

# **Entwicklung eines Neutronendosimeters und Messung schneller Neutronen in der Verkehrsluftfahrt**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen-Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität  
zu Kiel

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Sönke Burmeister

Kiel im September 2006

---

Referent/in: PD Dr. habil. W. Stamm

Korreferent/in: Prof. Dr. B. Heber

Tag der mündlichen Prüfung: 03.11.2006

Zum Druck genehmigt: Kiel , den 03.11.2006

---

**Der Dekan**

## Zusammenfassung

Die primäre Kosmische Strahlung erzeugt durch ihre Wechselwirkung mit Materie wie der Erdatmosphäre und der Hülle von Flugzeugen neben verschiedenen anderen Sekundärprodukten auch sekundäre Neutronen. Den Neutronen kommt aufgrund ihrer hohen Qualitätsfaktoren ein großes Gewicht hinsichtlich der Äquivalentdosis exponierter Personen wie der Besatzung von Verkehrsflugzeugen zu. Neutronen haben somit eine große Relevanz für den Strahlenschutz in der Luftfahrt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messgerät zur Ermittlung der Strahlenexposition für die Besatzungen von Verkehrsflugzeugen entwickelt. Das entwickelte NEUtronen DOSimeter (NEUDOS) besteht aus einem organischen Szintillationsdetektor aus gewebeäquivalentem Kunststoff. Neutronen erzeugen in dem Szintillator durch elastische Stöße mit Wasserstoffkernen des Materials sekundäre Protonen, die wiederum Energie deponieren und somit Licht erzeugen. Um elektrisch neutrale Teilchen von geladenen Teilchen unterscheiden zu können, ist der Detektor komplett von sechs weiteren Szintillatoren umschlossen. Die umgebenden Szintillatoren aus dem gleichen Kunststoff dienen als Antikoinzidenz und nur solche Ereignisse werden zur neutralen Komponente gezählt, die kein Signal in einer der Antikoinzidenzplatten erzeugt haben. Das Ansprechvermögen der Antikoinzidenz wurde mit relativistischen Myonen bestimmt, es beträgt 99,6%. Die mit dem NEUDOS gemessene Energiedosis wurde ebenfalls mit relativistischen Myonen kalibriert.

Am Europäischen Referenzfeld für Dosimeter in der Luftfahrt („CERN EU High Energy Reference Field“) CERF wurde das NEUDOS für die Messung von Äquivalentdosen neutraler Teilchen kalibriert.

Um den Neutronenanteil an der gesamten Äquivalentdosisleistung in Verkehrsflugzeugen zu bestimmen, wurden verschiedene Messflüge durchgeführt. So wurden im Rahmen dieser Arbeit Flüge in hohen Breiten, wie auch über den Äquator durchgeführt. Aus den Messungen ergeben sich für verschiedene Flugflächen in hohen und niedrigen magnetischen Breiten Äquivalentdosisleistungen zwischen  $1,8 \pm 0,02 \mu\text{Sv/h}$  in einer Flughöhe von ca. 28.000 Fuß in der Nähe des magnetischen Äquators und  $5,9 \pm 0,06 \mu\text{Sv/h}$  in einer Flughöhe von ca. 34.000 Fuß in der Nähe des magnetischen Nordpols. Der Anteil der Neutronen lag hierbei zwischen  $0,6 \pm 0,01 \mu\text{Sv/h}$  und  $2,8 \pm 0,03 \mu\text{Sv/h}$ . Für hohe magnetische Breiten wie auch für Flüge in Äquatornähe wurde die Höhenabhängigkeit der Äquivalentdosisleistung untersucht. Die durch neutrale Teilchen induzierte Äquivalentdosisrate steigt vom Äquator zu hohen Breiten um eine Faktor 3, während der Beitrag der geladenen Teilchen nur um einen Faktor von 1,7 steigt.

## Abstract

Due to the interactions of primary cosmic rays with the earth's atmosphere and the shell of aircraft different secondary particles are produced. Some of these secondary particles are neutrons. According to the high weighting factor for neutrons in the aspect of dosimetry, they have to be taken into account for radiation protection in the field of civil aviation.

In this Thesis an instrument was developed for the measurement of the radiation exposure of crews of commercial aircraft. The NEUtron DOSeMeter (NEUDOS) consists of an organic scintillator made of tissue equivalent plastics. Recoil protons are produced by elastic scattering processes of the impinging neutrons at the hydrogen nuclei of the material. These recoil protons deposit their kinetic energy by ionisation in the scintillator. This energy deposition produces photons (light) in the scintillator material. The detector is surrounded by six scintillators of the same material to separate neutral particles from primary charged particles in a mixed field. The surrounding scintillators are used as an anticoincidence and only those events are counted as neutral particles which produce no trigger in this anticoincidence detectors. The confidence of the anticoincidence is determined with relativistic muons to be 99.6%. The energy deposition in the detector was also calibrated with relativistic muons.

NEUDOS is calibrated for the measurement of dose equivalent of neutral particles in a mixed radiation field like onboard aircraft. The calibration took place at the CERN EU High Energy Reference Field (CERF). CERF is the European reference field for dosimeters used in aviation.

To determine the contribution of neutrons to the total dose equivalent rate in civil aircraft several flights with commercial aircraft have been performed. For the measurements polar routes as well as equator crossing routes were used to measure the radiation exposure with NEUDOS. These measurements yield dose equivalent rates between  $1.8 \pm 0.02 \mu\text{Sv/h}$  in flight level 280 close to the equator and  $5.9 \pm 0.06 \mu\text{Sv/h}$  in flight level 340 on a polar flight. The contribution of the neutrons varies between  $0.6 \pm 0.01 \mu\text{Sv/h}$  and  $2.8 \pm 0.03 \mu\text{Sv/h}$ . For flights at high magnetic latitudes as well as flights in the equator region the altitude dependence of dose equivalent rate is analyzed. The dose equivalent rate induced by neutral particles increases from the equator region up to the polar region by a factor of 3 while the contribution of charged particles increases by a factor of only 1.7.

---

## Inhalt

Inhalt.....	5
Einleitung .....	6
1. Dosimetrie .....	9
Basisgrößen der Dosimetrie .....	9
2. Natürliche Umgebungsstrahlung .....	15
Terrestrische Strahlung .....	15
Kosmische Strahlung.....	16
Die Solare Kosmische Strahlung.....	18
3. Das Neutron.....	20
Schnelle Neutronen in der Umwelt .....	20
Wechselwirkung von Neutronen mit Materie .....	24
4. Das NEUtronen DOSimeter NEUDOS .....	26
Der Neutronendetektor .....	26
Die Photodioden.....	29
Die Antikoinzidenz .....	31
Ansprechvermögen der Antikoinzidenz.....	35
Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im inneren Detektor .....	37
Die Messelektronik .....	38
5. Kalibrierung von NEUDOS .....	42
Energiekalibrierung im CERF Feld.....	44
Kalibrierung der Äquivalentdosis .....	47
6. Messungen in der Luftfahrt.....	51
Hamburg – Fuerte Ventura - Hamburg .....	51
Göteborg – Fairbanks – Osaka – Fairbanks – Frankfurt .....	53
Frankfurt – Nairobi – Johannesburg – Nairobi – Frankfurt .....	56
7. Auswertung und Diskussion .....	58
Höhenabhängigkeit.....	59
Abhängigkeit vom Erdmagnetfeld .....	63
8. Zusammenfassung und Ausblick .....	68
Literaturverzeichnis.....	70
Anhang A – Neutronenwechselwirkungen in BC430 .....	72
Anhang B – weitere Messdaten aus den Flügen.....	75
Danksagung .....	78
Lebenslauf .....	79
Eidesstattliche Versicherung.....	80

## **Einleitung**

In unserem Lebensraum sind Radioaktivität und ionisierende Strahlung natürliche Bestandteile. Zum einen entstammt sie anthropogenen Quellen wie medizinischer Diagnostik oder der Nutzung der Kernenergie und zum anderen natürlichen Ursprüngen wie die Terrestrische Strahlung oder die Kosmische Strahlung.

Ionisierende Strahlung überträgt Energie an Materie, während sie diese durchquert. Den Übertrag von Energie an Materie bezeichnet man als Energiedosis, die Energiedosis gibt die von einem bestrahlten Körper angenommene Energiemenge pro Masse an. Unterschiedliche Strahlenarten können biologisches Gewebe bei gleicher Energiedosis unterschiedlich stark schädigen, daher wurde durch ein Expertengremium für jede Strahlungsart ein Qualitätsfaktor festgelegt. Dieser Qualitätsfaktor, multipliziert mit der Energiedosis, führt zu einer neuen Dosisgröße, der Äquivalentdosis.

In biologischem Gewebe werden Moleküle und damit das Erbgut durch den Energieübertrag geschädigt. Biologische Zellen haben zwar gegen diese Schädigung Reparaturmechanismen entwickelt, die aber nur eingeschränkt bis zu bestimmten Schädigungsgraden effektiv sind. Als Folge können genetische und somatische Schäden auftreten, die zu einer Verkürzung der Lebenserwartung führen können. Aufgabe des Strahlenschutzes ist es, das Risiko für derartige Schäden einzuschätzen und soweit wie möglich zu verringern. Auch eine erhöhte Exposition aus natürlichen Strahlungsquellen wie im Uranbergbau oder in der Luftfahrt sollte aus Gründen der Risikoverringerng vermieden werden.

Wie große Teile der Bevölkerung ist auch das fliegende Personal für das Thema „Strahlung“ sensibilisiert. Forschung über die Gefährdung durch verschiedene Strahlungsarten ist daher sowohl von wissenschaftlichem als auch von öffentlichem Interesse. In den letzten Jahren erkannte die „International Commission for Radiological Protection“ (ICRP), dass das fliegende Personal, einer nicht zu vernachlässigenden, berufsbedingten Strahlenexposition ausgesetzt ist. Seit 1996 existieren entsprechende europäische Richtlinien, die auch in die Deutsche Strahlenschutzverordnung eingearbeitet worden sind. So verlangt die Deutsche Strahlenschutzverordnung von Deutschen Fluglinien, dass diese ihr fliegendes Personal dosimetrisch überwachen. In Deutschland ist dies in der Art und Weise umgesetzt, dass mit Hilfe von Rechenprogrammen, wie dem durch das Luftfahrtbundesamt zertifizierten EPCARD, für jeden fliegenden Mitarbeiter die Jahresäquivalentdosis erfasst wird. Um derartige Rechenprogramme weiter zu entwickeln, werden ständig Messungen in Verkehrsflugzeugen durchgeführt. Um die Möglichkeiten der Messung, und damit ihre Häufigkeit, zu verbessern, ist es wichtig, kleine und unabhängig arbeitende Messgeräte zur

Verfügung zu haben. Anspruch an diese Messgeräte ist es, in dem komplexen Strahlungsfeld der Kosmischen Strahlung in einem Flugzeug, zuverlässig Äquivalentdosisbestimmungen durchzuführen.

