pF-Kondensator, mit dem Eingang der Kaskode verbunden ist. Ein Spannungssprung U_S am TEST-Pin bezüglich Masse erzeugt einen Strom $I(t)$, den Ladestrom von C_1.

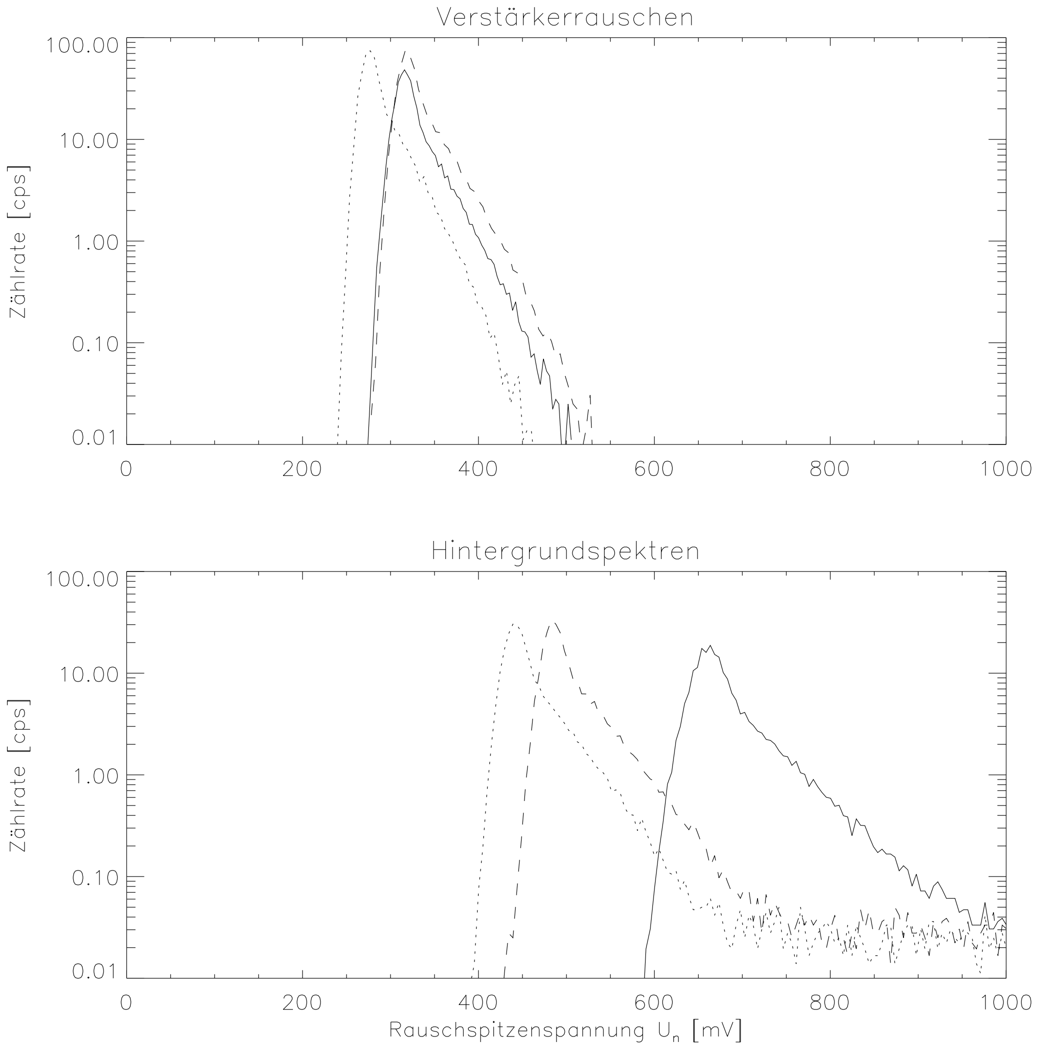

Abbildung 3.1: *Rauschspektren der drei Kanäle als Pulshöhenspektren. Die Abszisse ist die momentane Rauschspitzenspannung am Ausgang der Ketten; die Ordinate gibt die Anzahl der Ereignisse an. Die Meßzeit betrug 360 s. Das obere Diagramm beschreibt das Verstärkerrauschen, also die Verteilung von U_{n1} jedes Kanals. Die Verstärkungen sind auf den gleichen Wert normiert. Das untere Diagramm enthält die Hintergrundspektren, also das Rauschen der gesamten Nachweiskette inklusive PIN-Diode und Szintillator. Die Verstärkungen sind so angepaßt, daß ein 662 keV-Ereignis bei allen drei Kanälen die gleiche Pulshöhe von 4150 mV hat.*
Durchgezogen: Kanal 1
gestrichelt: Kanal 2
punktiert: Kanal 3

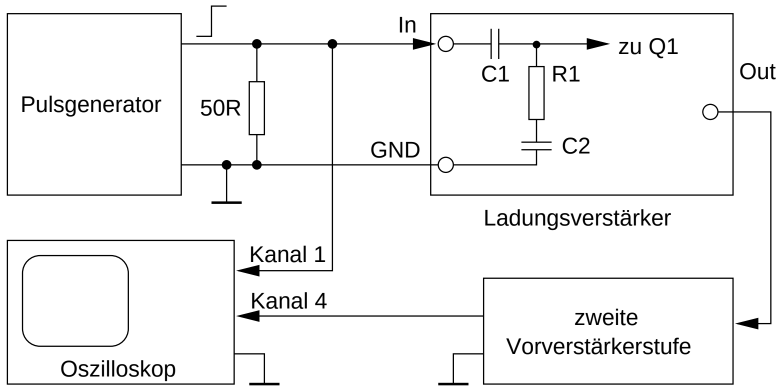

Abbildung 3.2: *Anordnung zur Bestimmung des Ladungskonversionsfaktors K_{QU} des Ladungsverstärkers*

Er versiegt, wenn der Kondensator auf U_S aufgeladen ist. Nach

$$Q_\mathrm{S} = C_1 \cdot U_\mathrm{S} \tag{3.2}$$

läßt sich die deponierte Ladung Q_S abhängig von U_S berechnen. Das zugehörige $\hat{U}(Q_\mathrm{S})$ ist leicht zu messen; wieder dient Kanal 1 als Beispiel. Der verwendete Aufbau ist in Abb. 3.2 dargestellt.

Der Pulsgenerator erzeugt einen Stufenimpuls, dessen Höhe am Oszilloskop überwacht werden kann. Das entsprechende $\hat{U}$ ist noch zu klein, um es direkt am Oszilloskop zu sehen, weshalb die zweite Vorverstärkerstufe zwischengeschaltet ist. Sie hat eine gemessene Spannungsverstärkung von 195,7.

Q_S wurde im Bereich 20…300 fC variiert und die zugehörige Peakspannung am Ausgang des Ladungsverstärkers bestimmt. Aus jedem Wertepaar wurde anschließend der Quotient K_{QU} gebildet und in Abb. 3.3 gegen Q_P aufgetragen.

Die Messung bestätigt den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Q_S und $\hat{U}$; K_{QU} ist also konstant. Die in Abb. 3.3 sichtbaren Abweichungen von der Linearität haben ihre Ursache weniger in Nichtlinearitäten der Schaltung, als vielmehr in den Ungenauigkeiten der Peripheriegeräte.[3] Man erhält

$$K_{QU} = 0{,}136 \pm 0{,}002 \text{ mV/fC} \tag{3.3}$$

Mit diesem Wert und den Verstärkungen der folgenden Stufen kann man die Frage beantworten, wieviele Elektronen ein vollständig absorbiertes Gammaquant der Energie E_γ in der PIN-Diode produziert. Dem Ladungsverstärker folgen mehrere Stufen, die die Signalspannung um Faktor A_U, der Gesamtspannungsverstärkung, verstärken. Die Pulshöhe am Ausgang des Ladungsverstärkers $\hat{U}_\mathrm{L}$ und nach dem Endverstärker $\hat{U}_\mathrm{E}$ hängen also über

$$\hat{U}_\mathrm{E} = A_U \cdot \hat{U}_\mathrm{L} \tag{3.4}$$

[3] Das Oszilloskop zum Beispiel hat bei 5 mV/div nur noch eine Auflösung von 7 Bit. Dazu addieren sich die Fehler der Verstärkung (± 1,5 % nach Kalibration) und die Positionierungenauigkeiten der beiden Meßmarken (geschätzte 1 % des Bildschirmbereichs).

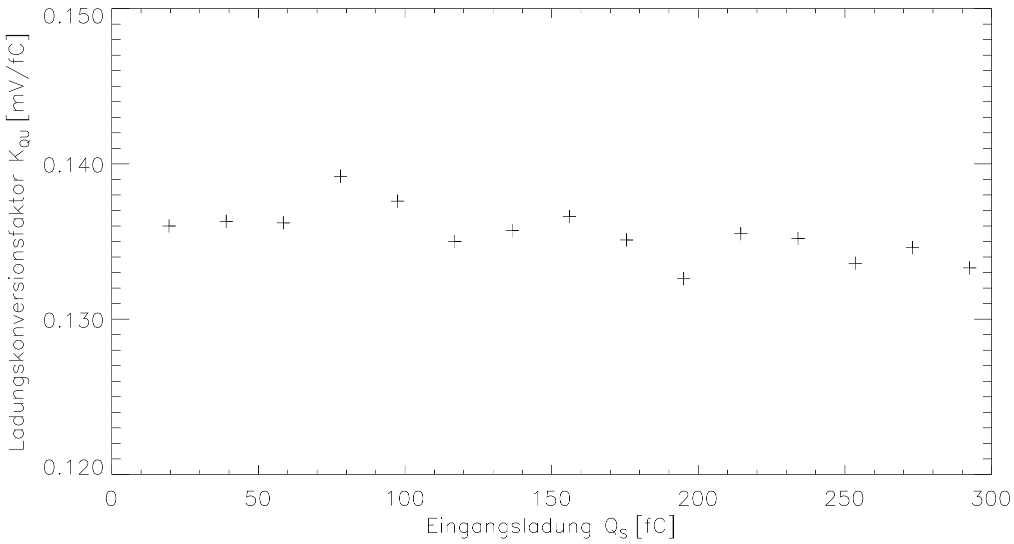

Abbildung 3.3: *Bestimmung von K_{QU} und seiner Abweichung von der Linearität. Für jede angelegte Ladung Q_S wurde $\hat{U}(Q_\mathrm{S})$ bestimmt und K_{QU} nach Gleichung (3.1) berechnet.*

zusammen. Damit und mit Gleichung (3.1) gilt für die Eingangsladung

$$Q_\mathrm{S}(E_\gamma) = \frac{\hat{U}_\mathrm{E}(E_\gamma)}{K_{QU} \cdot A_U} \tag{3.5}$$

Eine Messung zeigt die Werte $A_U = 10\,480$ und $\hat{U}_\mathrm{E}(662\,\mathrm{keV}) = 4\,300\,\mathrm{mV}$, die man in Gleichung (3.5) einsetzt:

$$Q_\mathrm{S}(662\,\mathrm{keV}) = 2{,}95\ \mathrm{fC}$$

Unter Verwendung der Elementarladung $e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ ergibt sich die Anzahl n der am Verstärkereingang deponierten Elektronen

$$n(662\,\mathrm{keV}) = \frac{Q_\mathrm{S}(662\,\mathrm{keV})}{e} = 18\,800$$

oder allgemein

$$\frac{n(E_\gamma)}{E_\gamma} = 28{,}4\,e^-/\mathrm{keV} \tag{3.6}$$

Dieser Wert gilt für Kanal 1; er stimmt gut mit der Angabe von $30\,e^-/\mathrm{keV}$ aus [ISPR2] überein. Die Werte von Kanal 2 und 3 stehen in Tab. 3.2.

3.1.4 Genauigkeit der Maximumsdetektion

Nach Gleichung (2.1) erfolgt das HOLD-Signal des Differenzierers immer im Maximum des aktuellen Pulses, unabhängig von dessen Amplitude, die gemäß den Anforderungen über zwei Zehnerpotenzen variieren kann. Das folgende Experiment untersucht dieses Verhalten. Abb. 3.4 zeigt den Versuchsaufbau.

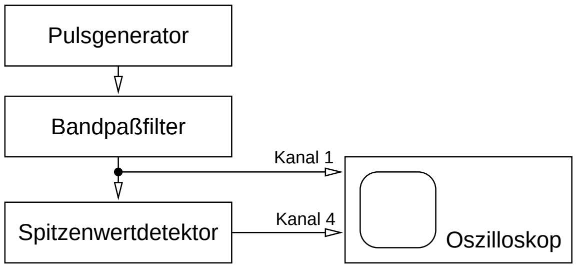

Abbildung 3.4: *Aufbau zur Bestimmung der Nullpunktverschiebung des* HOLD*-Signals*

Der Pulsgenerator erzeugt einen Impuls ähnlich dem am Ausgang der zweiten Vorverstärkerstufe. Der Impuls wird an den Eingang des Bandpaßfilters gelegt, der mit dem Spitzenwertdetektor verbunden ist. Kanal 1 des Oszilloskops ist an den Ausgang des Bandpaßfilters, Kanal 4 an den HOLD-Ausgang von IC_2 (Abb. 2.16) angeschlossen. Δt ist die Zeitdifferenz zwischen dem HOLD-Signal t_h und dem Maximum des Pulses t_p.

Abb. 3.5 zeigt die Abhängigkeit von Δt von der über zwei Zehnerpotenzen variierten Pulshöhe. Δt streut im Bereich $1\,\mathrm{mV} < U_\mathrm{p} < 150\,\mathrm{mV}$ um etwa 400 ns, um bei größeren Pulshöhen schnell anzuwachsen. Dies hat seine Ursache im ersten Differenzierer. Sein Ausgang gerät bei Eingangssignalen größer als 150 mV in die Sättigung, und das differenzierte Signal erreicht ein Plateau, welches früher beginnt und später endet als das Pulsmaximum. Während der ganzen Plateauzeit liegt der Ausgang des zweiten Differenzierers auf Nullniveau, was der nachgeschaltete Komparator nicht als Null*durchgang* erkennt; sein Eingang hat durch P_3 (Abb. 2.16) negativen Offset. Der Komparator reagiert erst dann, wenn das einfach differenzierte Signal wieder unter das Plateau fällt, denn dies löst am Eingang des Komparators einen negativen Spannungssprung aus. Je länger das Plateau anhält, desto später schaltet der Komparator und desto größer wird Δt.

Es gibt noch zwei weitere Möglichkeiten für den Nulldurchgangsdetektor, auf das Plateau zu reagieren; sie hängen von seinem Eingangsoffset ab, der durch P_3 vorgewählt ist.

- Bei positivem Offset schaltet der Komparator, kurz bevor das Plateau beginnt. Je ausgedehnter es ist, desto früher erfolgt die Triggerung des Komparators und damit das HOLD-Signal. Δt wächst ins Negative.

- Bei Nulloffset gerät der Komparator in einen undefinierten Zustand, wenn das Plateau erreicht wird, weil beide Eingänge längere Zeit auf null Volt liegen. Das Signalrauschen löst im Komparator zufällige Schaltvorgänge über die ganze Plateauzeit aus. Das erste Schalten setzt das Flipflop in der Koinzidenzlogik, das unter anderem das HOLD-Signal für den S/H-Baustein liefert. Δt verhält sich damit wie bei positivem Offset.