Da Neutronen für die Dosimetrie von besonderem Interesse sind, ist es wichtig, ihren Anteil im Strahlungsfeld innerhalb eines Verkehrsflugzeuges zu bestimmen. Mit herkömmlichen Neutronendosimetern, wie sie z.B. an Kernreaktoren eingesetzt werden, ist dies durch den Hintergrund aus geladenen Teilchen nicht ohne weiteres möglich.

Als Referenzinstrument für die Dosimetrie in der Luftfahrt gilt der gewebeäquivalente Niederdruckproportionalzähler (Tissue Equivalent Proportional Counter, TEPC). Mit dem TEPC kann man ohne genauere Kenntnisse über das Strahlungsfeld die Energiedosis in gewebeäquivalentem Material messen. Mit Hilfe der gemessenen Energiedosis lässt sich die Äquivalentdosis abschätzen. Der TEPC besteht aus einem kugelförmigen Proportionalzähler. Die Wand der Kugel besteht aus gewebeäquivalentem Kunststoff und ist im Innern mit Gas gefüllt. Mit dem TEPC lässt sich keine Aussage über die Strahlungsart treffen.

Ein anderer eingesetzter Detektor ist das DOSimetrie TELeskop (DOSTEL). Es wurde an der Universität Kiel entwickelt und unter Zusammenarbeit mit dem Institut für Flugmedizin des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) als Dosimeter in der Luft-, wie auch der Raumfahrt eingesetzt. Das DOSTEL ist ein Teilchenteleskop, das aus zwei planaren Silizium-Halbleiterdetektoren besteht. Mit dem DOSTEL ist es möglich, die Energiedosis in Silizium, sowie den Energieverlust pro Wegstrecke zu bestimmen. Die gemessene Energiedosis in Silizium lässt Rückschlüsse auf die entsprechende Energiedosis in Gewebe zu. Der Energieverlust pro Wegstrecke gilt als Maß für das Schädigungspotential der Strahlung. So lässt sich ein Qualitätsfaktor und damit die Äquivalentdosis bestimmen. Allerdings wird bei der Messung mit Siliziumdetektoren der Anteil der Neutronen an der Energiedosis unterschätzt, da Neutronen weniger häufig mit Silizium in Wechselwirkung treten als mit biologischem Gewebe. Sowohl mit dem DOSTEL als auch mit dem TEPC ist es nicht möglich, den Anteil der Neutronen an der Äquivalentdosis zu bestimmen.

Für diesen Zweck ist im Rahmen dieser Arbeit ein Detektorsystem entwickelt worden, welches in der Lage ist, die Energiedosis in gewebeäquivalentem Material zu messen, sowie den Dosisbeitrag von neutralen Teilchen von dem Dosisbeitrag geladener Teilchen zu unterscheiden. Das entwickelte NEUtronen DOSimeter (NEUDOS) kann in Kombination mit dem DOSTEL die Äquivalentdosen aus neutralen Teilchen und aus geladenen Teilchen messen. Hierfür wird ein gewebeäquivalenter Szintillationsdetektor aus Kunststoff verwendet welcher von einer Antikoinzidenz aus weiteren Szintillatoren aus Kunststoff umgeben ist. Die

Antikoinzidenz dient hierbei der Unterscheidung geladener Teilchen von ungeladenen Teilchen. In Verkehrsflugzeugen beträgt der Anteil gemessener Neutronen am gesamten Teilchenfluss nur ca. 5-7%, was aufgrund ihrer höheren biologischen Wirksamkeit jedoch zu einem nicht zu vernachlässigenden Anteil an der gesamten Äquivalentdosis beiträgt.

Mit dem NEUDOS ist es möglich, die Energiedosis in gewebeäquivalentem Material zu bestimmen und darüber hinaus die Energiedosis durch geladene und ungeladene Teilchen getrennt voneinander zu betrachten.

Um den Anteil der Neutronen an der gesamten Äquivalentdosis für das fliegende Personal zu bestimmen, wurden mit dem einem Prototyp des NEUDOS einige Messflüge durchgeführt. Aus den Messungen lässt sich die Abhängigkeit des Neutronenanteils vom Ort der Messung zeigen. Die Ortsabhängigkeit kommt hierbei durch die Abschirmung durch das Erdmagnetfeld zustande. In der Nähe des Äquators gelangen weniger Teilchen der Kosmischen Strahlung in die Atmosphäre als in der Nähe der magnetischen Pole.

Die Ziele der Arbeit bestehen

1. in der Entwicklung eines handlichen Neutronendetektors für den Einsatz in Verkehrsflugzeugen,
2. in der Kalibrierung des Detektors für die Dosimetrie sowie
3. in der Anwendung des Detektors in der Luftfahrt und
4. der Bestimmung des Anteils schneller Neutronen an der gesamten Äquivalentdosis des fliegenden Personals.

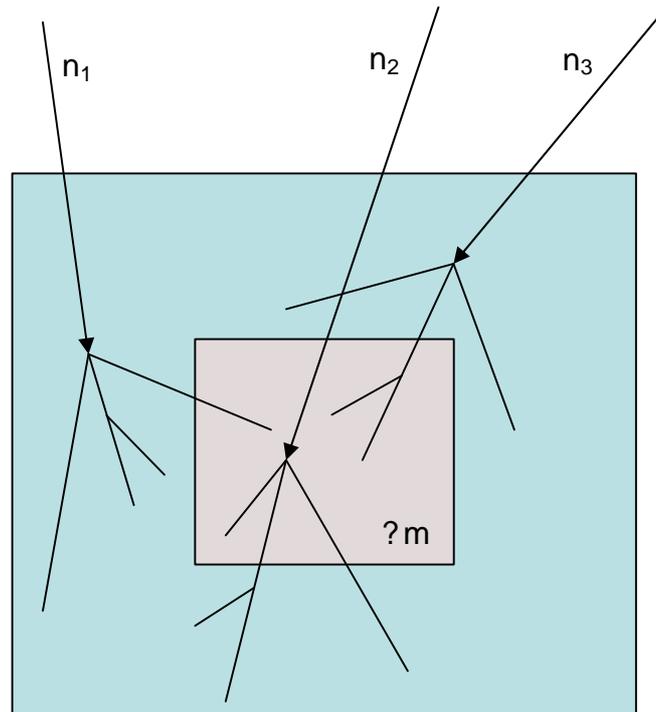
# 1. Dosimetrie

## Basisgrößen der Dosimetrie

Ionisierende Strahlung misst man über ihre Wechselwirkung mit einem Detektormaterial. Die Stärke der Wechselwirkungen und ihre Häufigkeit sind hierbei ein Maß für die Intensität der Strahlung. Die Intensität wird hierbei z. B. als Ionendosis  $I$  angegeben. Sie ist definiert als  $I=Q/m$ , wobei  $Q$  die erzeugte Ladungsmenge in der messenden Masse  $m$  ist. Die Ionendosis ist aus der Ionisationskammer als Strahlungsmessgerät hervorgegangen, ihre Einheit ist  $C/kg$ . Früher wurde die Ionendosis in Röntgen ( $R$ ) angegeben, wobei  $1 R$  so definiert war, dass sie in  $1 \text{ cm}^3$  Luft bei  $1 \text{ bar}$  und  $20^\circ\text{C}$  eine elektrostatische Einheit ( $3 \cdot 10^9 C$ ) an positiven wie auch negativen Ionen erzeugt. Auf  $1 \text{ kg}$  umgerechnet erhält man so:  $1 R = 2,58 \cdot 10^{-4} C/kg$  [Gerthsen, Kneser, Vogel, 1989][Volkmer, 1999].

Prinzipiell beschreibt die Ionendosis die Zahl der erzeugten Ladungsträgerpaare bei der Wechselwirkung der Strahlung mit Materie. Aus der Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare und der hierfür benötigten Energie kann man auf die im Material deponierte Energie rückschließen. Die so ermittelte Größe wird als Energiedosis  $D$  bezeichnet. Die Energiedosis ist definiert als  $D=E/m$ , wobei  $E$  die absorbierte Energie und  $m$  die absorbierende Masse des bestrahlten Materials ist. Als SI-Einheit für die Energiedosis ergibt sich  $J/kg$ , was als Gray ( $Gy$ ) bezeichnet wird,  $1 Gy = 1 J/kg$ . Die Energiedosis  $D$  beschreibt also rein physikalisch die Strahlenwirkung auf Materie.

Für indirekt ionisierende Strahlung, also Strahlung, die erst durch ihre Sekundärprodukte ionisiert, hat man eine weitere, der Energiedosis sehr verwandte Größe, die Kerma definiert. Indirekt ionisieren z.B. Neutronen durch Wechselwirkung mit geladenen Teilchen, die als Sekundärteilchen wiederum ionisierend wirken. Kerma steht für ‚kinetic energy released per unit mass‘, die Kerma ist also eine Energiedosis, die sich aus der Summe der Einzelenergiedosen ergibt, die durch geladene Sekundärteilchen nach einer primären Wechselwirkung eines Neutrons oder Photons mit Materie, d.h. der Absorbermasse, erzeugt worden sind. Real messbar ist diese Größe nur dann, wenn kein Sekundärteilchen dem Messvolumen entkommt oder wenn gerade soviel Energiedosis dem Messvolumen verloren geht, wie es durch das umgebende Material wieder aufnehmen kann. Diesen Zustand bezeichnet man als Strahlungsgleichgewicht [Schrewe et al., 1999].



**Abb. 1.1:** Das Masselement  $m$  des abgebildeten Materials befindet sich im Strahlungsgleichgewicht. Das gesamte Volumen entspricht dem eingesetzten Detektorsystem.

In Abbildung 1.1 wird das Masselement  $m$  in einem beliebigen Detektorvolumen betrachtet. Einige der in  $m$  produzierten Sekundärteilchen verlassen das betrachtete Masselement  $m$ , im Ausgleich dafür dringen außerhalb von  $m$  erzeugte Sekundärteilchen in das betrachtete Masselement ein. Obwohl die eindringenden Teilchen außerhalb von  $m$  erzeugt wurden, tragen sie dennoch zum gemessenen Energieverlust in  $m$  bei. Ist die Summe der Energieverluste der Teilchen außerhalb von  $m$ , die  $m$  aufgrund ihrer Reichweite entkommen, gerade genauso groß wie die Summe der Energieverluste in  $m$  der außerhalb erzeugten Teilchen, so spricht man von Strahlungsgleichgewicht. Dieser Zustand ist gleichbedeutend damit, dass alle sekundären Teilchen einer Wechselwirkung in  $m$  ihre komplette kinetische Energie deponieren. Das Strahlungsgleichgewicht erfüllt damit messtechnisch die Anforderung der Kerma, dass alle Sekundärteilchen im empfindlichen Detektorvolumen auch ihr Reichweitenende haben müssen. Für das Beispiel aus Abbildung 1.1 gilt also:

$$K = \sum_i \frac{\Delta E_i}{\Delta m} = \frac{\Delta E(n_1) + \Delta E(n_2) + \Delta E(n_3)}{\Delta m}$$

Im Weiteren wird die gemessene Kerma als Energiedosis bezeichnet, da dies die tatsächliche physikalische Messgröße ist. Der später verwendete Detektor hat ein Volumen von  $500 \text{ cm}^3$ .

Darüber hinaus ist dieser von weiteren Detektoren aus gewebeähnlichem Material umgeben, daher kann der NEUDOS Neutronendetektor als im Strahlungsgleichgewicht befindlich angenommen werden.

In biologischem Gewebe genügt es jedoch nicht, die spezifische Strahlenwirkung unterschiedlicher Strahlungsarten nur mit der Energiedosis zu beschreiben. Beispielsweise ist die biologische Wirksamkeit von kurzreichweitiger  $\alpha$ -Strahlung bei gleicher Energiedosis ca. 20mal so groß wie die biologische Wirksamkeit von längerreichweitiger  $\beta$ -Strahlung.  $\alpha$ -Teilchen erzeugen hier auf einer kürzeren Weglänge eine höhere Ionisationsdichte als die Elektronen. Für Gewebe ist aber gerade eine solch hohe Ionisationsdichte besonders schädlich [W. Laskowski, W. Pohlitz, 1974].

Um diese unterschiedlichen biologischen Wirksamkeiten zu beschreiben wurde von der International Commission of Radiation Protection (ICRP) und der International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) der so genannte Qualitätsfaktor  $Q$  eingeführt. Der Qualitätsfaktor gewichtet abhängig von der Strahlungsart und damit von der Ionisationsdichte verschiedene Strahlungsarten unterschiedlich stark. So ist für Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung der Qualitätsfaktor aufgrund der geringen Ionisationsdichte in Gewebe unabhängig von der Energie  $Q=1$  [C. Gerthsen, H. O. Kneser, H. Vogel, 1989]. Für geladene Teilchen hat die ICRP den Qualitätsfaktor in Abhängigkeit vom Linearen Energietransfer (LET) definiert. Der Lineare Energietransfer ist der Energieverlust geladener Teilchen pro Wegstrecke ( $dE/dx$ ) und wird in der Dosimetrie üblicherweise in der Einheit  $keV/\mu m$  in biologischem Gewebe bzw. Wasser angegeben.

Der Qualitätsfaktor für geladene Teilchen ist wie folgt nach ICRP-60 definiert als:

$$Q(LET) = \begin{cases} 1 & \text{für } LET < 10keV / \mu m \\ 0,32 \cdot LET - 2 & \text{für } 10keV / \mu m < LET < 100keV / \mu m \\ \frac{300}{\sqrt{LET}} & \text{für } LET > 100keV / \mu m \end{cases}$$

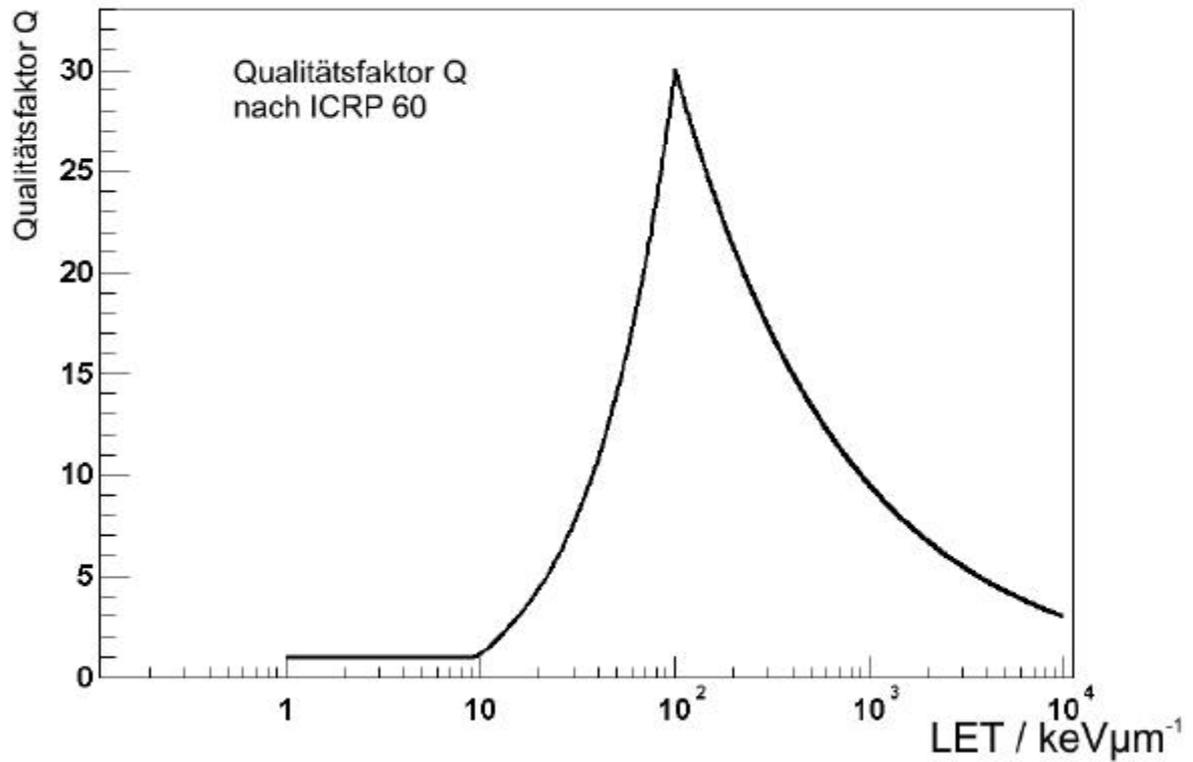


Abb. 1.2: Qualitätsfaktor  $Q$  nach ICRP-60 in Abhängigkeit des LET.

Für Neutronen ist der Qualitätsfaktor in Abhängigkeit der primären Neutronenenergie wie in der Tabelle 1.1 definiert:

Primäre Neutronenenergie	Qualitätsfaktor $Q$ nach ICRP-60
$E_{\text{kin}} < 10 \text{ keV}$	5
$10 \text{ keV} < E_{\text{kin}} < 100 \text{ keV}$	10
$100 \text{ keV} < E_{\text{kin}} < 2 \text{ MeV}$	20
$2 \text{ MeV} < E_{\text{kin}} < 20 \text{ MeV}$	10
$20 \text{ MeV} < E_{\text{kin}}$	5

Tab. 1.1: nach ICRP-60 definierter Qualitätsfaktor  $Q$  für Neutronen

Multipliziert man die Dosis  $D$  mit dem Qualitätsfaktor  $Q$  so erhält man die Äquivalentdosis  $H$ .

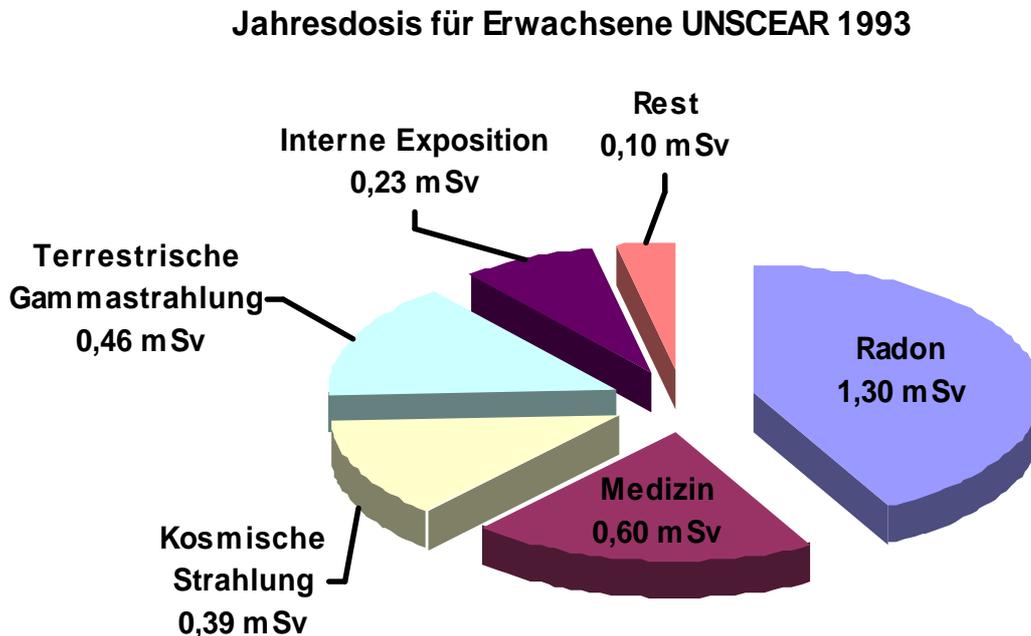
$$H = Q \cdot D$$

Der Qualitätsfaktor hat keine Einheit, daher ist die Einheit der Äquivalentdosis eigentlich gleichbedeutend mit der in Gray (J/kg) gemessenen Energiedosis. Um jedoch den Unterschied deutlich zu machen, wird für die Äquivalentdosis als Einheit Sievert (Sv) verwendet. Für den Strahlenschutz wird die Äquivalentdosis angegeben, da diese ein Maß für die biologische Wirksamkeit darstellt. In der Abbildung 1.3 ist die durchschnittliche Jahresäquivalentdosis der erwachsenen Bevölkerung dargestellt. Ein Großteil trägt hier das aus der  $^{238}\text{Uran}$  Zerfallsreihe stammende Radon-Isotop  $^{222}\text{Rn}$ . Insgesamt beträgt die durchschnittliche Jahresdosis 3,1 mSv pro Jahr. Hiervon stammen 0,7 mSv/a aus künstlichen Quellen und 2,4 mSv/a aus natürlichen Quellen [UNSCEAR, 1993].