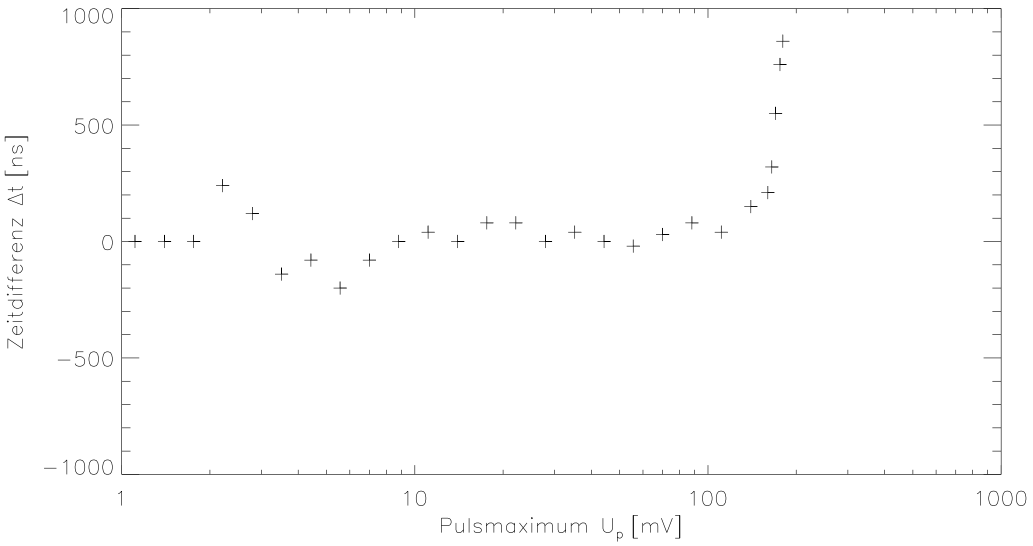

Abbildung 3.5: *Zeitdifferenz $\Delta t = t_\mathrm{h} - t_\mathrm{p}$ zwischen* HOLD*-Signal und Pulsmaximum. U_p ist die Pulshöhe am Eingang des Spitzenwertdetektors.*

3.2 Messungen mit der Gammaquelle

3.2.1 Das Gammaspektrum von ^{137}Cs

Die Abbildung 3.6 zeigt das Gammaspektrum einer ^{137}Cs-Probe, wie es von Kanal 2 gesehen wird. Das Caesiumisotop hat eine mittlere Lebensdauer von 30,2 Jahren und emittiert beim Zerfall Gammaquanten der Energie 662 keV. Idealerweise würde diese Energie in Abb. 3.6 als monochromatischer Peak erscheinen; statt dessen findet man eine gaußähnliche Verteilung um 662 keV, gefolgt von einem niederenergetischen „Schwanz", der schließlich bei etwa 120 keV ins Detektorrauschen übergeht. Diese kontinuierliche „Antwort" des Detektors auf eine diskrete Gammaenergie nennt man *response function*; sie entsteht dadurch, daß die Gammaquanten im Kristall erst in Ladungsträgerpaare umgewandelt werden müssen. Als prinzipielle Mechanismen wirken dabei Fotoeffekt, Compton-Streuung und – oberhalb von einem MeV – Paarbildung.[4] Beim Fotoeffekt gibt das Gammaquant seine Energie vollständig an ein Elektron ab, welches dann im Detektor gestoppt wird. Weil alle Fotoelektronen dieselbe Energie haben, ist das Resultat ein relativ scharfer Peak im Spektrum. Die Verteilung, die sich zu niedrigeren Energien hin anschließt, wird vom Compton-Effekt verursacht, der ja eine kontinuierliche Energieverteilung der Sekundärteilchen liefert. Die Verteilung heißt deshalb *Compton-Kontinuum*; ihre Intensität hängt vom Wirkungsquerschnitt des Szintillatormaterials für Compton-Streuung ab.

Der scharfe Peak bei etwa 100 keV ist keine Eigenschaft der Quelle, sondern ein Artefakt, das seine Ursache im Rauschen des Detektors hat: das Spektrum in Abb. 3.6 ist ein Rohspektrum, das noch das Hintergrundspektrum des Detektors enthält. Die Rohspektren, die Hintergrundspektren und die Spektren mit subtrahiertem Hintergrund der drei Kanäle

[4] s. Abschnitt 2.2

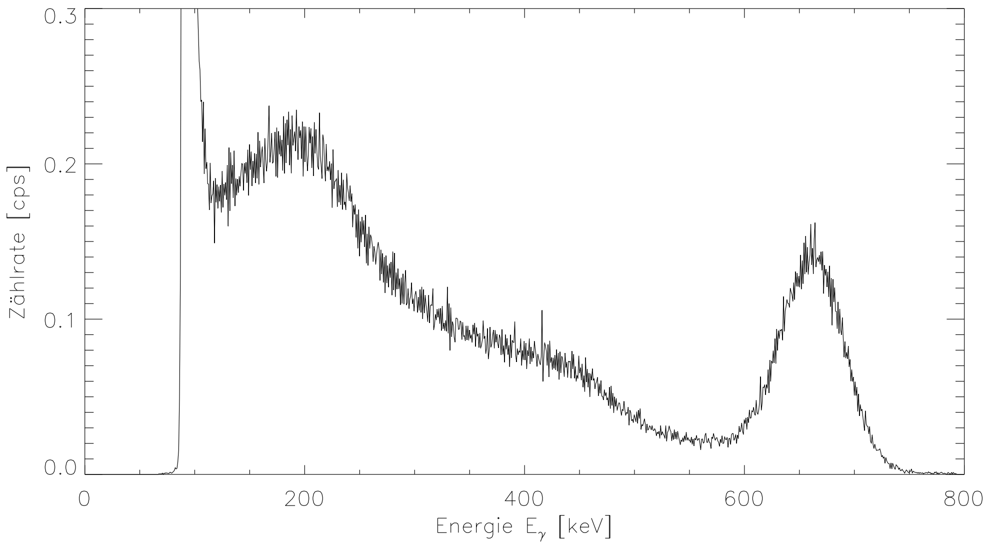

Abbildung 3.6: *Gammaspektrum von ^{137}Cs, gesehen von Kanal 2. Die Meßzeit betrug 60 Minuten.*

sind in den Abbildungen 3.7, 3.8 und 3.9 zu finden.

Die FWHM und die Nachweisgrenze

Maßgeblich für die Qualität eines Detektorsystems ist die minimale Energiedifferenz, die der Detektor noch unterscheiden kann, also die Energieauflösung. Das Kriterium dafür ist, wie stark eine bestimmte, scharfe Energie E_0 durch die *response function* verbreitert wird. Dazu bestimmt man die Breite eines Peaks bei seiner halben Höhe und nennt sie *full width at half maximum* (FWHM); sie hat die Dimension einer Energie. Als *relative Energieauflösung* bezeichnet man den Quotienten

$$\Delta E/E = \frac{\mathrm{FWHM}(E_0)}{E_0}$$

und gibt ihn meist in Prozent an.

Aus Abb. 3.8 entnimmt man die Auflösung von Kanal 2 bei 662 keV:

$$\Delta E/E = \frac{687\,\mathrm{keV} - 642\,\mathrm{keV}}{662\,\mathrm{keV}} = 6{,}8\,\%$$

Die Nachweisgrenzen der einzelnen Kanäle hängen von den Rauschgrenzen ab und sind deshalb unterschiedlich. Man kann sie nicht exakt angeben, weil die Kanäle alle eine gewisse Drift zeigen (man vergleiche die Rauschgrenzen in Abb. 3.1 mit denen in Abb. 3.7 bis 3.9), aber die Abbildungen 3.7 bis 3.9 geben einen Anhaltspunkt. Demnach liegen die Nachweisgrenzen wie folgt:

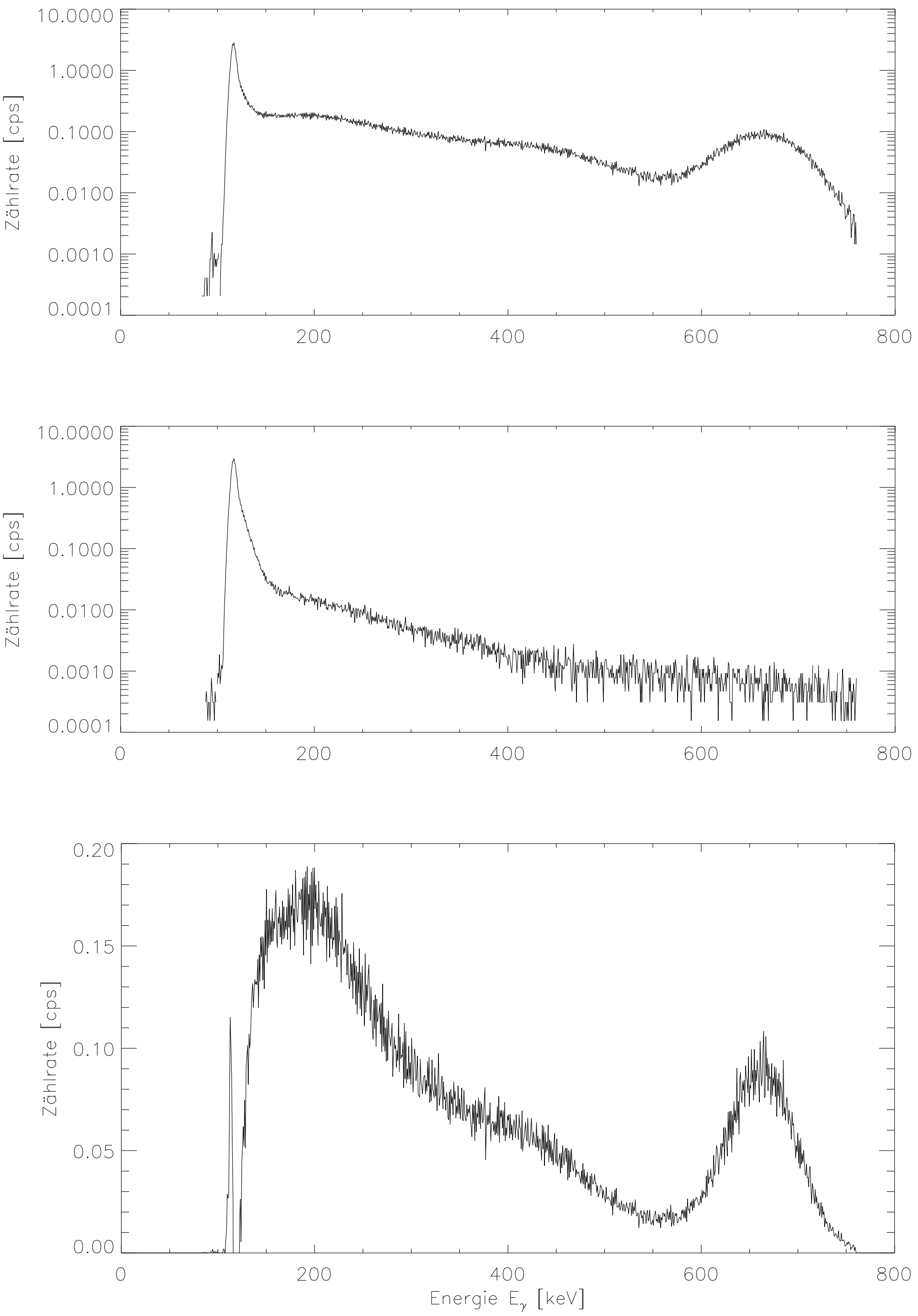

Abbildung 3.7: *Kanal 1. Rohspektrum (oben), Hintergrundspektrum der Nachweiskette (Mitte) und Spektrum mit subtrahiertem Hintergrund (unten) von ^{137}Cs. Meßzeit: 80 min.*

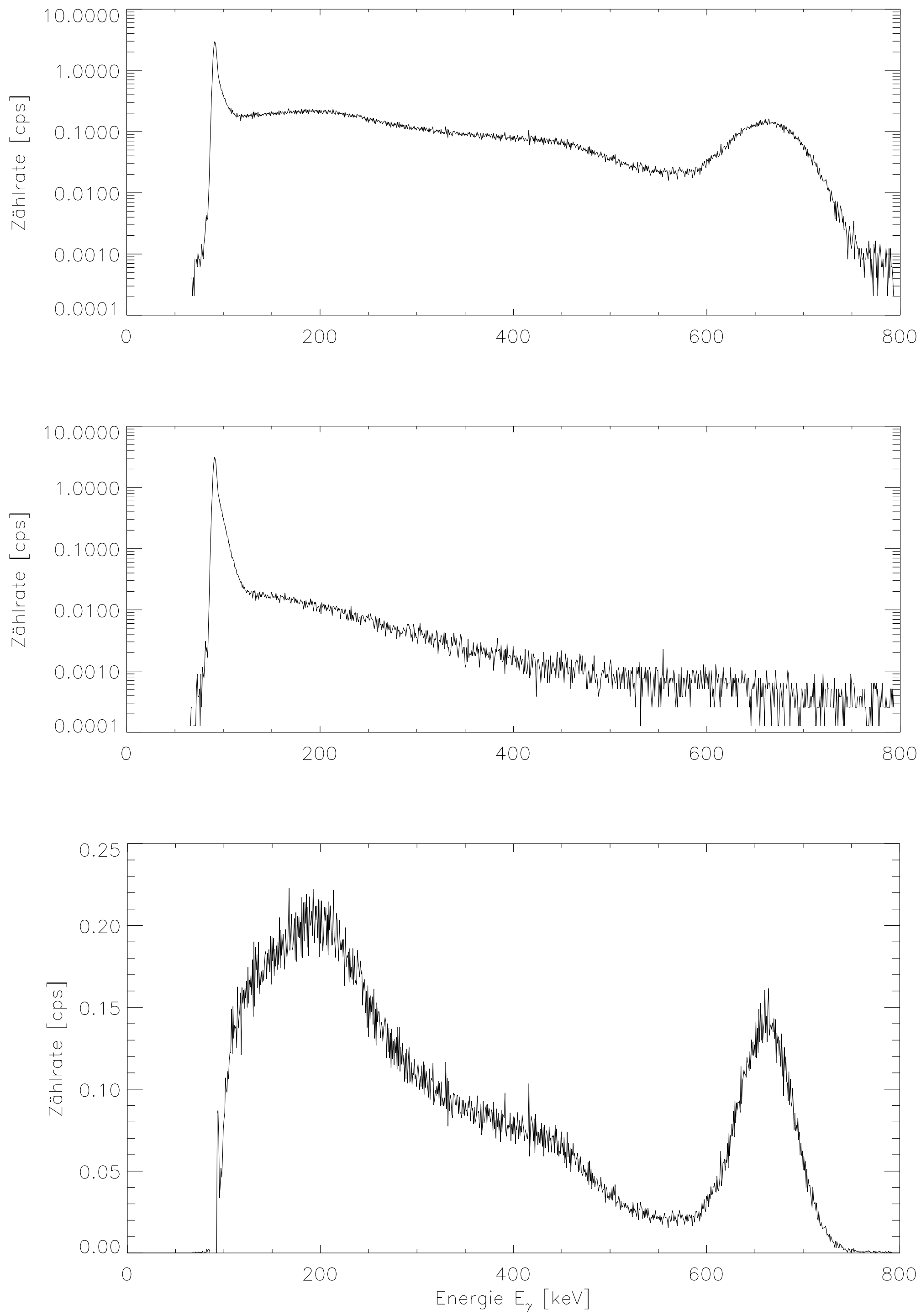

Abbildung 3.8: *Kanal 2. Rohspektrum (oben), Hintergrundspektrum der Nachweiskette (Mitte) und Spektrum mit subtrahiertem Hintergrund (unten) von ^{137}Cs. Meßzeit: 80 min.*