In Deutschland sind maximal zulässige Grenzwerte in der Röntgenverordnung (RöV) und der Strahlenschutzverordnung in der Fassung von 2001 definiert. Für Einzelpersonen gilt nach der Strahlenschutzverordnung, dass die jährliche Gesamtäquivalentdosis aus betrieblichen Tätigkeiten 1mSv nicht überschreiten darf. Beruflich strahlenexponierte Menschen werden in die Kategorien A und B eingeteilt. Menschen die einer jährliche Äquivalentdosis von mehr als 1 mSv und weniger als 6 mSv ausgesetzt sind, werden in die Kategorie B eingeteilt. Personen die eine jährliche Äquivalentdosis von mehr als 6 mSv erhalten sind in die Kategorie A eingeteilt. Beruflich strahlenexponierte Personen der Kategorie A müssen mindestens jährlich arbeitsmedizinisch überwacht werden [StrlSchV, 2001].

Die frei in Luft gemessene Ortsdosis  $H$  unterschätzt die Personendosis, da im Körper durch die Produktion von Sekundärteilchen eine höhere Äquivalentdosis erreicht werden kann. Aus diesem Grunde hat man im Strahlenschutz die Umgebungs-Äquivalentdosis  $H^*(10)$  definiert. Die Umgebungsäquivalentdosis am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlungsfeld ist die Äquivalentdosis, die im zugehörigen ausgerichteten und aufgeweiteten Strahlungsfeld in 10 mm Tiefe der ICRU-Kugel auf der Einfallseite des Strahls erzeugt würde. Die ICRU-Kugel ist ein kugelförmiges Phantom von 30 cm Durchmesser aus ICRU-Weichteilgewebe (gewebeäquivalentes Material der Dichte  $1\text{g/cm}^3$ ). Die Umgebungsäquivalentdosis ist je nach Strahlungsfeld um einen Faktor zwischen 1,0 und 1,3 größer als die gemessene Ortsdosis. Die mit dem in dieser Arbeit verwendeten Detektor gemessenen Äquivalentdosen entsprechen eher der Umgebungs-Äquivalentdosis als der Ortsdosis, da sie in einem Volumen von

500 cm<sup>3</sup> aus gewebeäquivalentem Kunststoff gemessen wurden. Genau genommen wird mit dem verwendeten Detektor quasi ein H\*(X) gemessen, wobei X zwischen 10 und 50 liegt.



**Abb. 1.3:** Durchschnittliche Jahresdosis für Erwachsene aus dem UNO-Bericht der Vereinten Nationen [UNSCEAR, 1993]. Für beruflich strahlenexponierte Menschen gelten andere Werte.

	Maximal zulässige Äquivalentdosis (aus betrieblichen Tätigkeiten)
Keine Einstufung	< 1 mSv/a
Beruflich Strahlenexponiert der Kategorie A	< 6 mSv/a
Beruflich Strahlenexponiert der Kategorie B	< 20 mSv/a
Beruflich Strahlenexponiert der Kategorie B mit Erlaubnis in einem Einzeljahr, wenn die Gesamtäquivalentdosis in den fünf folgenden Jahren 100 mSv nicht übersteigt	< 50 mSv/a
Berufslebensdosis	< 400 mSv

**Tab. 1.2:** Übersicht der in Deutschland maximal zulässigen Äquivalentdosen.

## 2. Natürliche Umgebungsstrahlung

Will man Risikofaktoren wie die erhöhte Strahlenexposition in hoch fliegenden Verkehrsflugzeugen betrachten, so empfiehlt es sich, die natürliche Strahlung zu untersuchen, die ohnehin seit je her auf die Bevölkerung wirkt. Hierfür soll zunächst ein kurzer Überblick über derartige Strahlungsquellen gegeben werden. Die natürliche Strahlung stammt aus terrestrischen Quellen und der Kosmischen Strahlung. Der terrestrische Anteil kommt dabei wesentlich aus dem Boden sowie aus verwendeten Baumaterialien wie z.B. im Hausbau, während die Kosmische Strahlung fortwährend aus dem Weltraum auf die Erde gelangt. Beide Arten der natürlichen Umgebungsstrahlung hängen sehr vom betrachteten Ort ab, so beträgt die natürliche Strahlenexposition in der Bundesrepublik Deutschland 2-5 mSv/a und kann in bestimmten Gebieten sogar den Wert von 10 mSv/a erreichen.

Hinzu kommen künstliche Quellen, wie medizinische Untersuchungen, wissenschaftliche Forschung, Kernwaffentests sowie der Reaktorunfall in Tschernobyl.

Die mittlere natürliche Strahlenexposition der Bevölkerung liegt bei ca. 2,4 mSv/a, wobei etwa 1,3 mSv/a durch die Inhalation des radioaktiven Edelgases Radon und seiner kurzlebigen Zerfallsprodukte hierzu beitragen, der Rest setzt sich aus direkter Wirkung von außen sowie der Aufnahme mit der Nahrung zusammen. Die Kosmische Höhenstrahlung trägt auf Meeresebene noch ca. 0,4 mSv/a zur natürlichen Strahlenexposition bei [UNSCEAR, 1993].

### Terrestrische Strahlung

Die Materie aus der sich das Sonnensystem bildete enthielt eine Menge verschiedener Elemente und deren Isotope. Eine große Anzahl dieser Isotope war instabil und so sind über die letzten 4,6 Milliarden Jahre, in denen die Erde existiert, nur noch diejenigen vorhanden, die ungewöhnlich lange Halbwertszeiten aufweisen. Dies sind  $^{238}\text{Uran}$ ,  $^{232}\text{Thorium}$ ,  $^{235}\text{Uran}$ ,  $^{87}\text{Rubidium}$  und  $^{40}\text{Kalium}$ , diese Isotope sind heute noch in der Erdkruste zu finden.

Und so tragen im Wesentlichen die Radionuklide aus den Zerfallsreihen des  $^{238}\text{Uran}$ , des  $^{232}\text{Thorium}$  sowie des  $^{40}\text{Kalium}$  zur terrestrischen Strahlung bei. Hierbei trägt zum einen die von außen auf den Körper wirkende Gammastrahlung und zum anderen die Inkorporation von Radionukliden zur Gesamtexposition bei. Von besonderer Bedeutung ist hier das Edelgas

## 2. Natürliche Umgebungsstrahlung

---

Radon aus der  $^{238}\text{Uran}$  ( $\rightarrow^{222}\text{Rn}$ ) Zerfallsreihe bzw. der  $^{232}\text{Thorium}$  ( $\rightarrow^{220}\text{Rn}$ ) Reihe, wobei der Produktion aus dem Uranzerfall die größere Bedeutung zukommt, wenn auch die Produktion aus Thorium nicht zu vernachlässigen ist.  $^{222}\text{Radon}$  und  $^{220}\text{Radon}$  zerfallen unter Aussendung eines biologisch sehr wirksamen Alphateilchens, wodurch der Anteil an der gesamten natürlichen Äquivalentdosis relativ groß ist. Das Radon ist das einzige Element aus der  $^{238}\text{Uran}$  Zerfallsreihe, welches gasförmig ist. So kann es aus dem Boden in die Atemluft diffundieren und in den menschlichen Körper gelangen.

Ein anderer Teil der auf der Erde vorkommenden Radionuklide wird ständig durch die kosmische Strahlung produziert, wenn deren energiereiche Protonen, aus denen sie zu 85% besteht, mit Atomen und Molekülen in der Erdatmosphäre zusammentreffen. Aus diesen Prozessen entsteht z.B. Tritium,  $^7\text{Beryllium}$ ,  $^{22}\text{Natrium}$  und der häufig für die Altersbestimmung organischer Materie verwendete  $^{14}\text{Kohlenstoff}$ .

### **Kosmische Strahlung**

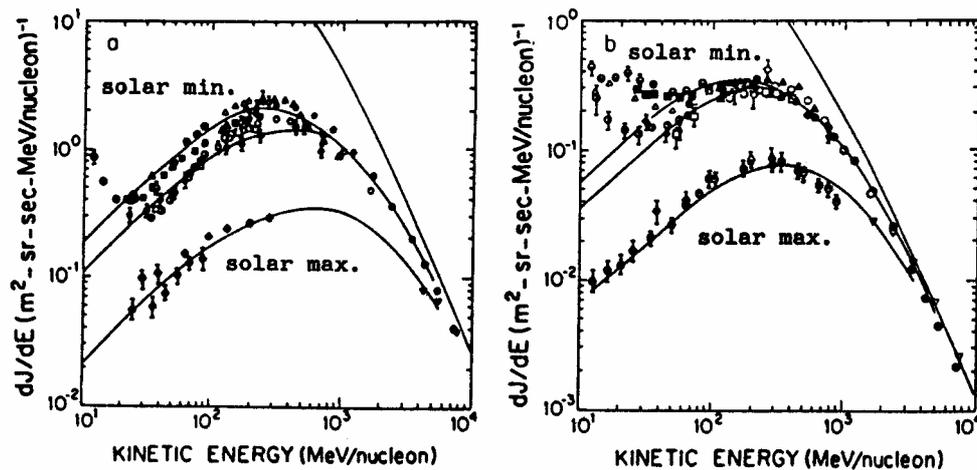
Der deutsche Jesuitenmönch und Physiker Theodor Wulf (1868-1946) verglich 1910 die Zahl der Entladungen in einer Ionisationskammer am Boden mit der auf der Spitze des Pariser Eiffelturms gemessenen Zahl der Entladungen [Eugster&Hess, 1940]. In der Höhe von ungefähr 300m entdeckte er, dass die Ionisationsrate merklich höher war, als er unter der Annahme, dass die gemessene Strahlung aus der Erde stammt, vermutete. Wulf schloss hieraus, dass entweder eine andere Quelle als der Erdboden hierfür verantwortlich war, oder die Absorption der Strahlung deutlich geringer war, als man bisher dachte.

Motiviert von diesen Messungen bestimmte der Österreicher Victor Franz Hess zunächst die Absorption von Gammastrahlung in Luft, wodurch er schnell erkannte, dass die von der Erde ausgehende Gammastrahlung nach einigen hundert Metern Luft praktisch vollständig absorbiert wird [Hess, 1911]. Hierauf führte er 1911/12 eine Reihe von bemannten Freiballonflügen bis zu einer Höhe von 5350m durch [Hess, 1912] und bestätigte die Existenz einer Strahlung, deren Intensität mit der Höhe ansteigt. Aus seinen Messungen schloss Hess, dass diese Strahlung permanent von außen auf die Erdatmosphäre treffen müsse.

Die sekundäre Kosmische Strahlung wird durch hoch energiereiche Teilchen kosmischen Ursprungs bzw. deren Wechselwirkungen in der Atmosphäre der Erde erzeugt. Das Leben auf der Erdoberfläche ist durch ungefähr  $1000\text{ g/cm}^2$  Luft, was vergleichbar mit 10 m Wasser ist, gegen diese Strahlung abgeschirmt. Aus diesem Grund trägt die Kosmische Strahlung am Erdboden nur zu weniger als 10% zur natürlichen Strahlenexposition bei. In größeren Höhen

und natürlich im Weltraum, wo die Abschirmung durch die Atmosphäre weniger effektiv ist, dominiert die Kosmische Strahlung das Strahlenfeld. In der bemannten Raumfahrt und bei Überschallflügen wird diese zusätzliche Strahlenexposition des betroffenen sehr kleinen Personenkreises seit jeher berücksichtigt. Erst in der jüngeren Vergangenheit führte ein erhöhtes Verkehrsaufkommen moderner Strahlflugzeuge, aber auch reduzierte maximal zulässige Strahlendosen dazu, dass der Exposition durch die Kosmische Strahlung ein erhöhtes Interesse entgegengebracht wird.

Die kosmische Strahlung besteht zu 85% aus Protonen, zu 12% aus Helium Kernen, zu 2% aus Elektronen und zu 1% aus schweren Kernen. Diese elektrisch geladenen Teilchen werden aufgrund ihrer Bewegung durch die Lorentz-Kraft im Magnetfeld der Erde sowie durch das interplanetare Magnetfeld moduliert. Die galaktische kosmische Strahlung wird innerhalb der Heliosphäre von den Magnetfeldern, die der Sonnenwind mit sich führt, moduliert und folgt so dem Elf-Jahres-Zyklus der Sonne.



*Abb. 2.1: Gemessenes Protonen- (links) und Helium- (rechts) Spektrum während der solaren Minima 1965, 1977 und 1987 und während des solaren Maximums 1969 [Seo et al., 1991].*

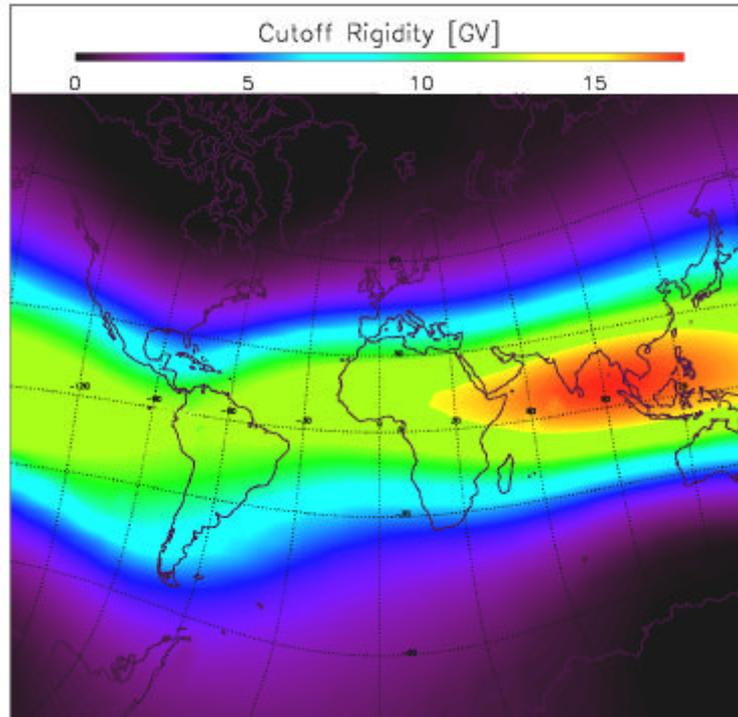
Darüber hinaus wird die galaktische kosmische Strahlung durch die Erdmagnetosphäre moduliert. In einem Dipolfeld lässt sich zu jedem Ort für eine gegebene Einfallrichtung eine Steifigkeit angeben, unterhalb derer von außen einfallende Teilchen diesen Ort aus dieser Richtung nicht mehr erreichen können. Man nennt diese Schwelle die Cutoff-Steifigkeit  $R_C$ , da das Spektrum der von außen einfallenden Teilchen an dieser Schwelle ‚abgeschnitten‘ wird. Beschränkt man sich auf senkrechten Teilcheneinfall, so erhält man im Dipolfeld:

$$R_C = \frac{M}{4 \cdot r^2} \cdot \cos^4 B_m$$

## 2. Natürliche Umgebungsstrahlung

---

Dabei ist  $M$  das Dipolmoment des Feldes und  $B_m$  der Winkel zwischen Ortsvektor und Feldäquator. Im Erdmagnetfeld nennt man  $B_m$  die Geomagnetische Breite. Trägt man die vertikale Cutoff-Steifigkeit über dem Ort auf, so erhält man auf einer Weltkarte aufgetragen



**Abb. 2.2:** berechnete vertikale Cutoff Steifigkeit [Herbst, 2006]

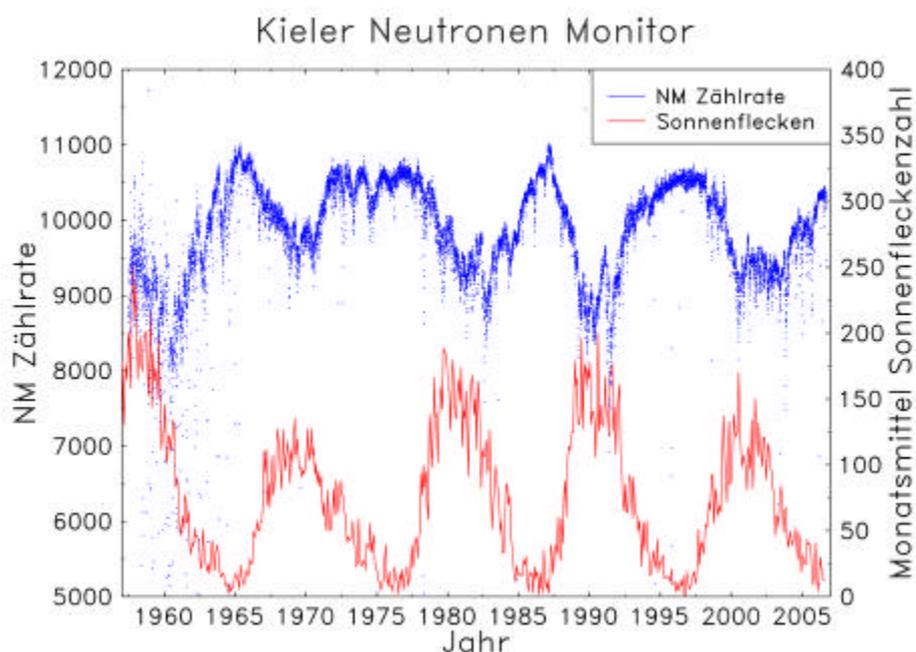
Aufgrund der in Abbildung 2.2 dargestellten Cutoff-Steifigkeit, sind die Teilchenflüsse innerhalb der Atmosphäre in der Nähe des Äquators geringer als in der Nähe der magnetischen Pole.

### **Die Solare Kosmische Strahlung**

Sonnenflecken waren schon in der Antike bekannt, deren Zählung wird seit Erfindung des Astronomischen Fernrohres im 17. Jahrhundert betrieben. Schnell entdeckte man, dass die Zahl der Sonnenflecken einem elf Jahres Zyklus folgt. Die Sonne sendet permanent elektromagnetische Strahlung wie auch Partikel aus. Diese Partikel, hauptsächlich Protonen, Elektronen und einige schwerere Kerne, bezeichnet man als Sonnenwind.