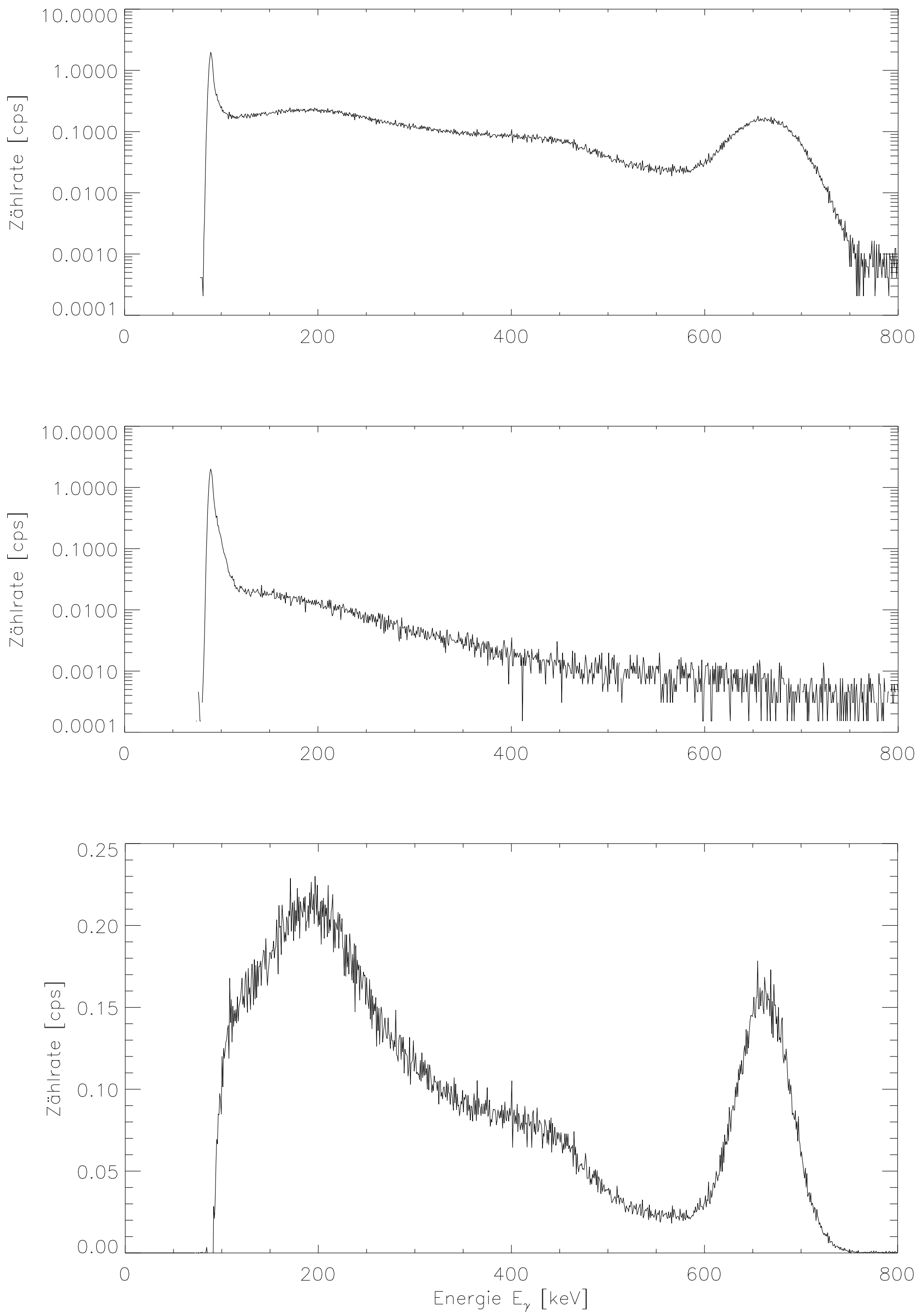

Abbildung 3.9: *Kanal 3. Rohspektrum (oben), Hintergrundspektrum der Nachweiskette (Mitte) und Spektrum mit subtrahiertem Hintergrund (unten) von ^{137}Cs. Meßzeit: 80 min.*

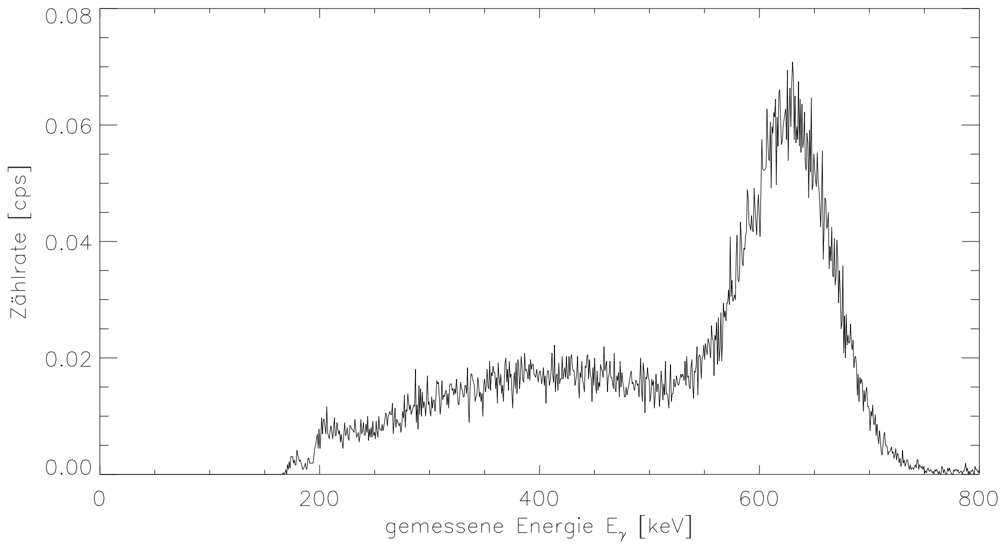

Abbildung 3.10: *Rohspektrum der Mehrfachereignisse von ^{137}Cs. Meßzeit: 60 min.*

Kanal 1:	130 keV
Kanal 2:	100 keV
Kanal 3:	100 keV

3.2.2 Mehrfachereignisse

Spektrum der Mehrfachereignisse von ^{137}Cs

Die Spektren des laufenden Kapitels waren bis jetzt ausschließlich SE-Spektren, enthalten also keine Mehrfachereignisse. Das System bietet jedoch die Möglichkeit, ein Spektrum aufzunehmen, das nur Mehrfachereignisse berücksichtigt. Abb. 3.10 ist ein solches *multiple event*-Spektrum. Interessant daran sind vor allem drei Dinge:

- Kaum Compton-Untergrund, verglichen mit den SE-Spektren. Die meisten *single events* sind Compton-Ereignisse, wie man an den Spektren erkennt. Sie geben ihre Energie nur teilweise an den Detektor ab und entweichen danach mit der restlichen kinetischen Energie, die damit für den Nachweis verlorengeht und das Ergebnis verfälscht. Anders bei Mehrfachereignissen: Sie sind prinzipiell Compton-Ereignisse, aber im Unterschied zu den SE entweichen sie nicht, sondern wechselwirken mit einem zweiten oder sogar dritten Pixel. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie dabei ihre gesamte Energie deponieren, ist höher als bei einem SE, und deshalb können sie durch die Addition der Teilenergien von der Software dem Fotopeak zugeordnet werden.

  Der verbleibende Compton-Untergrund stammt vermutlich von Photonen, die nach einer zweifachen Wechselwirkung noch entweichen konnten. Die Wahrscheinlichkeit dafür steigt, je weniger Pixel vorhanden sind. Umgekehrt ist zu erwarten, daß die

4096 PICsIT-Pixel einen Großteil der Mehrfachereignisse als solche zu erkennen in der Lage sind. Damit steigt der Anteil der ME auf Kosten der SE, und durch die *multiple event reconstruction* von HEPI sollte es möglich sein, den Compton-Untergrund deutlich zu reduzieren.

- Kein intrinsisches Rauschen der Nachweisketten bei niedrigen Energien. Das beweist, daß das elektronische Rauschen der Ketten untereinander nicht korreliert ist, da ja die Koinzidenzlogik nur anspricht, wenn zwei Detektoren „gleichzeitig" Ereignisse melden.

- Verschiebung des Peaks in Richtung niedriger Energie, und zwar um etwa 34 keV. Dies ist ein Hinweis auf entweder eine Art Offset der Eichkurve zwischen der einfallenden Gammaenergie und der Höhe des erzeugten Spannungspulses, und/oder auf eine Nichtlinearität dieser Eichkurve. Darüber läßt sich wenig Genaueres sagen, denn wir haben nur eine Gammaenergie zur Vermessung der Eichkurve zur Verfügung. Angenommen aber, es handele sich nur um einen Offset, der bei allen Kanälen gleich ist, und die Eichkurve sei ansonsten linear, kann man folgende Überlegung anstellen.

  Für die Gammaenergie E_0 eines SE und der erzeugten Pulshöhe U_0 gelte die Beziehung

  $$U_0 = mE_0 + c \tag{3.7}$$

  wobei m der Proportionalitätsfaktor und c der gesuchte Offset sein soll. Entsprechendes gelte für die Teilenergien E_1 und E_2 eines DE [5]

  $$U_1 = mE_1 + c \tag{3.8}$$

  $$U_2 = mE_2 + c \tag{3.9}$$

  Addition der Gleichungen (3.8) und (3.9) und anschließender Vergleich mit (3.7) liefert

  $$U_1 + U_2 = U_0 - c$$

  Die Verschiebung des Peaks im ME-Spektrum entspräche also genau diesem Offset.

Die Energieauflösung des ME-Spektrums ist schlechter als die eines SE-Spektrums, aber nicht sehr: Sie beträgt in Abb. 3.10 immerhin noch etwa 11 % FWHM.

Statistik: Häufigkeit von Mehrfachereignissen

Als Grundlage der folgenden Diskussion dient Tab. 3.1. Dort sind die typischen Häufigkeiten von SE und ME bei einer Messung von ^{137}Cs aufgelistet. Es fallen vor allem drei Dinge ins Auge:

[5] Die weitaus meisten Mehrfachereignisse sind Zweifachereignisse. *Triple events* machen nur einen geringen Bruchteil aus.

Ereignistyp	Anzahl	Zählrate [cps]	Anteil
Einzel Kanal 1	472 039	98,3	96,42 %
Einzel Kanal 2	511 336	107	
Einzel Kanal 3	486 612	101	
Zweifach Kanal 1 & 2	11 292	2,35	3,54 %
Zweifach Kanal 1 & 3	18 790	3,91	
Zweifach Kanal 2 & 3	23 903	4,98	
Dreifach	624	0,123	0,04 %
Summe	1 524 596	318	100 %

Tabelle 3.1: *Ereignisstatistik einer Messung von ^{137}Cs. Meßzeit: 80 min.*

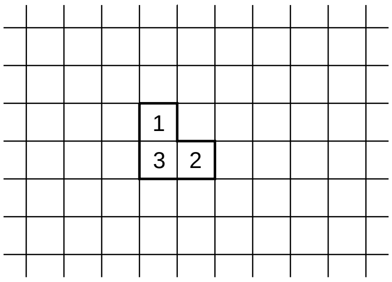

Abbildung 3.11: *Ein nicht berandetes Detektorarray wäre ideal für den ME-Nachweis. Mit drei Pixeln ist diese Vorgabe jedoch nur schlecht zu erfüllen: Jedes Pixel hat nur zwei seiner acht möglichen Nachbarn, was die ME-Nachweiswahrscheinlichkeit um Faktor 4 reduziert.*

- Die SE-Zählraten der einzelnen Kanäle differieren um bis zu 10 %. Dies liegt nicht unbedingt an unterschiedlichen Empfindlichkeiten, sondern eher an den jeweiligen Schwellwerten der Kanäle, so daß je nach Einstellung mal mehr, mal weniger Rauschereignisse erfaßt werden.

- Differenzen in den ME-Zählraten um bis zu Faktor zwei und

- nur 3,6 % aller Ereignisse sind Mehrfachereignisse – viel zu wenig, verglichen mit dem vorhergesagten Wert von etwa 30 % [EID-B].

  Dafür gibt es zwei Gründe. Erstens: Um ein DE zu erzeugen, muß die Primärenergie aufgeteilt werden. Dies wird in den seltensten Fällen gleichmäßig geschehen; meistens wird das eine Teilereignis eines DE weniger Energie haben als das andere. Unter Umständen erfolgt die Energieaufteilung so ungleichmäßig, daß ein Teilereignis nicht mehr genug Energie aufweist, um über den Schwellwert zu kommen – das Ereignis wird nicht mehr als DE, sondern als SE registriert. Die Wahrscheinlichkeit dafür wird umso größer, je niedriger die Primärenergie ist. Bei einem Energiebereich von 10 MeV sind 662 keV recht gering, vor allem, wenn man bedenkt, daß die Schwellwerte alle über 100 keV liegen.

	Kanal 1	**Kanal 2**	**Kanal 3**
Ladungsverstärker			
Ladungskonversionsfaktor [mV/fC]	0,136	0,130	0,137
Ladung am Eingang pro keV [e^-/keV]	28,4	41,2	37,6
Rauschladung [e^-]	600	640	550
zweite Vorverstärkerstufe			
Spannungsverstärkung	195,7	191,0	194,2
Bandbreite [kHz]	250		
Bandpaßfilter			
Spannungsverstärkung	2,56	2,53	2,60
Bandbreite [kHz]	68		
Endverstärker			
Spannungsverstärkung	20...90		
Gesamtsystem			
Rauschgrenze [keV]	130	100	100
FWHM @ 662 keV [%]	8,9	6,8	7,8
Kürzeste Totzeit [μs]	35		

Tabelle 3.2: *Eigenschaften des Detektorsystems*

Die zweite Ursache – sowohl für die überraschend seltenen ME als auch für die stark kanalabhängigen ME-Zählraten – liegt in der Anordnung der Pixel begründet. Optimal für den lückenlosen Nachweis von ME wäre ein *nicht berandetes* Detektorarray, wie in Abb. 3.11 angedeutet. Nur dann wäre gewährleistet, daß kein Teilereignis eines ME ohne Registrierung entweichen kann. Unser Aufbau enthält jedoch nur drei Pixel. Jedes Pixel hat also nur zwei seiner acht möglichen Nachbarn, so daß allein deshalb nur höchstens ein Viertel aller ME als solche nachgewiesen werden können. Außerdem ist Pixel 3 (kurz P3) ausgezeichnet: Es hat mit seinen vorhandenen Nachbarn mehr gemeinsame Grenzen als P1 und P2. Mehrfachereignisse unter Beteiligung von P3 werden also insgesamt häufiger sein als solche, an denen P1 oder P2 beteiligt sind. Hinzu kommt noch, daß der Schwellwert von P1 höher als der der anderen Pixel liegt (Abb. 3.1). Deshalb liefert P1 die geringste ME-Zählrate, ganz so, wie Tab. 3.1 bestätigt.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

In der momentanen Ausbaustufe ermöglicht das Testsystem ohne weitere Zusatzgeräte, Gammaspektren im Energieband von etwa 100 keV bis 10 MeV mit der von HEPI geforderten Auflösung von 10 Bit aufzuzeichnen und auszuwerten. Es erkennt Mehrfachereignisse und kann deren Teilenergien zu einer Gesamtenergie aufsummieren. Die Ereigniszeit hält es mit einer Auflösung von 200 ns in einem Datenwort von 24 Bit fest.
Die Verstärkung jedes Kanals kann hardwareseitig (P_1 in Abb. 2.13) und, wie der Offset, durch die Programme abgeglichen werden. Alle gesammelten Informationen werden vom PC entweder auf dem Bildschirm ausgegeben oder in Dateien geschrieben und stehen anschließend für die weitere Bearbeitung zur Verfügung. Auf diese Weise wurden zum Beispiel alle in dieser Arbeit gezeigten Spektren und auch Tabelle 3.1 gewonnen.