Besonders in Zeiten starker solarer Aktivität oder sich stark ändernder Aktivität kommt es zu plötzlichen lokalen Ausbrüchen von Gammastrahlung, Röntgenstrahlung und Radiowellen. Während solcher Ausbrüche, meist in der Nähe von Sonnenflecken, werden große Ströme und expandierende Magnetfelder in der Sonnenkorona erzeugt, hierdurch kann solare Materie

stark beschleunigt werden. Die so beschleunigten Teilchen verlassen die Chromosphäre der Sonne und gyrieren entlang der interplanetaren Magnetfeldlinien, der so genannten Parkerspirale. Über diese Feldlinien ist die Erde magnetisch mit einem Bereich im westlichen Teil der Sonne verbunden. Finden die beschriebenen solaren Massenauswürfe nun in diesem magnetisch verbundenen Bereich statt, können die beschleunigten Teilchen die Erde erreichen. Für Menschen in hoch fliegenden Flugzeugen kann ein solches Teilchenereignis eine erhöhte Strahlendosis bedeuten und für die Besatzung der Internationalen Raumstation (ISS) kann es im Falle eines Außeneinsatzes sogar zu einer großen Gefahr werden. Auch kann es durch die einhergehende Störung des Erdmagnetfeldes, so genannten Geomagnetischen Stürmen, zu technischen Problemen auf der Erde kommen. Überlandleitungen, Kurzwellenkommunikation, aber auch die Elektronik an Bord hochfliegender Flugzeuge und Satelliten können durch solche Magnetstürme beeinträchtigt werden. Heute gibt es noch keine zuverlässigen Vorhersagemöglichkeiten bezüglich solarer Ereignisse. Vom amerikanischen Wetterdienst NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) werden offizielle Weltraumwetterberichte unter [www.sec.noaa.gov/SWN/](http://www.sec.noaa.gov/SWN/) herausgegeben. Sicher erscheint jedoch, dass die Häufigkeit von solaren Teilchenereignissen mit der Häufigkeit der Sonnenflecken und damit der solaren Aktivität korreliert ist. Während der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen kam es zu keinem solaren Teilchenereignis welches Einfluss auf die Messungen hatte.



**Abb. 2.3:** Darstellung des elf Jahres Zyklus der Sonne anhand der Sonnenfleckenanzahl und der Zählrate des Kieler Neutronenmonitors [Kieler Neutronenmonitor, 2006].

### 3. Das Neutron

Das Neutron ist eines der beiden Nukleonen und hat mit 939,55 MeV eine geringfügig größere Masse als der andere Kernbaustein, das Proton. Es gehört zur Elementarteilchengruppe der Baryonen und wurde 1932 von J. Chadwick bei der Bestrahlung von Beryllium mit  $\alpha$ -Teilchen entdeckt. Das Neutron zerfällt nach der schwachen Wechselwirkung als freies Teilchen nach einer mittleren Lebensdauer von  $(898 \pm 16) \text{ s}$  in ein Proton, ein Elektron und ein Elektronantineutrino ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ). Die für die schwache Wechselwirkung charakteristische Zeit von  $10^{-23} \text{ s}$  ist wesentlich kürzer als die Halbwertszeit von freien Neutronen, freie Neutronen gelten daher als quasistabil. Im Gegensatz zu freien Neutronen gelten die im Kern gebundenen meistens als stabil. Lediglich bei neutronenreichen Kernen kann ein Neutron zerfallen ( $\beta^-$ -Zerfall).

Teilt man freie Neutronen nach ihrer kinetischen Energie  $E_N$  in verschiedene Klassen ein, so benennt man diese entsprechend ihrer Geschwindigkeit, da die Art und Häufigkeit der Wechselwirkung mit Materie stark energieabhängig ist:

Thermisch	$E_N < 39 \text{ meV}$
Langsam	$0 \text{ keV} < E_N < 1 \text{ keV}$
mittelschnell	$1 \text{ keV} < E_N < 500 \text{ keV}$
schnell	$E_N > 0,5 \text{ MeV}$

**Tab3.1:** Benennung von Neutronen entsprechend ihrer kinetischen Energie [Wawilow, 1958]

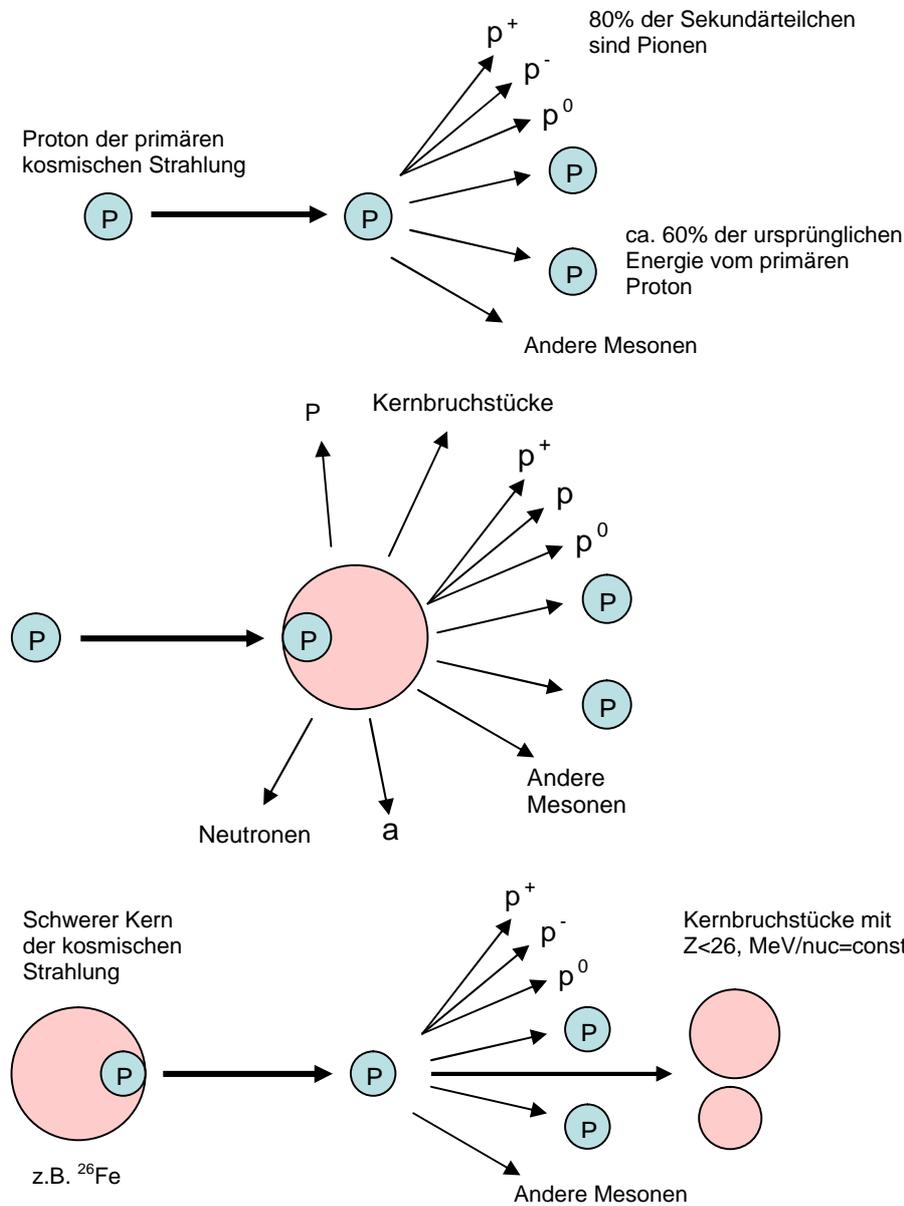
#### Schnelle Neutronen in der Umwelt

Ein Teil des natürlichen Strahlenfeldes auf der Erde besteht aus Neutronen der sekundären kosmischen Strahlung, deren Entstehung aus der primären kosmischen Strahlung im Folgenden kurz erläutert werden soll.

Die primäre kosmische Strahlung trifft mit einer Rate in der Größenordnung von einigen tausend Teilchen pro Sekunde und Quadratmeter auf die Erdatmosphäre.

In der Atmosphäre der Erde finden vielfältige Wechselwirkungen mit den enthaltenen Molekülen statt. In der Abbildung 3.1 sind die häufigsten Wechselwirkungen der primären

kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre dargestellt. Aus derartigen Wechselwirkungen mit Atomkernen der Erdatmosphäre gehen Neutronen verschiedener kinetischer Energien hervor.



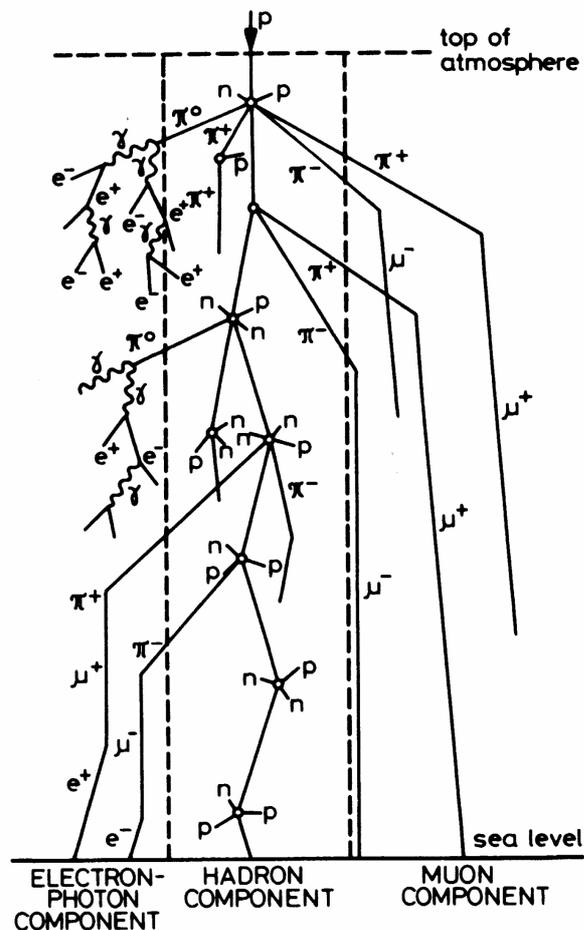
**Abb. 3.1:** Verschiedene Kernwechselwirkungen in der Atmosphäre

Als häufigste Reaktion kommen hier Fragmentationen von Targetatomen, wie z.B. Stickstoff oder Sauerstoff, durch treffende Protonen vor, da diese Elemente am Häufigsten in der Erdatmosphäre bzw. Protonen als Hauptbestandteil der kosmischen Strahlung vorkommen. Hierbei entstehen im Wesentlichen sekundäre Pionen ( $p^+$ ,  $p^-$ ,  $p^0$ ) und weitaus seltener noch andere Mesonen, wobei die ursprünglichen Wechselwirkungspartner erhalten bleiben. Das Projektilteilchen verliert im Mittel ca. 40% seiner Ausgangsenergie, es kann also mehrfach

### 3. Das Neutron

mit Kernen der Erdatmosphäre in Wechselwirkung treten. Solche spallogenen Reaktionen lassen den Targetkern oft stark angeregt als instabile Materie zurück. Aus dieser Anregung bzw. Instabilität folgt meist eine weitere Emission von Protonen und Neutronen oder sogar Kernverdampfungen mit isotroper Verteilung der Reaktionsprodukte.