Der technische Aufbau von den Kristallen bis einschließlich der AD-Wandlerkarte hat die eingangs geforderten Eigenschaften, die für den Test der HEPI notwendig sind. Trotzdem gibt es natürlich Überlegungen zu seiner Verbesserung.

Was ist noch zu tun?

Aufnahme von Ereignissen unterschiedlicher Energien

In Abschnitt 1.2.3 hatten wir erwähnt, daß die ME-Ausbeute energieabhängig ist. Leider stand für die Messungen nur eine einzige Gammaenergie – die 662 keV der ^{137}Cs-Quelle – zur Verfügung, so daß wir dies nicht überprüfen konnten. Interessant wäre deshalb die Vermessung eines zweiten Gammastrahlers, zum Beispiel ^{22}Na, das gleich zwei Linien liefert: eine 511 keV-Annihilationslinie und eine Linie bei 1275 keV. Dies könnte nicht nur Aufschluß über das Verhalten der ME bei verschiedenen Energien geben, sondern damit wäre es zusammen mit ^{137}Cs sogar möglich, die Eichkurve des Systems an drei Punkten zu fixieren.

Schnittstelle zur HEPI

Zunächst gilt es, die aufgenommenen Daten, sei es als Datei oder sogar während der Messung, an HEPI weiterzuleiten. Die HEPI-Datenschnittstelle ist mittlerweile als sogenanntes *High Bit-Rate Interface* auf der Grundlage des RS-422-Standards spezifiziert [Vol1, Vol2]; am IAAT wurde eine PC-Einsteckkarte entwickelt [Fro], die mehrere RS-422-Ports vereint und die der Kommunikation zwischen System-PC und

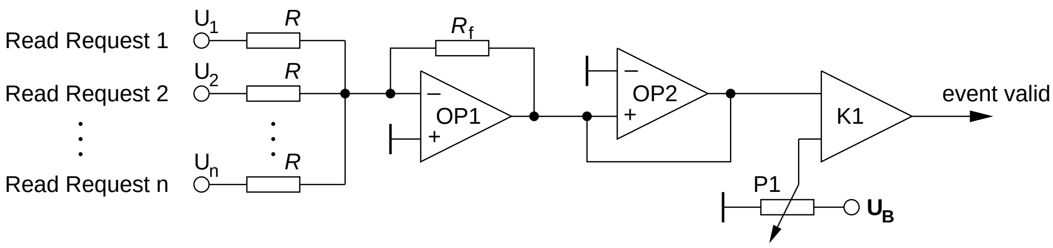

Abbildung 4.1: *Analogaddierer zur ME-Erkennung bei mehr als drei Pixeln*

HEPI dienen könnte. Die Unterstützung dieser Karte erfordert zusätzliche Software, die in der Lage sein muß, bei hohen Datenraten enge zeitliche Vorgaben einzuhalten.

Erweiterung von drei auf 16 Pixel

Durch diese Erweiterung würde aus dem momentan vorhandenen „$2+1$"-Array eine 4×4-Matrix werden und damit eine Anordnung, die derjenigen von PICsIT deutlich näherkäme – sowohl geometrisch als auch, was die Erfassung von Mehrfachereignissen betrifft.[1] Die vorhandene AD-Karte hat genug Reserven für die Steuerung und Auslese des erweiterten Systems.

Bei mehr als drei Pixeln taucht ein interessantes Problem auf. PICsIT wird ME vierter und höherer Ordnung nicht mehr berücksichtigen. Darum brauchten wir uns bisher nicht zu kümmern, da wir ja nur drei Pixel haben. Bei mehr als drei Pixeln kann aber jedes beliebige Pixel an einem Vierfachereignis beteiligt sein, und es stellt sich die Frage, wie man solche Ereignisse schnell und ohne großen Aufwand von gültigen Ein- bis Dreifachereignissen unterscheidet. Eine naheliegende Lösung, nämlich eine Hardwarelogik, ist zwar schnell, kann allerdings bei sechzehn Kanälen ziemlich aufwendig werden; ein Softwareansatz böte ähnliche Schwierigkeiten und wäre außerdem langsamer.
In Abb. 4.1 ist ein Lösungsvorschlag zu sehen, der mit maximal drei ICs und einigen passiven Bauelementen auskommt. Er ist schnell und außerdem noch auf beliebige Arraygrößen mit nur einem Widerstand pro zusätzlichem Kanal erweiterbar.

Die Schaltung basiert auf dem *Analogaddierer*[2] OP_1. Für die READ_REQUEST-Signale, also die Eingangsspannungen $U_1 \dots U_n$, und die Ausgangsspannung U_{a1} von OP_1 gilt die Beziehung

$$\frac{U_1}{R} + \frac{U_2}{R} + \cdots + \frac{U_n}{R} = -\frac{U_{a1}}{R_f}$$

OP_1 addiert also die READ_REQUEST-Logikpegel (0 oder 5 V), *ohne* sie zu gewichten. Ein Programm würde dies bei einer einfachen Addition wegen der Zuordnung der READ_REQUESTS zu einzelnen Bits tun, weil die Bits ja die Stellen einer binären Zahl repräsentieren und deshalb verschiedene Wertigkeiten annehmen. Es käme in diesem Fall auf die Reihenfolge an, in der die Kanäle den einzelnen Bitwertigkeiten zugeordnet sind. Im Gegensatz dazu ist die analoge Ausgangsspannung von OP_1 proportional zur Summe der gesetzten READ_REQUESTS und damit auch zur Ordnung des gemeldeten Ereignisses.

Der Inverter OP_2 kehrt das Vorzeichen von U_{a1} ins Positive um und reicht es an den Komparator K_1 weiter, der U_{a1} mit einer durch P_1 einstellbaren Spannung U_{ref} vergleicht. Wählt man

$$U_{ref} = 5\mathrm{V} \cdot i\, R_f/R \qquad \text{mit } i = 1, 2, 3, \dots$$

[1] s. Abschnitt 3.2.2
[2] [Tie 314f]

dann wechselt der Ausgang von K_1 seinen Zustand, wenn mehr als i READ_REQUEST-Signale HIGH sind, wenn also ein Ereignis höher als i-ter Ordnung registriert wurde. Man hat sogar die Möglichkeit, nur Ereignisse bestimmter Ordnung zur Auswertung zuzulassen; dazu muß K_1 nur als Fensterdiskriminator für eine bestimmte Spannung beschaltet sein.

Verlängerung der Pulsanstiegszeit nach dem Bandpaßfilter von 5 μs auf 7 μs
ROSSI *et al.* fanden ein Maximum des Störabstandes bei 7 μs Pulsanstiegszeit [Ros2]. Nach deren Ergebnissen ist eine Verbesserung des SNR um etwa 10 % zu erwarten.

Netzteil für den Ladungsverstärker und die zweite Vorverstärkerstufe
Zur Zeit werden Ladungsverstärker und zweite Vorverstärkerstufe noch durch Akkus versorgt, um Störungen möglichst gering zu halten.[3] Ihre Kapazität beträgt 2×110 mAh und reicht für drei bis vier Stunden ununterbrochene Meßzeit – danach müssen sie neu geladen werden. Dem würde eine Netzversorgung abhelfen, die aber die erwähnten Risiken birgt; geht es nur um die Verlängerung der Meßzeit, genügen Akkus höherer Kapazität.

Hardwareseitige Wahl der auszuwertenden Kanäle
Während der Messungen stellte sich eine fehlende Kleinigkeit heraus: Es wäre sehr komfortabel, zu Tests einzelne Kanäle aktivieren oder deaktivieren zu können. Drei Schalter an der Koinzidenzlogik (Abb. 2.20), die die Logikeingänge der entsprechenden Kanäle freigeben bzw. dauernd auf HIGH legen, würden den Zweck schon erfüllen.

[3] s. Abschnitte 2.4, 2.5

Anhang A

Rauschen und Rauschminderung

Eines der Phänomene, auf die man in der vorliegenden Arbeit immer wieder stößt, ist das Rauschen, gleich welcher Ursache und Erscheinungsform. Im Gegensatz zu anderen elektronischen Anwendungen, bei denen das Rauschen relativ unkritisch ist, liegt es bei diesem Projekt in der Größenordnung des Nutzsignals, und so spielt es beim Systemdesign und -verständnis eine essentielle Rolle. Dem Rauschen, seinen Ursachen und seiner Minimierung ist deshalb ein eigenes Kapitel gewidmet.

A.1 Ursachen des Rauschens

A.1.1 Thermisches Rauschen

Selbst wenn kein Strom fließt, erzeugt jeder Widerstand an seinen Anschlüssen eine Rauschspannung, die man *thermisches Rauschen* nennt. Sie entsteht, weil die Elektronen sich im Festkörper aufgrund ihrer thermischen Energie statistisch bewegen. Das Spektrum ist ein *weißes Rauschen*, hat also konstante Rauschleistung pro Frequenzintervall über den ganzen Frequenzbereich. Die Rauschamplitude eines Widerstands R zu einem bestimmten Zeitpunkt ist natürlich nicht vorhersagbar (sie ist gaußverteilt), ihr *RMS-Wert* $U_{\mathrm{n,rms}}$ aber schon:[1]

$$U_{\mathrm{n,rms}} = U_{\mathrm{nr}} = \sqrt{4kTRB} \tag{A.1}$$

mit der Boltzmannkonstante k, der absoluten Temperatur T in Kelvin und dem betrachteten Frequenzbereich oder der *Bandbreite* B in Hertz. Bei Raumtemperatur (293 K) kann

[1]Der *RMS-* oder *Effektivwert* einer Wechselgröße x bezeichnet ihren quadratischen Mittelwert innerhalb einer bestimmten Zeit T

$$x_{\mathrm{RMS}} = \sqrt{T^{-1}\int_0^T x^2\,dx}$$

Im Falle einer Wechselspannung U kann läßt sich mit seiner Kenntnis auf einfache Weise die an einem Widerstand R erzeugte mittlere Leistung P berechnen:

$$P = U_{\mathrm{RMS}}^2/R$$

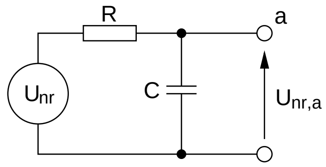

Abbildung A.1: *Ersatzschaltbild eines rauschenden Widerstands und der Eingangskapazität. U_{nr} ist eine Rauschquelle mit dem Innenwiderstand R.*

man (A.1) schreiben als

$$U_{\mathrm{nr}} = 1,27 \cdot 10^{-4}\sqrt{RB}\ [\mu\mathrm{V}] \tag{A.2}$$

Ein 10 kΩ-Widerstand am Eingang eines rauschfreien Bandpasses von 10 kHz Bandbreite liefert demnach eine RMS-Rauschspannung von 1,3 μV am Bandpaßausgang. Damit man nicht immer die Bandbreite explizit angeben muß, bildet man den – bei thermischem Rauschen konstanten – Quotienten aus U_{nr} und $\sqrt{B}$ und erhält die *mittlere Spannungsrauschdichte* u_{n} in $\mathrm{V}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$; dies und die analog gebildete *Stromrauschdichte* i_{n} findet man in Datenblättern. Darin sind dann sämtliche frequenzunabhängigen Rauschkomponenten zusammengefaßt.

Im Ersatzschaltbild kann man einen rauschenden Widerstand in eine Rauschspannungsquelle U_{nr} und einen Serienwiderstand R, den Innenwiderstand der Rauschquelle, zerlegen. Reine Reaktanzen C und L sind rauschfrei. Wenn wie in Abb. A.1 eine Kapazität parallel zu R liegt, wirkt sie zusammen mit R als RC-Tiefpaßfilter, der die Rauschspannung $U_{\mathrm{nr},a}$ an Punkt a frequenzabhängig dämpft[2]

$$U_{\mathrm{nr},a} = \sqrt{kT/C} \tag{A.3}$$

Es ist zuerst überraschend, daß $U_{\mathrm{nr},a}$ nicht mehr von R abhängt. Aber da die Bandbreite des Tiefpasses umgekehrt proportional zu R ist, fällt die R-Abhängigkeit in (A.3) heraus.

A.1.2 Schrotrauschen

Elektrischer Strom ist kein kontinuierlicher Fluß, sondern die Bewegung zwar kleiner, aber diskreter Ladungen. Die endliche Größe der Ladungsträger verursacht statistische Schwankungen des Stroms. Der Begriff *Schrotrauschen* stammt aus der Röhrentechnik, wo die Elektronen des Anodenstroms statistisch auf die Anode einer Röhre prallen.

Wenn sich die Ladungen unabhängig voneinander bewegen, ist die Stromschwankung $I_{\mathrm{n,rms}}$ gegeben durch

$$I_{\mathrm{n,rms}} = I_{\mathrm{nr}} = \sqrt{2\,e^{-} I_{\mathrm{DC}} B} \tag{A.4}$$

e^{-} ist die Elektronenladung ($1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C) und B wieder die betrachtete Bandbreite. Wegen der Wurzelabhängigkeit steigt der relative Anteil des Rauschens mit sinkendem Dauerstrom I: Ein Strom von $I = 1$ A schwankt um 57 nA (RMS) bei 10 kHz Bandbreite, also

[2] [Wei 266f]

um $6 \cdot 10^{-8}$; bei $I = 1\,\mu$A sind es schon $6 \cdot 10^{-5}$. Wie das thermische Rauschen hat auch das Schrotrauschen ein flaches, „weißes" Frequenzspektrum.

Gleichung (A.4) setzt eine unabhängige Bewegung der Ladungsträger voraus. Das ist zum Beispiel der Fall für Ladungen, die über eine Trennstelle diffundieren, wie beim pn-Übergang einer Halbleiterdiode; es gilt nicht für metallische Leiter, worin weiträumige Korrelationen zwischen Ladungsträgern bestehen. Außerdem kann eine negative Rückkopplung schaltungstechnisch das Schrotrauschen von Halbleitern minimieren.

A.1.3 1/*f*-Rauschen

Thermisches Rauschen und Schrotrauschen ergeben sich aus physikalischen Prinzipien. Metallfilmwiderstände haben genau dasselbe thermische Rauschen und Schrotrauschen wie Kohleschichtwiderstände mit gleichem Widerstand R. Allerdings weisen reale Bauelemente noch zusätzliches Rauschen auf. Es hängt von vielen konstruktiven und technischen Faktoren ab; zum Beispiel schwankt der elektrische Widerstand eines Kohleschichtwiderstands an den Kontaktstellen zwischen Widerstandsschicht und Zuleitungen und addiert zum immer vorhandenen thermischen und Schrotrauschen ein Rauschen, das proportional zum fließenden Strom ist. Man nennt es *1/f-Rauschen* oder auch *rosa Rauschen* und bezieht sich dabei auf die Tatsache, daß die Rauschamplitude etwa proportional zu $1/f$ ist. Die Rauschleistung bleibt konstant in jeder Frequenzdekade. Dasselbe Spektrum stellt man übrigens auch beim Basisstromrauschen eines Transistors fest.

A.2 Rauscheigenschaften eines Verstärkers

Jeder elektronische Verstärker addiert Rauschen zum Signal – es ist nur die Frage, wieviel. Zur Abschätzung zieht man verschiedene Größen heran.

A.2.1 Rauschabstand

Der Rauschabstand, auch *Signal-Rausch-Verhältnis* oder *signal-noise-ratio* (SNR) genannt, ist definiert als

$$\mathrm{SNR} = 10 \log_{10} \left(\frac{U_{\mathrm{sr}}^2}{U_{\mathrm{nr}}^2} \right) \ [\mathrm{dB}] \tag{A.5}$$

Die Spannung U_{sr} ist die RMS-Signalspannung, U_{nr} die entsprechende Rauschspannung. Beide Größen sind in (A.5) quadriert und wegen $P \sim U^2$ proportional zu den erzeugten Leistungen. Man beachte, daß für U_{sr} und U_{nr} verschiedene Bandbreiten gelten können; angenommen, das Signal hat eine schmale Bandbreite, dann wird die SNR schlechter, wenn man die Verstärkerbandbreite über die Signalbandbreite erhöht: Die Signalleistung bleibt konstant, während der Verstärker weiterhin Rauschleistung addiert.

A.2.2 Rauschzahl

Die SNR hängt für einen gegebenen Rauschpegel vom Signal ab – der Grund, warum man sich bei HiFi-Verstärkern immer auf $U_{\mathrm{sr}} = 750\,\mathrm{mV}$ bezieht. Die *Rauschzahl* oder *noise figure* F beschreibt dagegen das Rauschen des Systems an sich. Sie ist einfach das Verhältnis vom Rauschabstand am Eingang zum Rauschabstand am Ausgang

$$F = \frac{\mathrm{SNR_{in}}}{\mathrm{SNR_{out}}} \tag{A.6}$$

Nur dann, wenn das System keinerlei Rauschen hinzufügt, bleibt $\mathrm{SNR_{out}}$ so groß wie $\mathrm{SNR_{in}}$ und es wird $F = 1$. Sonst – das gilt für reale Systeme immer – ist F größer als eins, und zwar umso mehr, je stärker die Anlage rauscht. Das Eingangssignal kann seinerseits von einer Rauschquelle stammen; nehmen wir an, es wäre das thermische Rauschen eines Widerstands R, dann kann man (A.6) schreiben als [3]

$$F = \left(1 + \frac{u_{\mathrm{n}}^2}{4kTR}\right) \tag{A.7}$$

wobei u_{n} die mittlere Spannungsrauschdichte ist, die der Verstärker liefern würde, wenn an seinem Eingang ein rauschfreier(!) Widerstand R läge.

Hintereinandergeschaltete Verstärker, jeder mit eigenem F, beeinflussen natürlich auch die Rauschzahl des Gesamtsystems. Eine Kaskade von n Verstärkern mit den jeweiligen Verstärkungen A_i und Rauschzahlen F_i bilden die Gesamtrauschzahl [4]

$$F = F_1 + (F_2 - 1)/A_1 + (F_3 - 1)/A_1 A_2 + \ldots \tag{A.8}$$

Nur F_1 geht in F unvermindert ein, während die Rauschzahlen der nächsten Stufen um die vor ihnen erfolgte Verstärkung verringert werden. Ein genügend großes A_1 sichert im allgemeinen $F \simeq F_1$, so daß nur der Rauschbeitrag der Eingangsstufe zählt.

A.2.3 Rauschladung

Zur Bestimmung des Rauschabstandes eines Signals, das als energieproportionale Ladung vorliegt, kann man auch das Rauschen in der Dimension einer Ladung, der *Rauschladung* Q_{n}, angeben. Es ist dies die Ladung, die man am Eingang in einer Zeit deponieren muß, die klein ist verglichen mit der Integrationszeitkonstante des Verstärkers, um U_{nr} zu erhalten. Es gilt mit den Gleichungen (3.2) und (A.3)

$$U_{\mathrm{nr}} = Q_{\mathrm{n}}/C = n_{\mathrm{n}} \cdot e^{-}/C = \sqrt{kT/C} \tag{A.9}$$

e^{-} ist wieder die Elementarladung und C die Eingangskapazität. Die Anzahl n_{n} der Rauschladungen wird damit

$$n_{\mathrm{n}} = \sqrt{kTC}/e^{-} \tag{A.10}$$

[3] [Hor 434]
[4] [Wei 271]

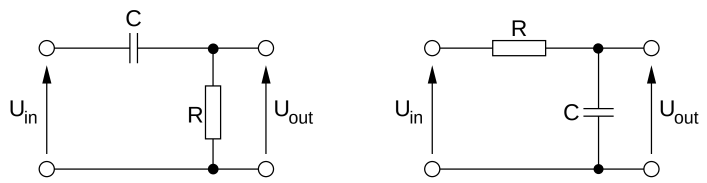

Abbildung A.2: *Die beiden Grundschaltungen für Frequenzfilterung mit RC-Gliedern.*
links: *Hochpaß*
rechts: *Tiefpaß*

A.3 Rauschminderung

A.3.1 Verringerung der Bandbreite

Wie wir oben sahen, wächst U_{nr} mit der Bandbreite B. Die Verstärkerbandbreite B_{A} sollte also nicht größer sein als die Signalbandbreite, weil man sonst unnötiges Rauschen hinzufügt. Es ist unter dem Aspekt der Rauschminderung in unserem Aufbau sogar sinnvoll, B_{A} so weit zu reduzieren, daß nur noch eine Signalinformation, die Pulshöhe, übertragen wird. Die Pulsform ändert sich dann zwar, ist aber für unsere Zwecke nicht weiter von Interesse.

RC-Filter

Wegen der frequenzabhängigen Impedanz $Z_C = -j/\omega C$ eines Kondensators kann man durch eine RC-Serienschaltung frequenzabhängige Spannungsteiler erhalten. Abb. A.2 zeigt die möglichen Schaltungen für Hoch- und Tiefpässe. Am Beispiel des Hochpasses seien die Zusammenhänge kurz rekapituliert.

Für die Hochpaßschaltung liefert das Ohmsche Gesetz im Komplexen

$$I = \frac{U_{\mathrm{in}}}{Z_{\mathrm{ges}}} = \frac{U_{\mathrm{in}}}{R - (j/\omega C)} = \frac{U_{\mathrm{in}}\,[R + (j/\omega C)]}{R^2 \, + \, 1/\omega^2 C^2}$$

Der letzte Schritt ergibt sich aus der Erweiterung mit der Komplexkonjugierten des Nenners. Die Spannung an R ist damit

$$U_{\mathrm{out}} = I Z_C = -I\, j/\omega C = \frac{U_{\mathrm{in}}\,[R + (j/\omega C)]\,(-j/\omega C)}{R^2 \, + \, 1/\omega^2 C^2}$$

Uns kommt es nicht auf die Phase von U_{out} an, sondern nur auf den Betrag

$$|U_{\mathrm{out}}| = \sqrt{U_{\mathrm{out}} U_{\mathrm{out}}^*} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}}\; |U_{\mathrm{in}}|$$

und mit $\omega = 2\pi f$ folgt

$$|U_{\mathrm{out}}| = \frac{2\pi f RC}{\sqrt{1 + (2\pi f RC)^2}}\; |U_{\mathrm{in}}| \tag{A.11}$$

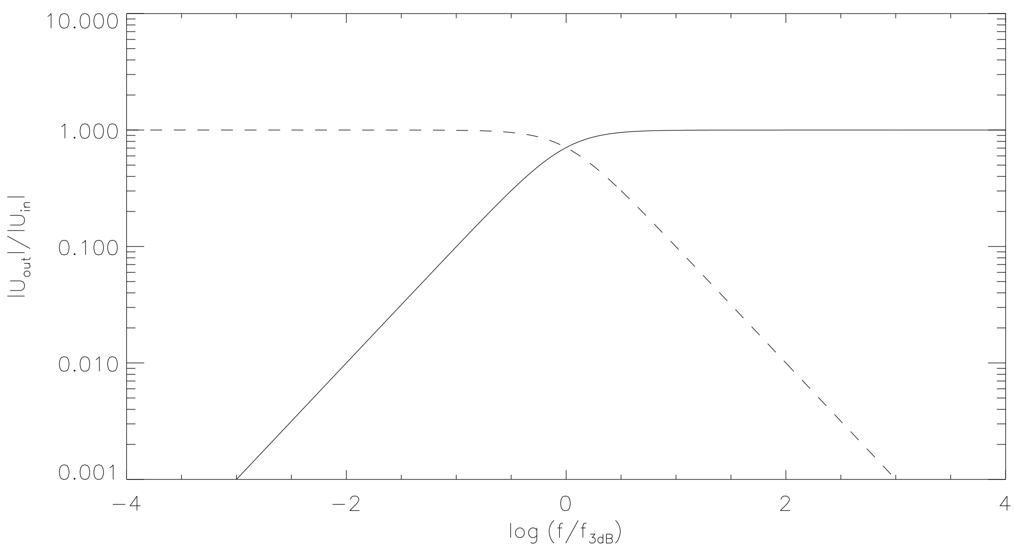

Abbildung A.3: *Frequenzgang eines RC-Hochpasses (durchgezogene Linie), und eines RC-Tiefpasses (gestrichelt), aufgetragen gegen die auf $f_{3\mathrm{dB}}$ normierte Frequenz. Beide Filter sollen die gleichen Zeitkonstanten $\tau = RC$ haben.*

Das ist die frequenzabhängige Ausgangsspannung eines RC-Hochpasses. Ihr Verlauf ist in Abb. A.3 dargestellt. Die Kurve ist monoton steigend; je höher die Frequenz, desto höher ist die Ausgangsspannung bzw. die Verstärkung. Wenn die Frequenz $f = 1/(2\pi RC)$ ist, beträgt das Verhältnis aus Ausgangs- und Eingangsspannung $1/\sqrt{2}$ oder -3 dB. Diese Frequenz nennt man deshalb -3 dB-*Grenzfrequenz* $f_{3\mathrm{dB}}$. Sie ist charakteristisch für ein RC-Glied, weil sie die ungefähre Grenze zwischen Durchlaßbereich und der fallenden Flanke des Filters markiert.

Vertauscht man R und C in Abb. A.2 (links), dann erhält man den Tiefpaß in Abb. A.2 (rechts). Man findet dafür

$$|U_{\mathrm{out}}| = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f RC)^2}}\,|U_{\mathrm{in}}| \tag{A.12}$$

Seine Grenzfrequenz berechnet sich wie die des Hochpasses, und sein Frequenzgang ist der des Hochpasses, gespiegelt an $f_{3\mathrm{dB}}$.

RC-Glieder sind keine „Kantenfilter"; ihre Filterkurve hat eine Flanke, die mit 20 dB/Frequenzdekade steigt bzw. fällt, wie in Abb. A.3 zu sehen. Wie groß ist also die effektive Bandbreite eines Bandpasses aus einem RC-Hoch- und Tiefpaß?

Dazu definiert man sich die *Äquivalenzbandbreite* B_{a}. Sie ist die Bandbreite eines perfekten Kantenfilters, der dieselbe Rauschspannung durchläßt wie der betrachtete reale Bandpaß. Man kann zeigen, daß gilt [5]

$$B_{\mathrm{a}} = \frac{\pi}{2}\,\frac{f_2^2}{f_1 + f_2} \tag{A.13}$$

[5] [Hor 453]

wenn f_1 die $-3\,$dB-Frequenz des Hochpasses und f_2 die des Tiefpasses ist. B_a ist die Bandbreite für die Berechnung der Rauschspannungen nach den Gleichungen (A.1) bis (A.4).

A.3.2 Reduzierung der Eingangskapazität

Aus (A.10) kann man ein weiteres Ergebnis ablesen: Die Rauschladung ist proportional zu $\sqrt{C}$, weshalb es wichtig ist, C klein zu halten. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, dies zu erreichen, weil sich C aus mehreren Komponenten zusammensetzt.

Detektorkapazität
Der Detektor ist in unserem Fall die PIN-Diode. Ihre Kapazität sinkt, wenn man die lichtempfindliche Fläche reduziert. Damit fällt aber auch die Ausbeute an Szintillationsphotonen und damit das Nutzsignal, weshalb man gezwungen ist, einen Kompromiß zwischen Kapazität und Detektorfläche einzugehen. Die eingesetzte PIN-Diode hat zum Beispiel eine lichtempfindliche Fläche von $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ und eine Kapazität von $70\,$pF bei $1\,$MHz Signalfrequenz.

Streukapazität
Jedes Paar leitender, gegeneinander isolierter Flächen hat eine bestimmte Kapazität. Auf diesem Prinzip beruhen Kondensatoren; man will auf kleinstem Raum möglichst hohe Kapazitäten erreichen. Aber auch jede signalführende Leitung hat auf Masse bezogen eine – meistens unerwünschte, wenn auch geringe – Kapazität, die man *Streukapazität* nennt. Sie ist wesentlich abhängig vom Schaltungslayout und insbesondere der Leitungslänge. Bei unseren schwachen Signalen kommt es am Eingang auf einige pF an; das Eingangsnetzwerk muß deshalb auf geringste Streukapazität ausgelegt sein. Das bedeutet kurze Leitungslängen und damit Montage des Vorverstärkers so nahe am Detektor wie möglich.

Statische Eingangskapazität
Ein Transistor besteht aus mehreren Halbleiterschichten, die unter dem Aspekt der Kapazität winzig kleine Plattenkondensatoren darstellen, *statische Eingangskapazität* genannt. Sie liegt für Kleinsignaltransistoren zwischen einigen pF und einigen zehn pF, kann aber bei Leistungstransistoren viele hundert pF erreichen. Als bauelementspezifische Größe findet man sie in den Datenblättern der Halbleiterhersteller. Das aktive Element in der ersten Stufe des Vorverstärkers, in unserem Fall also der Eingangs-FET, darf natürlich nur eine kleine statische Eingangskapazität haben.

Dynamische Eingangskapazität
Die wirksame Eingangskapazität einer Transistorstufe wird nicht nur durch die erwähnten „physikalischen“ Kapazitäten beeinflußt, sondern hängt außerdem noch von der speziellen Schaltung ab. Zum Beispiel wächst die dynamische Eingangskapazität einer Emitterschaltung etwa proportional zur Spannungsverstärkung, weshalb dieses Konzept für unsere Zwecke unbrauchbar ist. Der nächste Abschnitt geht darauf genauer ein.

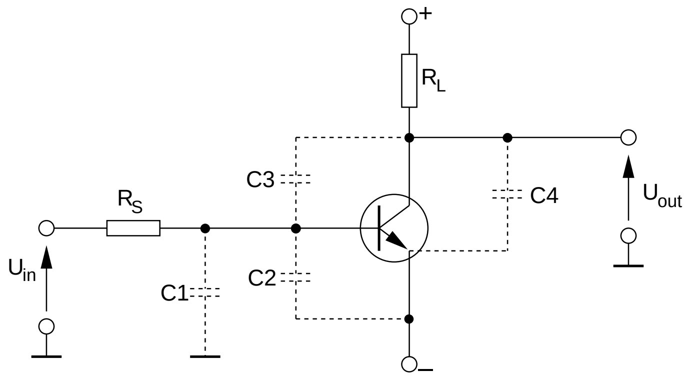

Abbildung A.4: *Transistorkapazitäten und ihre Wirkung in einer Emitterschaltung.*
C_1 *Streukapazität*
C_2 *Basis-Emitter-Kapazität*
C_3 *Basis-Kollektor-Kapazität*
C_4 *Kollektor-Emitter-Kapazität*

Der Miller-Effekt und die Kaskodeschaltung

Jeder Transistor hat, wie erwähnt, aufgrund seines internen Aufbaus parasitäre Kapazitäten. In Abb. A.4 sind diese Kapazitäten an einem Transistor in Emitterschaltung dargestellt.