Die schwereren Kerne der Kosmischen Strahlung fragmentieren nach dem gleichen Prinzip wie ein getroffener Kern. Diese Teilchen werden wegen ihrer größeren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit schon in der oberen Atmosphäre vollständig durch solche Wechselwirkungen in Sekundärprodukte umgesetzt.



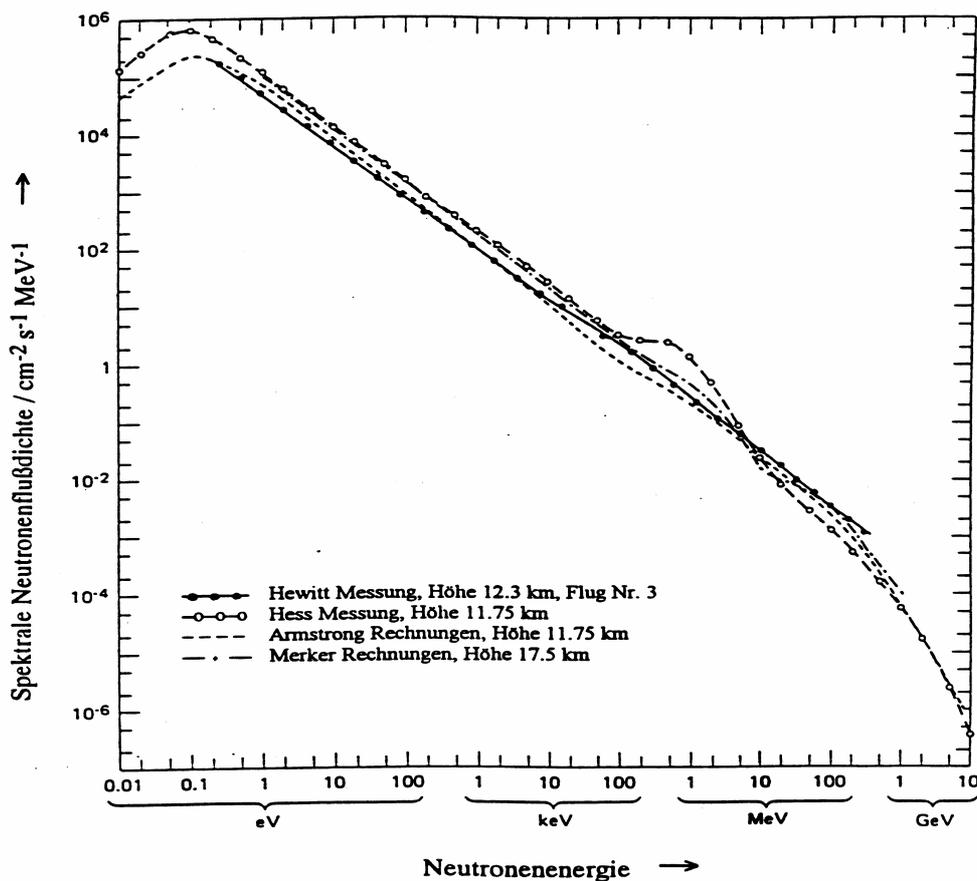
**Abb. 3.2:** Produktion von Sekundärteilchen in der Atmosphäre [Allkofer, 1984]

Die freigewordenen Neutronen aus solchen Kernverdampfungen haben typischerweise kinetische Energien von  $E_N < 10$  MeV. Neutronen aus peripheren Kollisionen haben sogar meist kinetische Energien von  $E_N > 10$  MeV, das gilt auch für Neutronen aus Ladungsaustauschreaktionen hochenergetischer Protonen.

Die erzeugten Sekundärteilchen wechselwirken nun ihrerseits ebenfalls mit der Atmosphäre

der Erde, man spricht dann von so genannten Teilchenkaskaden. In Abbildung 3.2 ist eine solche Kaskade schematisch dargestellt, das Maximum an ionisierender Strahlung ist hierbei in einer Höhe von ca. 20 km zu finden, darunter nimmt die Absorption der Teilchen stärker zu als die Produktion. Dieses Maximum an ionisierender Strahlung wird nach seinem Entdecker ‚Pfozter-Maximum‘ genannt. Die Strahlungsprodukte, die durch die beschriebenen Wechselwirkungen der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entsteht, bezeichnet man im Allgemeinen als sekundäre kosmische Strahlung [Allkofer, 1984].

Linienflugzeuge operieren typischerweise in einer maximalen Flughöhe von ca. 12 km, hier ist die primäre kosmische Strahlung bereits nahezu vollständig in die Sekundärprodukte umgewandelt. In Abbildung 3.3 kann man ein typisches Neutronenspektrum in dieser Flughöhe sehen. In der Abbildung erkennt man deutlich ein Maximum im Energiebereich einiger 100 keV bis etwa 10 MeV.



**Abb. 3.3:** Spektrale Neutronenflussdichten der Neutronenenergien 0,01 eV - 10 GeV in Flughöhen zwischen 11,75 km und 17,5 km über Grund, Messungen und theoretische Berechnungen im Vergleich [Alberts et al., 1997].

#### Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Wegen ihres neutralen Ladungszustandes ist es Neutronen besonders leicht möglich, mit dem Atomkern in Wechselwirkung zu treten, da kein Coulombpotential überwunden werden muss. Entsprechend sind Wechselwirkungen mit dem Atomkern der wichtigste Reaktionsmechanismus beim Durchdringen von Materie. Aufgrund ihres Spins sind elektromagnetische Wechselwirkungen zwar möglich, haben aber eine vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit. Für die untersuchten schnellen Neutronen unterscheidet man im Wesentlichen zwei Reaktionsmechanismen von Bedeutung für den Energieübertrag, zum einen werden die schnellen Neutronen an den Targetkernen gestreut, zum anderen treten so genannte Compoundkern-Reaktionen auf, hier werden die Neutronen vom Targetkern absorbiert. Der Wechselwirkungsquerschnitt für diese Reaktionen ist allgemein definiert als

$$S = \left(\frac{N_{WW}}{t}\right) / \left(\frac{N_{ges}}{t \cdot A}\right)$$

mit  $N_{WW}$  = Anzahl der wechselwirkenden Teilchen,

$N_{ges}$  = Gesamtanzahl der einfallenden Teilchen,

t = das betrachtete Zeitintervall und

A = die betrachtete Flächeneinheit.

Die Wechselwirkungsquerschnitte verhalten sich dabei additiv.

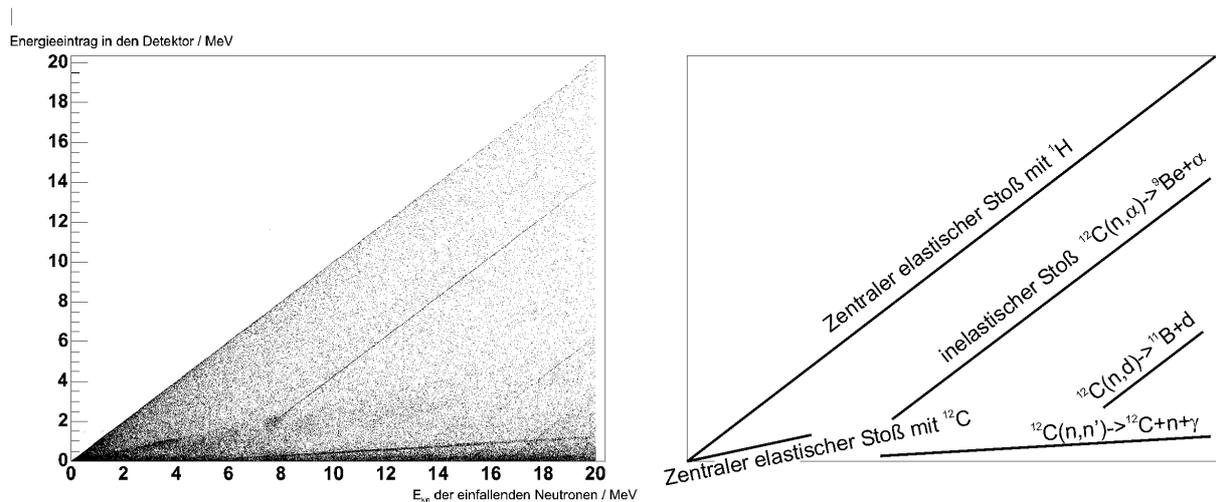
In dem in dieser Arbeit verwendeten gewebeäquivalenten organischen Szintillationsdetektor treten hauptsächlich elastische Stöße an den Wasserstoffkernen des Materials auf. Bei nicht relativistischen Neutronen gilt für den Energieübertrag:

$$E'_{kin} = \frac{4 \cdot A \cdot E_{kin}}{(1 + A)^2} \cos^2 \alpha$$

wobei A die Masse des Targetkerns ist,  $E_{kin}$  ist die kinetische Energie des Neutrons vor dem Stoß und  $\alpha$  der Stoßwinkel. An Wasserstoffkerne mit der Masse  $A=1$  kann also bei einem zentralen Stoß die gesamte kinetische Energie des Neutrons abgegeben werden. An Kohlenstoffkerne ( $A_C=12$ ) können maximal nur ca. 28% der Neutronenenergie übertragen werden. An Silizium ( $A_{Si}=28$ ), wie im DOSTEL Detektor, können sogar nur maximal 13% der Neutronenenergie übertragen werden.

In der Abbildung 3.4 ist die Wechselwirkung von Neutronen mit kinetischen Energien bis 20 MeV in dem in der Arbeit verwendeten Detektor dargestellt. Im rechten Teil des Bildes sind einige Wechselwirkungen der Neutronen mit dem Material bezeichnet, die beschriebenen

Reaktionen ergeben sich aus der Simulation mit GEANT4 (s. Anhang B). Da das als Detektormaterial verwendete BC-430 eine ähnliche Elementzusammensetzung wie biologisches Gewebe aufweist, kommen die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse ebenso in diesem vor. Beim zentralen elastischen Stoß eines Neutrons wird dessen gesamte Energie an einen Wasserstoffkern des Detektormaterials übertragen. Unterhalb dieser Linie sind elastische Neutronenstreuungen an Wasserstoffkernen mit Stoßwinkeln  $\alpha > 0^\circ$  zu beobachten.