Der Verstärker hat irgendeine Gesamtspannungsverstärkung A_U, so daß eine kleine Spannungsänderung am Eingang eine Spannungsänderung am Kollektor hervorruft, die A_U-mal größer und invertiert ist. Das bedeutet, daß durch C_3 ein (A_U+1)-mal größerer Strom fließt als wenn C_3 mit dem kollektorseitigen Ende an Masse läge. Zur Berechnung der Grenzfrequenz kann man annehmen, C_3 verhielte sich wie ein gegen Masse geschalteter Kondensator der Kapazität $C_{\mathrm{eff}} = (A_U + 1)C_3$. Diese scheinbare Zunahme von C_3 mit A_U ist als *Miller-Effekt* bekannt. Er bewirkt, daß die Grenzfrequenz der Anordnung sinkt, je höher man die Verstärkung wählt, denn C_3 bildet zusammen mit R_{S}, dem Quellenwiderstand, einen Tiefpaß mit der $-3\,$dB-Frequenz

$$f_{3\mathrm{dB}} = \frac{1}{2\pi R_{\mathrm{S}} C_{\mathrm{eff}}} = \frac{1}{2\pi R_{\mathrm{S}}\,(A_U + 1) C_3} \tag{A.14}$$

der bei mittleren und hohen Verstärkungen den Frequenzgang dominiert. Außerdem geht C_{eff} natürlich in Gleichung (A.10) ein und hat deshalb inakzeptable Folgen für das Rauschverhalten der Schaltung.

Es gibt verschiedene Schaltungskonzepte, bei denen kein Miller-Effekt auftritt; eine davon ist die *Kaskodeschaltung* aus Abb. A.5, die in einer Variante auch im ladungsempfindlichen Vorverstärker eingesetzt wird. Bei ihr ändert sich das Kollektorpotential des Eingangstransistors Q_1 nicht, wenn an der Basis ein Signal anliegt. Damit wird die Grenzfrequenz unabhängig von der Verstärkung und, für uns noch wichtiger, das Rauschen bleibt minimal.

Das Funktionsprinzip der Kaskode ist einfach. Q_1 ist ein gewöhnlicher Verstärker in Emitterschaltung mit R_{L} als Kollektorwiderstand. Als Besonderheit ist nun aber zwischen den Kollektor von Q_1 und R_{L} der Transistor Q_2 geschaltet, dessen Emitterpotential durch die feste Spannung U_{B2} an

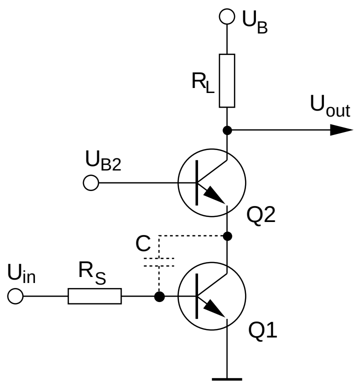

Abbildung A.5: *Kaskodeschaltung zur Eliminierung des Miller-Effekts*

der Basis von Q_2 konstant gehalten wird. Dadurch ist auch das Kollektorpotential von Q_1 fixiert, so daß C – anders als in der einfachen Kollektorschaltung in Abb. A.4 – einen festen Bezugspunkt „sieht“. U_{B2} liegt einige Volt über dem Emitter von Q_1, damit Q_1 immer durchgesteuert bleibt.

A.3.3 Masse und Schirmung

Störquellen wie zum Beispiel 50 Hz-Brummen oder Einkopplungen hochfrequenter Störungen über Versorgungs- oder Masseleitungen gehören strenggenommen nicht zum Rauschen, weil sie nicht statistischer Natur sind. Sie können aber weit größeren Einfluß auf die Signalqualität und den Störabstand haben als das oben besprochene intrinsische Rauschen eines Systems. Unser Aufbau beispielsweise reagiert wegen der geringen Signalpegel sehr empfindlich auf fehlerhafte Masseverdrahtung der Eingangsstufen, und es stellte sich heraus, daß es ohne ein durchdachtes Masselayout unmöglich ist, das Nutzsignal aus den entstehenden Störungen auszufiltern.

Man unterscheidet verschiedene Arten der Störeinkopplung und es gibt dementsprechend unterschiedliche Ansätze zu ihrer Behebung.

Kapazitive Einkopplung

Irgendein Bereich einer Schaltung führt ein hochpegeliges HF-Signal von einigen Volt und beeinflußt einen in der Nähe liegenden hochohmigen Eingang, und zwar umso mehr, je größer die *kapazitive Kopplung* zwischen dem Eingang und dem signalführenden Leiter ist. Anfällig dafür sind vor allem Bauelemente und Schaltungen mit FETs, wie zum Beispiel OPs mit FET-Eingängen, und unter Umständen auch CMOS-Logik. Am besten reduziert man die Kapazität zwischen den betroffenen Punkten, etwa indem man den Abstand vergrößert oder durch Schirmung, oder man führt die Leitungen in der Nähe einer Masseebene. Wenn möglich, kann man auch die Impedanz an sensiblen Stellen verringern.

Es muß übrigens nicht immer eine Schirmung durch Masse sein; es kommt nur darauf an, daß die Schirmung bzw. die Schirmebene auf DC-Pegel liegt und möglichst niedrige HF-Impedanz hat. Versorgungsleitungen oder -ebenen eignen sich dafür sehr gut.

Die für kapazitive Einkopplung anfälligste Stelle in unserem System ist – abgesehen von der Logik[6] – die FET-Eingangsstufe mit einer HF-Impedanz von 200 MΩ und geringsten Signalhöhen. Es laufen zwar keine hochfrequenzführenden Leitungen in unmittelbarer Nähe vorbei, es ist jedoch trotzdem sinnvoll, die Eingangsstufen mit einer separaten Schirmung zu umgeben.

Magnetische Einkopplung

Wenn in der Schaltung ein 50 Hz-Brumm auftritt, der nicht über die Spannungsversorgung eingeschleppt wird, hat er seine Ursache mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit in einer nahen Netzleitung oder einem Transformator, deren Magnetfelder Spannungen in den Leiterschleifen der Schaltung induzieren. Die Größe der Induktionsspannung U_{ind} hängt neben der Stärke des Magnetfelds $\vec{B}$ und seiner Frequenz auch von der Fläche $\vec{A}$ ab, die die Leiterschleife umschließt; man erinnere sich an

$$U_{\text{ind}} = \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot \vec{A}$$

Mit *twisted pair*-Kabeln, das sind paarweise verdrillte Leitungen, läßt sich die *magnetische Einkopplung* recht gut unterdrücken, weil sie eine kleine Fläche umschließen und sich die induzierten Störungen gegenseitig wegheben.

Mikrofonie

Hochempfindliche Systeme reagieren manchmal auf mechanische Schwingungen, wie zum Beispiel Schall. Die Schwingungen verursachen kleine Änderungen in den Streukapazitäten am Schaltungseingang und erzeugen niederfrequente Störungen im Signalpfad, meist unter 10 kHz. Denselben Effekt nutzt man beim Kondensatormikrofon und nennt ihn deshalb *Mikrofonie*. Normalerweise ist er aber unerwünscht und kann durch stabilen Aufbau und mechanische Entkopplung unterdrückt werden; man setzt auch Hochpässe ein, wenn die Nutzsignalfrequenz ohnehin höher ist.

Masseverdrahtung

Spannungen sind Differenzen zwischen zwei Potentialen. Meistens legt man der Einfachheit halber ein gemeinsames Bezugspotential fest, relativ zu dem man Spannungen – auch Signalspannungen – angibt. Das setzt voraus, daß das Bezugspotential, die *Masse*, an allen Stellen des Systems denselben Wert hat. In vielen Fällen kann man diese Voraussetzung ohne Aufwand mit ausreichender Genauigkeit einhalten, vor allem dann, wenn Masseschwankungen von einigen Millivolt keine Rolle spielen. Wir haben es jedoch mit Signalen zu tun, die in der ersten Stufe weit unter einem Millivolt liegen und die, wie erwähnt, nur mit durchdachtem Massekonzept nachweisbar waren.

Abb. A.6 oben illustriert das Problem. Ein Signal soll von Punkt a nach Punkt b übertragen werden. Eine Leitung mit dem Widerstand R_{M} stellt die Masseverbindung zwischen den Stufen A und B her. R_{M} soll nicht groß sein, sagen wir $R_{\text{M}} = 10\,\text{m}\Omega$.[7] Die Schaltung ist so entworfen, daß die Masseleitung auch den Versorgungsstrom

[6] s. Abschnitt 2.8

[7] Die Signalleitung hat zwar auch einen Widerstand, der aber wegen der hohen Eingangsimpedanz R_{iB} vernachlässigt werden kann.

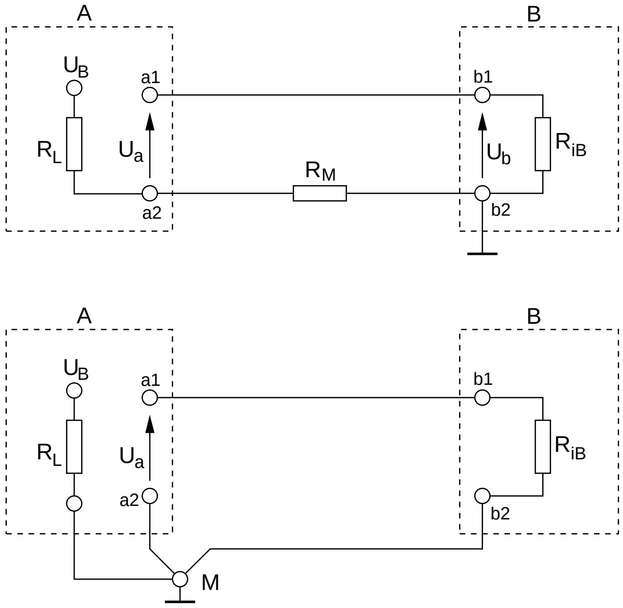

Abbildung A.6: *Zum Problem der Masseverbindungen.*
oben: *Versorgungsströme fließen über die Signalmasse und erzeugen entlang der Leitung nicht vernachlässigbare Spannungsabfälle.*
unten: *Die Versorgungsleitungen und die Signalmasse sind getrennt auf den gemeinsamen Punkt M geführt.*

der Stufe A führt, die den Innenwiderstand R_L, beispielsweise $1\,\mathrm{k}\Omega$, hat. Die Versorgungsspannung U_B soll $10\,\mathrm{V}$ betragen. Uns interessiert, welche Differenz zwischen den Spannungen U_a und U_b zu erwarten ist.

R_L und R_M bilden einen Spannungsteiler, an dem U_B abfällt. Wenn am Bezugspunkt $b2$ null Volt herrschen sollen, dann ist die Spannung an $a2$ wegen des Spannungsabfalls an R_M

$$U_{a2} = \frac{R_\mathrm{M}}{R_\mathrm{L} + R_\mathrm{M}}\, U_\mathrm{B} = 100\ \mu\mathrm{V}$$

Um diesen Betrag unterscheiden sich demnach U_a und U_b. Das Signal am Ausgang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers beträgt aber nur einige hundert Mikrovolt; die Schaltung in Abb. A.6 oben würde das Signal also schon deutlich beeinflussen, vor allem dann, wenn die Versorgungsströme nicht konstant sind.

Man kann dies verhindern, indem man zum Beispiel Signalmassen und Versorgungsmassen getrennt auf einen gemeinsamen Bezugspunkt führt, den *Massesternpunkt* oder das *Mekka M*, wie in Abb. A.6 unten gezeigt ist. Die Signalspannungen sind jetzt bezüglich M definiert, und weil über die Signalmasseleitungen kein Versorgungsstrom mehr fließt, entsteht auch kein nennenswerter Spannungsabfall mehr.

Der Massesternpunkt wurde im Simulationsaufbau wie folgt realisiert. Die Ladungsverstärker besitzen einen eingangsseitigen Masseanschluß, woran über einen 1 cm langen Silberdraht eine Öse gelötet wurde. Die Öse ist mittels einer Messingschraube direkt am Sternpunkt, einer 2 mm starken Messingplatte, befestigt. Der Silberdraht verhindert mechanische Spannungen beim Festziehen der Schraube. Die Messingplatte dient außerdem als Trägerplatte für die zweiten Vorverstärkerstufen, die dadurch ebenfalls direkt am Sternpunkt befestigt sind. Die Platte ist leitend mit dem Systemgehäuse aus Metall verschraubt, so daß es, was die Masseverbindungen der restlichen Baugruppen betrifft, genügt, sie mit dem Gehäuse zu verbinden; sie verarbeiten ja bereits relativ hochpegelige Signale und sind deshalb weniger kritisch.

Anhang B

Stücklisten

Zweite Vorverstärkerstufe

R_1	562 Ω
R_2	150 Ω
R_3	49,9 Ω
R_4	10,0 kΩ
C_1, C_2, C_4	100 nF
C_3, C_5	1 μF
OP_1	AD-OP 37

Bandpaßfilter und Endverstärker

R_1	2,0 kΩ
R_2, R_5	1,0 kΩ
R_3, R_4	10 kΩ
R_6	5,6 kΩ
R_7	250 Ω
P_1	20 kΩ lin.
C_1, C_3	100 nF
C_2, C_4	1 μF
OP_1	AD-OP 37

Spitzenwertdetektor und S/H-Stufe

R_1	100 kΩ
R_2	2,7 kΩ
R_3, R_5, R_8,	
R_9, R_{13}, R_{14}	10 kΩ
R_4	2,6 kΩ
R_6	1,0 kΩ
R_7, R_{10}	2,0 kΩ
R_{11}, R_{12}	2,2 kΩ
P_1	5 kΩ lin.
P_2	20 kΩ lin.
P_3	500 Ω lin.
C_1, C_2	1 nF
$C_3 \ldots C_7$	100 nF
$\mathrm{D}_1 \ldots \mathrm{D}_5$	1N4148
$\mathrm{OP}_1 \ldots \mathrm{OP}_4$	1/4 UAF 774
OP_5	LF 355
IC_1, IC_2	LM 361
IC_5	SHM-45

Koinzidenzlogik

IC_1	74HC14
IC_2	74HC08
IC_3, IC_4	74HC74
IC_5	74HC32
IC_6	74HC221

Anhang C

Quelltext: adcfile.c

```
/***********************************************************************/
/* ADCFILE.C . THIS PROGRAM WILL READ THE VOLTAGE ON THREE PICSIT-CHANNELS*/
/* AND TREAT THEM AS SINGLE, DOUBLE, OR TRIPLE EVENTS, RESP.   THE EVENTS */
/* AND THE EVENT TIME WILL BE STORED IN THE FILE EVENT.DAT IN THE WORKING */
/* DIRECTORY. THE ENERGY SPECTRUM WILL BE WRITTEN INTO THE FILE          */
/* SPECTRUM.DAT AND THE LOG INTO ADCFILE.LOG.                            */
/***********************************************************************/

#include <stdlib.h>
#include <stdio.h>
#include <conio.h>
#include "dasdecl.h"
#include "das1600.h"

#define base_address 0x300
#define size 1100

/* VARIABLES USED BY KEITHLEY'S FUNCTIONAL CALL DRIVER */
DWORD       hDrv1600;           /* Driver Handle */
DWORD       hDev1600;           /* Device Handle */
DWORD       hFrame1600;         /* A/D Frame Handle */
WORD        hMem;               /* allocated Memory Handle */
short       nErr;               /* Function return error flag */

/* BEGIN MAIN MODULE */
main()
{

/*STATUS OF THE PICSIT CHANNELS WHEN A TRIGGER OCCURS */
short       PICStatus;

FILE        *fp1, *fp2, *fp_log;
int         i;
char        ch1[10], ch2[10];
DWORD       timer_val=0, last_timer_val, time_dif;
int         value1, value2, value3;
int         value;
register int lsby_val, msby_val;
DWORD       lsby_ctr2, msby_ctr2, lsby_ctr1, msby_ctr1;

```

```
/* ENERGY SPECTRUM ARRAY */
long int    spectrum[size];

/* PRESET CHANNEL GAIN CORRECTION */
float gain1 = 1.0,
     gain2 = 1.0,
     gain3 = 1.0;

/* ANALOG OFFSETS OF THE THREE CHANNELS, IN ADC-STEPS */
/* WITH REDUCED ACCURACY (1024 STEPS EQUAL 5 VOLTS), 5 mV IS 1 STEP */
int  offset1 = 10,
     offset2 = -25,
     offset3 = 8;

/* COUNT NUMBERS OF EACH CHANNEL, SINGLE AND MULTIPLE EVENTS */
unsigned long int count1 = 0L,
     count2 = 0L,
     count3 = 0L,
     total_counts;
unsigned int count1_2 = 0,
     count1_3 = 0,
     count2_3 = 0,
     count1_2_3 = 0;

/* CLEAR SCREEN */
clrscr();

/* PRINT SOME TEXT */
printf(" ADCFILE.EXE . This program will read the voltage on the three\n");
printf(" PICsIT-channels and treat them as single, double, or triple  \n");
printf(" events, resp. The event and the corresponding event time will\n");
printf(" be stored in the file EVENT.DAT in the working directory.    \n");
printf(" The energy spectrum will be stored in the file SPECTRUM.DAT. \n");
printf(" The logfile containing some statistics is ADCFILE.LOG.       \n");

/* INITIALIZE THE HARDWARE/SOFTWARE */
printf("\n Initializing ADC according to D:/DAS/DOS/DAS1600.CFG\n");
if (( nErr = K_OpenDriver("DAS1600", "d:/das/dos/das1600.cfg", &hDrv1600)) != 0)
{
    putch (7); printf( "Error %X during K_OpenDriver", nErr);
    exit (1);
}

/* RESET 1600 MODE ENABLE REGISTER, SO CONVERSIONS CAN'T BE DISABLED */
/* DO NOT SKIP, OTHERWISE CONVERSIONS WILL BE DISABLED! */
outp (base_address + 0x406, 0);

/* RESET CONTROL REGISTER: DISABLE DMA, DISABLE PACER CLOCK, DISABLE INT */
outp (base_address + 0x9, 0);

/* SET COUNTER ENABLE */
printf(" Setting counter/timer mode\n");
outp (base_address + 0xA, 0);

/* SET COUNTER 1 TO RATE GENERATOR MODE. DUE TO THEIR HARDWARE */
/* CONNECTION, COUNTER 1 OUTPUT WILL BE CLOCKING COUNTER 2. */
/* FURTHERMORE, SET COUNTER 1 R/W MODE TO LSBYTE FIRST, MSBYTE LAST */
```

```
/* CONTROL WORD: 0111 0100 */
outp (base_address + 0xF, 116);

/* LOAD COUNTER 1 WITH 0xFFFF. FIRST LSBYTE, THEN MSBYTE */
outp (base_address + 0xD, 0xFF);
outp (base_address + 0xD, 0xFF);

/* SAME PROCEDURE WITH COUNTER 2: SET TO RATE GENERATOR MODE, */
/* SET R/W MODE TO LSBYTE FIRST, MSBYTE LAST. CONTROL WORD: 1011 0100 */
outp (base_address + 0xF, 180);

/* THE 82C54 IS CLOCKED WITH 10 MHz. INTEGRAL HEPI REQUIRES A 24-BIT */
/* TIME INFORMATION CLOCKED WITH 4 MHz. TO APPROACH THIS, WE WILL BUILD */
/* A 25-BIT TIME INFORMATION AND CUT OFF THE LSB, I. E. DIVIDE THE CLOCK */
/* BY TWO. SO WE'LL GET 24 BIT CLOCKED WITH 5 MHz. */
/* LOAD COUNTER 2 WITH 0000 0001 1111 1111, I. E. 9 SIGNIFICANT BITS. */
/* TOGETHER WITH 16 BITS FROM COUNTER 1, YOU WILL GET 25 BIT TIME CODE. */
/* LOAD LSBYTE FIRST, MSBYTE LAST */
outp (base_address + 0xE, 0xFF);
outp (base_address + 0xE, 0x01);

/* RESET THE ENERGY CHANNEL ARRAY */
for (i=0; i<size; ++i)
    spectrum[i] = 0L;

/* GET THE GAIN CORRECTION FOR EACH ANALOG CHANNEL */
printf("\n Change channel gain correction? [y/n] ");
gets(ch1);

if ( ch1[0]=='y' || ch1[0] =='Y' )
{
    printf("\n Gain correction for channel 1: ");
    if ( !scanf("%f", &gain1) )
    {   printf("\n Error reading keyboard. Exiting.\n"); exit(1);
    }

    printf(" Gain correction for channel 2: ");
    if ( !scanf("%f", &gain2) )
    {   printf("\n Error reading keyboard. Exiting.\n"); exit(1);
    }

    printf(" Gain correction for channel 3: ");
    if ( !scanf("%f", &gain3) )
    {   printf("\n Error reading keyboard. Exiting.\n"); exit(1);
    }

/* CLEAR THE RETURN, WHICH IS STILL IN THE KEYBOARD BUFFER */
    getchar();
}

/* GET THE OFFSET CORRECTION FOR EACH ANALOG CHANNEL */
printf("\n Change offset correction? [y/n] ");
gets(ch2);

if (ch2[0]=='y' || ch2[0]=='Y')
{
    printf("\n Offset correction for channel 1 [mV]: ");
```

```
    if ( !scanf("%d", &offset1) )
    {   printf("\n Error reading keyboard. Exiting.\n"); exit(1);
    }

    printf(" Offset correction for channel 2 [mV]: ");
    if ( !scanf("%d", &offset2) )
    {   printf("\n Error reading keyboard. Exiting.\n"); exit(1);
    }

    printf(" Offset correction for channel 3 [mV]: ");
    if ( !scanf("%d", &offset3) )
    {   printf("\n Error reading keyboard. Exiting.\n"); exit(1);
    }

/* CHANGE mV-OFFSETS INTO OFFSETS EXPRESSED IN AD-STEPS */
    offset1 = (int)( (float)offset1 / 4.883 + 0.5 );
    offset2 = (int)( (float)offset2 / 4.883 + 0.5 );
    offset3 = (int)( (float)offset3 / 4.883 + 0.5 );

/* CLEAR THE RETURN, WHICH IS STILL IN THE KEYBOARD BUFFER */
    getchar();
}

/* OPEN FILE EVENT.DAT */
fp1 = fopen("EVENT.DAT", "w");

printf("\n Next step will be data collecting. RETURN to continue, ^C to abort\n");
getchar();
printf("\n Collecting data... ESC to stop\n");

/* SEND RESET PULSE TO COINCIDENCE LOGIC VIA PIN23 (OP0) */
outp (base_address + 0x3, 1);
outp (base_address + 0x3, 0);

/* BEGIN LOOP */
while ( !kbhit() )
{

/* WAIT UNTIL XTRIG (PIN 6) IS HIGH, I.E. POSITIVE LEVEL TRIGGERING */
/* TRIGGER IS WHEN   inp(base_address + 0x3) & 2   EQUALS 2 */
while ( !( inp(base_address + 0x3) & 2) ) ;

/* BEFORE READING THE EVENT ENERGY, GET THE TIME INFORMATION. */
/* LATCH COUNTER 1 & 2 BY READBACK COMMAND. CONTROL WORD: 1101 1100 */
outp (base_address + 0xF, 220);

/* FIRST READ LSBYTE OF COUNTER 1, THEN READ MSBYTE OF COUNTER 1 */
lsby_ctr1 = inp (base_address + 0xD);
msby_ctr1 = inp (base_address + 0xD);

/* FIRST READ LSBYTE OF COUNTER 2, THEN READ MSBYTE OF COUNTER 2 */
lsby_ctr2 = inp (base_address + 0xE);
msby_ctr2 = inp (base_address + 0xE);

/* TO GET THE TIME DIFFERENCE BETWEEN THE CURRENT AND THE LAST EVENT, */
/* YOU NEED BOTH THE LAST AND THE CURRENT TIMER VALUE */
last_timer_val = timer_val;
```

```
/* BUILD 32BIT (25 SIGNIFICANT BITS) TIMER VALUE OF THE CURRENT EVENT */
timer_val = ((msby_ctr2 << 24) & 0xFF000000) | ((lsby_ctr2 << 16) & 0x00FF0000)
   | ((msby_ctr1 << 8) & 0x0000FF00) | (lsby_ctr1 & 0x000000FF);

/* SHIFT RIGHT timer_val ONE BIT, I. E. DIVIDE BY TWO AND GET 24 BIT */
timer_val = (timer_val >> 1) & 0x0FFFFFF;

/* THE 82C54 IS A DOWN-COUNTER. WHILE HEPI WILL NEED AN UP-COUNTER, */
/* WE HAVE TO TAKE  (2^24-1)-timer_val  FOR THE ACTUAL TIMER VALUE */
timer_val = 16777215 - timer_val;

/* CALCULATE THE TIME DIFFERENCE BETWEEN THE CURRENT AND THE LAST EVENT */
time_dif = timer_val - last_timer_val;

/* LOOK WHICH ONE(S) OF THE THREE PICSIT-CHANNEL(S) REQUEST(S) TO */
/* BE READ BY CHECKING THE STATUS OF IP0 (PIN 25, CH1), */
/* IP2 (PIN 24, CH2), AND IP3 (PIN 5, CH3). TO IGNORE THE STATUS OF */
/* TRIGGER BIT ON IP1/XTRIG (PIN 6), DO BITWISE "AND" WITH */
/* 0000 1101 = 13. THIS SUPPRESSES ALL BITS EXCEPT BITS 0, 2, 3. */
PICStatus = ( inp(base_address + 0x3) & 13 );

/* NOW, GET THE ENERGY OF THE CURRENT EVENT. */
/* DEPENDING ON PICStatus, CONVERT AND READ THE REQUESTING CHANNEL(S) */
/* BEGIN SWITCH */
switch (PICStatus)
{

/* SINGLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 1: ONLY IP0 IS HIGH */
    case 1:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 0. CONTROL WORD: 0000 0000 */
 outp (base_address + 2, 0);

/* FOR REASONS OF STABILITY OF THE ANALOG MUX OUTPUT ON THE AD CARD, */
/* THERE HAS TO BE SOME TIME BETWEEN SWITCHING THE ANALOG CHANNEL AND */
/* CONVERTING ITS VOLTAGE. SO, INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY */
/* WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ AD-VALUES FROM REGISTERS AD0 AND AD1 AND COMBINE THEM */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);

/* SHIFT VALUE BY 4+1=5 BITS TO THE RIGHT. 4 BITS TO CUT 4 LSB FROM */
/* REGISTER AD0, WHICH CONTAIN NO INFORMATION, AND 1 BIT TO DIVIDE */
```

```
/* THE RESOLUTION BY TWO TO GET 11 BITS FROM -5 TO +5 VOLTS. THAT IS */
/* 10 BIT FROM 0 TO +5 VOLTS. SUBTRACT 1024 IN ORDER TO SET 0 VOLTS */
/* TO value=0. SUBTRACT THE OFFSET FROM CHANNEL 1*/
 value = ((value >> 5) & 2047) - 1024 - offset1;

/* MULTIPLY value WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value = (int)((float)value * gain1 + 0.5);

 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch1: %d\n", timer_val, time_dif, value);

/* INCREMENT SINGLE-EVENT-ON-CHANNEL-1-COUNTER */
 count1 += 1;

 break;
    }

/* SINGLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 2: ONLY IP2 IS HIGH */
    case 4:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 1. CONTROL WORD: 0001 0001 */
 outp (base_address + 2, 17);

/* INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ AD-VALUES FROM REGISTERS AD0 AND AD1 AND COMBINE THEM */
    lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);

/* SUBTRACT 1024 TO SET 0 VOLTS TO value=0; ELIMINATE THE */
/* OFFSET FROM CHANNEL 2 */
 value = ((value >> 5) & 2047) - 1024 - offset2;

/* MULTIPLY value WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value = (int)((float)value * gain2 + 0.5);

 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch2: %d\n", timer_val, time_dif, value);

/* INCREMENT SINGLE-EVENT-ON-CHANNEL-2-COUNTER */
 count2 += 1;

 break;
    }
```

```
/* SINGLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 3: ONLY IP3 IS HIGH */
    case 8:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 3. CONTROL WORD: 0010 0010 */
 outp (base_address + 2, 34);

/* INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ AD-VALUES FROM REGISTERS AD0 AND AD1 AND COMBINE THEM. */
/* THEN SUBTRACT 5VOLT-OFFSET; 5VOLTS ARE 2048 AD-STEPS. ELIMINATE */
/* CHANNEL 3's OFFSET */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value = ((value >> 5) & 2047) - 1024 - offset3;

/* MULTIPLY value WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value = (int)((float)value * gain3 + 0.5);

 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch3: %d\n", timer_val, time_dif, value);

/* INCREMENT SINGLE-EVENT-ON-CHANNEL-3-COUNTER */
 count3 += 1;

 break;
    }

/* DOUBLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 1 AND 2: IP0 AND IP2 ARE HIGH */
    case 5:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 0. CONTROL WORD: 0000 0000 */
 outp(base_address + 2, 0);

/* INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;
```

```
/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 1. CONTROL WORD: 0001 0001 */
 outp(base_address + 2, 17);

/* THE VALUE OF ADC CHANNEL 0 */
/* IS LATCHED AND WILL NOW BE READ FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINED */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value1 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value1 = ((value1 >> 5) & 2047) - 1024 - offset1;

/* INITIATE AN AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* MULTIPLY value1 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value1 = (int)((float)value1 * gain1 + 0.5);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ VALUE OF ADC CHANNEL 1 FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINE THEM */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value2 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value2 = ((value2 >> 5) & 2047) - 1024 - offset2;

/* MULTIPLY value2 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value2 = (int)((float)value2 * gain2 + 0.5);

 value = value1 + value2;

 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch1: %d\tch2: %d\tsum: %d\n",
  timer_val, time_dif, value1, value2, value);

/* INCREMENT DOUBLE-EVENT-ON-CHANNELS-1-AND-2-COUNTER */
 count1_2 += 1;

 break;
    }

/* DOUBLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 1 AND 3: IP0 AND IP3 ARE HIGH */
    case 9:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 0. CONTROL WORD: 0000 0000 */
 outp(base_address + 2, 0);

/* INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

```

```
/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 2. CONTROL WORD: 0010 0010 */
 outp(base_address + 2, 34);

/* THE VALUE OF ADC CHANNEL 0 */
/* IS LATCHED AND WILL NOW BE READ FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINED */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value1 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value1 = ((value1 >> 5) & 2047) - 1024 - offset1;

/* INITIATE AN AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* MULTIPLY value1 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value1 = (int)((float)value1 * gain1 + 0.5);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ VALUE OF ADC CHANNEL 2 FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINE THEM */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value3 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value3 = ((value3 >> 5) & 2047) - 1024 - offset3;

/* MULTIPLY value3 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value3 = (int)((float)value3 * gain3 + 0.5);

 value = value1 + value3;
 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch1: %d\tch3: %d\tsum: %d\n",
  timer_val, time_dif, value1, value3, value);

/* INCREMENT DOUBLE-EVENT-ON-CHANNELS-1-AND-3-COUNTER */
 count1_3 += 1;

 break;
    }

/* DOUBLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 2 AND 3: IP2 AND IP3 ARE HIGH */
    case 12:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 1. CONTROL WORD: 0001 0001 */
 outp(base_address + 2, 17);

/* INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);
```

```

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 2. CONTROL WORD: 0010 0010 */
 outp(base_address + 2, 34);

/* THE VALUE OF ADC CHANNEL 1 */
/* IS LATCHED AND WILL NOW BE READ FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINED */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value2 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value2 = ((value2 >> 5) & 2047) - 1024 - offset2;

/* INITIATE AN AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* MULTIPLY value2 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value2 = (int)((float)value2 * gain2 + 0.5);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ VALUE OF ADC CHANNEL 2 FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINE THEM */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value3 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value3 = ((value3 >> 5) & 2047) - 1024 - offset3;

/* MULTIPLY value3 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value3 = (int)((float)value3 * gain3 + 0.5);

 value = value2 + value3;
 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch2: %d\tch3: %d\tsum: %d\n",
  timer_val, time_dif, value2, value3, value);

/* INCREMENT DOUBLE-EVENT-ON-CHANNELS-2-AND-3-COUNTER */
 count2_3 += 1;

 break;
    }

/* TRIPLE EVENT ON PICSIT-CHANNEL 1, 2, 3: IP0, IP2 AND IP3 ARE HIGH */
    case 13:
    {

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 0. CONTROL WORD: 0000 0000 */
```

```
 outp(base_address + 2, 0);

/* INITIATE A DUMMY AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* INITIATE THE VALID AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 1. CONTROL WORD: 0001 0001 */
 outp(base_address + 2, 17);

/* THE VALUE OF ADC CHANNEL 0 */
/* IS LATCHED AND WILL NOW BE READ FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINED */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value1 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value1 = ((value1 >> 5) & 2047) - 1024 - offset1;

/* INITIATE AN AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* MULTIPLY value1 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value1 = (int)((float)value1 * gain1 + 0.5);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* TELL ADC TO CONVERT ADC CHANNEL 2. CONTROL WORD: 0010 0010 */
 outp(base_address + 2, 34);

/* THE VALUE OF ADC CHANNEL 1 */
/* IS LATCHED AND WILL NOW BE READ FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
/* AND COMBINED */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value2 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value2 = ((value2 >> 5) & 2047) - 1024 - offset2;

/* INITIATE AN AD CONVERSION BY WRITING SOMETHING TO REGISTER AD0 */
 outp (base_address, 0x00);

/* MULTIPLY value2 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value2 = (int)((float)value2 * gain2 + 0.5);

/* WAIT UNTIL END-OF-CONVERSION BIT GOES LOW */
 while ( inp(base_address + 0x8) & 128 ) ;

/* READ VALUE OF ADC CHANNEL 2 FROM REGISTERS AD0 AND AD1 */
```

```
/* AND COMBINE THEM */
 lsby_val = inp(base_address + 0x0);
 msby_val = inp(base_address + 0x1);
 value3 = ( (msby_val << 8) & 0xFF00 ) | (lsby_val & 0x00FF);
 value3 = ((value3 >> 5) & 2047) - 1024 - offset3;

/* MULTIPLY value3 WITH THE CORRESPONDING gain TO CORRECT GAIN DIFFERENCES */
/* BETWEEN THE THREE CHANNELS */
 value3 = (int)((float)value3 * gain3 + 0.5);

 value = value1 + value2 + value3;
 fprintf(fp1,"%10lu\t%lu\tch1: %d\tch2: %d\tch3: %d\tsum: %d\n",
  timer_val, time_dif, value1, value2, value3, value);

/* INCREMENT TRIPLE-EVENT-COUNTER */
 count1_2_3 += 1;

 break;
    }

/* ERROR OUTPUT WHEN TRIGGER WAS SET BUT NO CHANNEL REQUESTS READING */
    case 0:
    {   printf("Error: Received trigger without corresponding event\n");
 break;
    }

/* CASE "DEFAULT" FOR FURTHER ERROR CHECKING */
    default:
    {   putchar(7);
 printf("\nError processing ReadRequests from coincidence logic\n");
 printf("Probably a hardware error. Check Bits on BaseAddress+3\n");
 exit (1);
    }

/* END SWITCH */
}

/* SEND RESET PULSE TO COINCIDENCE LOGIC VIA PIN23 (OP0) */
outp (base_address + 0x3, 1);
outp (base_address + 0x3, 0);

/* INCREASE THE COUNT OF THE CORRESPONDING ENERGY CHANNEL BY ONE */
if ( (value >= 0) || (value < size) )
    spectrum[value]++ ;

/* END LOOP */
}

/* CLOSE EVENT.DAT */
fclose (fp1);

/* OPEN FILE SPECTRUM.DAT */
fp2 = fopen("SPECTRUM.DAT", "w");

/* WRITE ENERGY SPECTRUM INTO SPECTRUM.DAT */
printf(" Writing energy spectra into SPECTRUM.DAT...\n");
for (i=0; i<size; i++)
```

```
        fprintf(fp2, "chNr: %4d\t cts: %8ld\n", i, spectrum[i]);

    /* CLOSE SPECTRUM.DAT */
    fclose (fp2);

    /* OPEN FILE ADCFILE.LOG */
    fp_log = fopen("ADCFILE.LOG", "w");

    /* WRITE INTO ADCFILE.LOG */
    printf(" Writing log into ADCFILE.LOG...\n");

    fprintf(fp_log,"***********LOGFILE OF ADCFILE.EXE***********\n\n");

    fprintf(fp_log," SETTINGS:\n");
    fprintf(fp_log," Channel 1 Offset [AD-steps] :   %d\n", offset1);
    fprintf(fp_log," Channel 2 Offset [AD-steps] :   %d\n", offset2);
    fprintf(fp_log," Channel 3 Offset [AD-steps] :   %d\n\n", offset3);

    fprintf(fp_log," Channel 1 Gain Correction:      %f\n", gain1);
    fprintf(fp_log," Channel 2 Gain Correction:      %f\n", gain2);
    fprintf(fp_log," Channel 3 Gain Correction:      %f\n\n", gain3);

    fprintf(fp_log," EVENT STATISTICS:\n");
    fprintf(fp_log," Single events on channel 1:     %lu\n", count1);
    fprintf(fp_log," Single events on channel 2:     %lu\n", count2);
    fprintf(fp_log," Single events on channel 3:     %lu\n\n", count3);

    fprintf(fp_log," Double events on channels 1,2 : %u\n", count1_2);
    fprintf(fp_log," Double events on channels 1,3 : %u\n", count1_3);
    fprintf(fp_log," Double events on channels 2,3 : %u\n\n", count2_3);

    fprintf(fp_log," Triple events:                  %u\n\n", count1_2_3);

    total_counts = count1 + count2 + count3
           +(unsigned long int)count1_2
           +(unsigned long int)count1_3
           +(unsigned long int)count2_3
           +(unsigned long int)count1_2_3;

    fprintf(fp_log," Total number of events:         %lu\n\n",total_counts);

    /* CLOSE ADCFILE.LOG */
    fclose (fp_log);

    printf("\n\n Program finished.\n");
    return 0;

    /* END MAIN MODULE */
    }
```

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Quellenverzeichnis

Bla Omer M. Blaes: *Theories of Gamma-Ray Bursts*
in: INTEGRAL Workshop: The Multi-Wavelength Approach to Gamma-Ray Astronomy; Les Diablerets, Schweiz, Februar 1993

Bro Emmett L. Brown: *Flux Capacitors*
Universal Press, Los Angeles 1985

Cra Carol J. Crannel et al.: *Characteristics of Cesium Iodide for Use as a Particle Discriminator for High Energy Cosmic Rays*
Nucl. Instr. & Meth., 115 (1974), pp. 253–261

Fis Gerald J. Fishman, Charles A. Meegan: *Gamma-Ray Bursts*
in: Annual Review of Astronomy and Astrophysics **33**, 1995, pp. 415–458

Fro Albrecht Fromm: *Erstellung eines integrierten PC-Testsystems für das FUV/EUV-Weltraumteleskop ORFEUS*
Diplomarbeit; Institut für Astronomie und Astrophysik
der Universität Tübingen, Abteilung Astronomie; Tübingen 1995

Geh1 N. Gehrels et al.: *The Compton Gamma Ray Observatory: Mission Status*
in: AIP Conference Proc. 304, pp. 3–11; AIP Press, New York 1993
ISBN 1-56396-261-6

Geh2 N. Gehrels et al.: *The Compton Gamma Ray Observatory*
in: Scientific American, December 1993, pp. 68–77

Her Herrero et al.: *Fundamental Properties of Galactic luminous OB stars. II. A spectroscopic analysis of HDE 226 868 and the mass of Cygnus X-1*
in: Astronomy & Astrophysics 297, 1995, p. 556ff

Hol Stephen S. Holt: *Gamma-Ray Astronomy – a Status Report*
in: INTEGRAL Workshop: The Multi-Wavelength Approach to Gamma-Ray Astronomy; Les Diablerets, Schweiz, Februar 1993

Hor Paul Horowitz, Winfield Hill: *The Art of Electronics*
2^{nd} ed., Cambridge University Press; Cambridge 1995
ISBN 0-521-37095-7 hardback

EID-B IBIS Team: *IBIS Experiment Interface Document-B, issue 2.2*

ISPR1 *ISVR-Vol. 1; IBIS Scientific Performance Report, issue 1*
Februar 1996

ISPR2 *IBIS Scientific Performance Report, Issue 1.2*
INTEGRAL-Doc. IN.IB.IAS.RP.0010/96; August 1996

Kei1 *DAS-1200 Series User's Guide Rev. A*
Keithley MetraByte Div.; Taunton 1994
Part Number: 80930

Kei2 *DAS-1600/1400/1200 Series Functional Call Driver User's Guide Rev. B*
Keithley MetraByte Div.; Taunton 1995
Part Number: 80950

Kno Glenn F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*
John Wiley & Sons 1979
ISBN 0-471-49545-X

Lie Frank Lier: *Hardware Ereignis Prozessor für den Imager auf dem INTEGRAL-Satelliten*
Diplomarbeit; Institut für Astronomie und Astrophysik
der Universität Tübingen, Abteilung Astronomie; Tübingen 1996

Man P. Mandrou et al.: *Review of Three-Year Observations with the Low-Energy Gamma-Ray Telescope SIGMA on Board GRANAT*
in: INTEGRAL Workshop: The Multi-Wavelength Approach to Gamma-Ray Astronomy; Les Diablerets, Schweiz, Februar 1993

Mat J. L. Matteson et al.: *INTEGRAL: The Next Major Space Mission in Gamma-Ray Astrophysics*
in: AIP Conference Proc. 304, pp. 45–54, AIP Press, New York 1993
ISBN 1-56396-261-6

RB Christoph Winkler (Hrsg.): *INTEGRAL: Report on Phase A Study*
ESTEC; Noordwijk 1993

Rid Robert Rideout: *Coded Imaging Systems for X-Ray Astronomy*
Ph.D. Thesis, University of Birmingham 1996

Ros1 E. Rossi et al.: *Low Noise, Low Cost Hybridized Shaping Amplifier, Peak Detector and Discriminator for Use with Large Arrays of Silicon PIN Photodiodes*
in: 1993 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference
Oct 31–Nov 6; 1993 Conference Records Vol. 1, p. 474ff

Ros2 E. Rossi et al.: *PICsIT AFEE ASIC: Evaluation on Different Discrimination Methods on the Time Tagging of the Events; issue 1.0 (draft)*
INTEGRAL-Doc. IN-IM-TES-TN-0019; August 1996

Sef Helmut Scheffler, Hans Elsässer: *Physik der Sterne und der Sonne*
2. Aufl., BI-Wissenschaftsverlag; Mannheim 1990

Sin Sabine Schindler: *Galaxienhaufen*
Vortrag am Institut für Astronomie und Astrophysik,
Tübingen, 16.12.1996

Tie Ulrich Tietze, Christoph Schenk: *Halbleiter-Schaltungstechnik*
10. Aufl., Springer-Verlag; Berlin 1993
ISBN 3-540-56184-6

Tri Virginia Trimble: *„When one photon was a discovery, two was a spectrum, and three was the Rossi Prize“, Documents from the Beginnings of Gamma Ray Astronomy*
AIP Conference Proc. 304, pp. 40–44, AIP Press; New York 1993
ISBN 1-56396-261-6

Vol1 Reiner Volkmer: *HEPI Specifications (Electrical Interface), issue 1.1*
INTEGRAL Doc. IN-IM-TUB-TN/EL-008

Vol2 Reiner Volkmer: *HEPI Requirements, issue 1.0 (draft)*
INTEGRAL Doc. IN-IM-TUB-REQ-001; August 1996

Wei P. Weinzierl, M. Drosg: *Lehrbuch der Nuklearelektronik*
Springer-Verlag; Wien 1970
ISBN 3-211-80992-9

Weitere Quellen

- Hannu Karttunen et al.: *Astronomie: Eine Einführung.*
  Springer-Verlag; Berlin 1990
  ISBN 3-540-52339-1

- Horst Müseler, Thomas Schneider: *Elektronik: Bauelemente und Schaltungen*
  3. Aufl., Carl Hanser Verlag; München 1989
  ISBN 3-446-15578-3

- A. H. Sommer: *Photoemissive Materials*
  Wiley & Sons, New York 1968
  ISBN 471 81300 1

- Horst Stöcker (Hrsg.): *Taschenbuch der Physik*
  2. Aufl., Harri Deutsch Verlag; Frankfurt am Main 1994
  ISBN 3-8171-1358-7

Danksagung

Diese Arbeit entstand vom Januar bis Dezember 1996 am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen IAAT. Das IAAT ist eine der wenigen universitären Einrichtungen in Deutschland, die sich unter anderem mit Satellitentechnik beschäftigen. Es fördert dadurch in besonderem Maße den Austausch zwischen den wissenschaftlichen und den technischen Seiten der Astronomie und bot mir die Möglichkeit, mein Interesse für Astronomie und eine experimentelle Diplomarbeit miteinander zu verknüpfen.
Besonders erwähnen möchte ich die sehr gute Arbeitsatmosphäre, die Kollegialität und die Hilfsbereitschaft, kurz, den *spirit* des IAAT, an dem ich während dieser Arbeit teilhatte. Ich danke deshalb allen Kollegen am Institut für ihre Unterstützung. Mein besonderer Dank gilt

Prof. Dr. R. Staubert für die Vergabe des Themas, für die Korrektur dieser Arbeit und für das in mich gesetzte Vertrauen, denn während seines halbjährigen Forschungsaufenthalts in San Diego war es ihm kaum möglich, mir gebührend auf die Finger zu sehen.

Dr. Reiner Volkmer, denn er war erster Ansprechpartner in technischen Fragen und beeindruckte mich durch seine besondere Fähigkeit, bei praktisch *allen* technischen Problemen – ob Analogtechnik, Digitaltechnik oder Software – Erste Hilfe leisten zu können.

Dr. E. Kendziorra für die erste „Filterung“ dieser Arbeit.

Dr. Michael Maisack und Dipl. Phys. Jörn Wilms; sie erwiesen sich mit ihrem wahrhaft lexikalischen röntgenastronomischen Wissen als große Hilfe, insbesondere bei der Erstellung des „wissenschaftlichen“ Teils der Einleitung. Beiden danke ich für die interessanten, kurzweiligen Gespräche (nicht nur) zu diesem Thema.
Jörn Wilms als *majordomus* für LaTeX verdanke ich außerdem viele Vorschläge zum Textlayout, von denen die meisten hier verwirklicht sind. Der bis hierher vorgedrungene Leser konnte sich inzwischen ein Urteil darüber bilden.

Prof. Dr. G. Staudt von der Physikalischen Fakultät der Uni Tübingen für die *private communications* über Mehrfachereignisse und den Compton-Effekt.

Allen Freunden, die mich während dieser Zeit unterstützten – besonders Christian, Käthe, Natje und meine Schwester Maren.

Meinen Eltern, die mir dieses Studium erst ermöglicht haben, für ihren Rat, ihre Unterstützung und ihr Vertrauen. Vielen Dank.