**Abb. 3.4:** mit GEANT4 simulierte Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit der primären Neutronenenergie und der in einem  $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 5\text{cm}$  großen Detektor aus dem Szintillatormaterial BC-430 deponierten Energie.

Dies führt dazu, dass ein Neutron in dem NEUDOS Szintillator Rückstoßprotonen beliebiger Energie bis maximal zur primären Neutronenenergie erzeugen kann. Man misst in dem organischen Szintillator also nicht das Spektrum der einfallenden Neutronen, sondern vielmehr das Energiespektrum der durch sie erzeugten Rückstoßprotonen.

## 4. Das NEUtronen DOSimeter NEUDOS

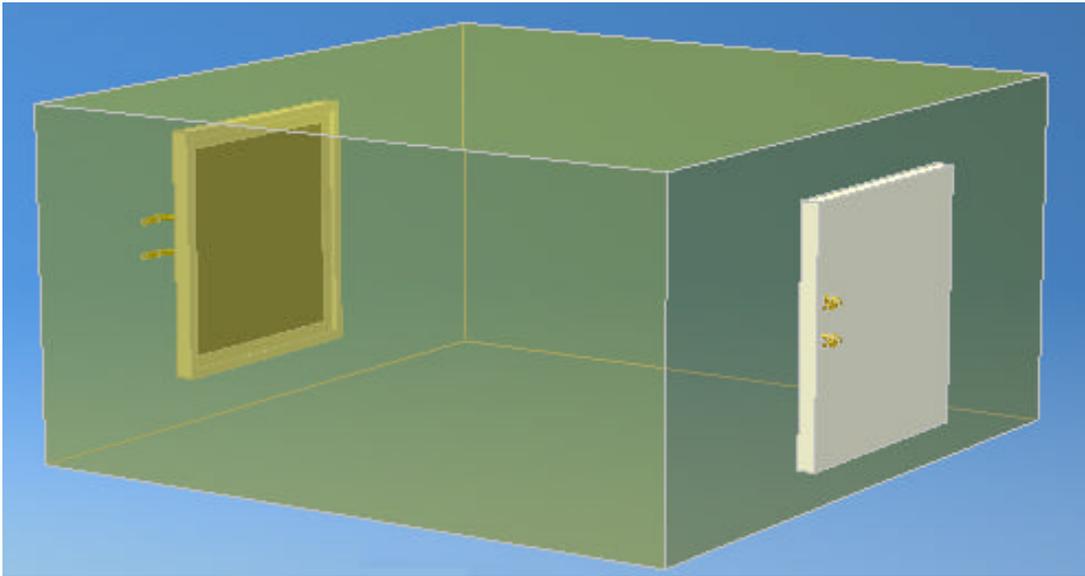
Um Neutronen zu detektieren gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten. Im NEUDOS kommt ein Plastiksintillationsdetektor zum Einsatz. Das erzeugte Szintillationslicht wird mit Hilfe von PIN-Photodioden ausgelesen, da für den mobilen Einsatz Photomultiplier eine zu hohe Versorgungsspannung benötigen und die Stromaufnahme zu groß ist. So wird durch den Einsatz von Photodioden ein längerer unabhängiger Betrieb z.B. mit Batterien ermöglicht. Um geladene Teilchen von ungeladenen unterscheiden zu können, ist der eigentliche Neutronendetektor von einer Anordnung aus weiteren Szintillatoren umgeben. Diese Antikoinzidenzdetektoren werden ebenfalls mit PIN-Photodioden ausgelesen und decken den Neutronendetektor in alle Richtungen ab.

### Der Neutronendetektor

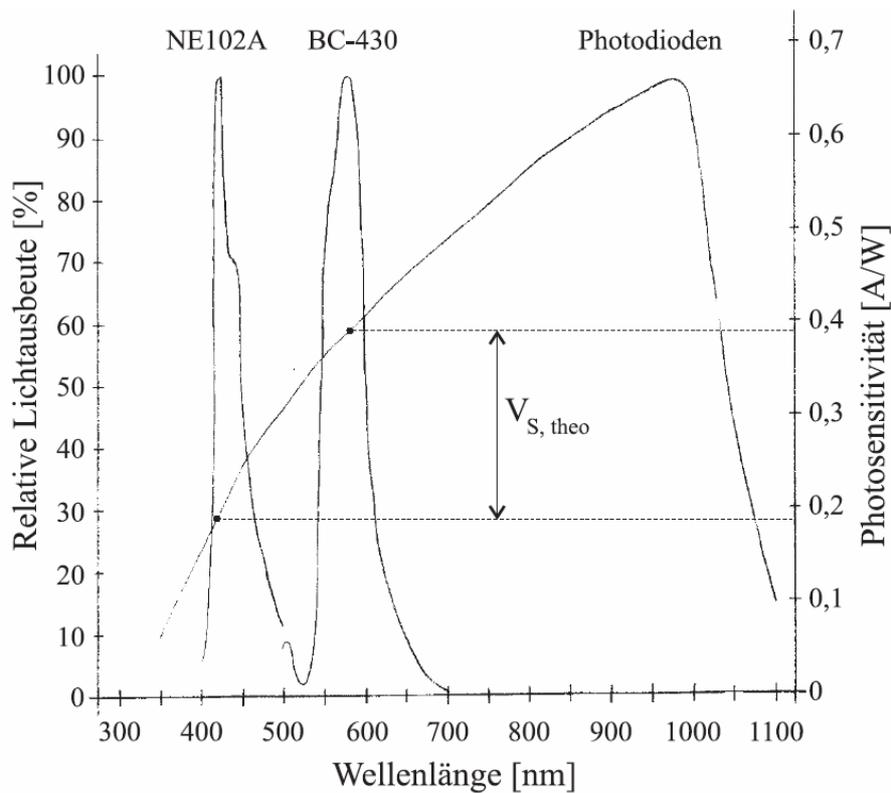
Als Neutronendetektor kommt beim NEUDOS ein organischer Plastiksintillator mit den Abmessungen  $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 5\text{cm}$  zum Einsatz. Als Szintillatoren werden Materialien bezeichnet, die beim Eintrag von Energie, wie z.B. beim Durchgang von Elementarteilchen, Licht erzeugen, eine so genannte Lumineszenz.

Solche organischen Szintillatoren bestehen im Wesentlichen aus aromatischen Kohlenwasserstoffen, sie werden in fester oder flüssiger Form angeboten. Für die hier gewünschte Anwendung in der Luft- und Raumfahrt wird ein fester Szintillator verwendet. Somit können auch die PIN-Photodioden direkt auf das Szintillatormaterial geklebt werden, was unnötige Verluste in der Lichtausbeute durch ein zusätzliches Fenster vermeidet. Als Szintillatormaterial wurde BC-430 der Firma Bicron, Newbury, Ohio, USA, gewählt. Dieses Material basiert auf Polyvinyltoluen, mit einem Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff von 1,108.

Um Selbstabsorption des erzeugten Lichtes in dem Material zu verhindern wird dem Material gewöhnlich ein Wellenlängenschieber beigefügt. In dem BC-430 wird so relativ langwelliges Licht mit einem Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 580nm emittiert. Dies wiederum kommt dem Empfindlichkeitsmaximum der PIN-Photodioden entgegen [Pauls, 1998].



**Abb 4.1:** Der innere Neutronendetektor aus BC430 mit den PIN-Photodioden S3585-08. Der quaderförmige Szintillator hat die Abmessungen:  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ . An zwei Flächen sind die für die Lichtauslese benutzten Photodioden zu sehen.



**Abb. 4.2:** Emissionsspektren von NE102A und BC-430 sowie die spektrale Empfindlichkeit der verwendeten PIN-Photodioden. Deutlich zu sehen ist das zu größeren Wellenlängen verschobene Emissionsspektrum von BC-430 gegenüber herkömmlichen Szintillatormaterialien, zu denen NE102A zählt.

Durchdringt ein Teilchen den Szintillator, gibt es durch Anregung von Elektronen Energie an dessen Moleküle ab. Wichtig für die Lumineszenz in einem Plastiksintillator sind hierbei die Anregungen der Kohlenstoff-Doppelbindungen (p-Bindungen), da diese bei der Rückkehr in den Grundzustand Licht emittieren. Da so das Emissionsspektrum und das Absorptionsspektrum eines Szintillators sehr ähnlich sind, ist die freie Weglänge der emittierten Photonen im Szintillator gering. Aus diesem Grund werden dem Szintillatormaterial die bereits erwähnten Wellenlängenschieber, so genannte ‚wavelengthshifter‘ beigefügt. Hierbei handelt es sich um Moleküle, deren Absorptionsspektrum mit dem des Szintillators übereinstimmt, die die Energie in Form von Licht aber stufenweise wieder abgeben und somit Licht mit größerer Wellenlänge emittieren. Diese Wellenlängenverschiebung bewirkt zwar eine geringere Lichtausbeute, was aber dadurch mehr als kompensiert wird, dass aufgrund der viel größeren freien Weglänge dieses Licht deutlich besser zu den auslesenden Lichtdetektoren gelangen kann.

Die bei einem Teilchendurchgang erzeugte Lichtmenge ist proportional zu der deponierten Energie, so lässt sich aus der Intensität des Lichtsignals auf den Energieverlust des Teilchens schließen.

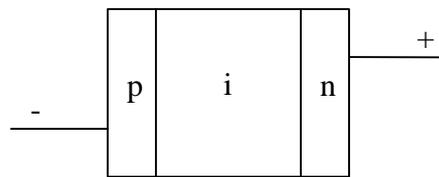
Neutronen sind beim Durchgang durch den Detektor aufgrund ihres neutralen Ladungszustandes nicht in der Lage, Lumineszenz zu erzeugen. Sie stoßen jedoch mit Kernen des Szintillatormaterials zusammen, werden an diesen elastisch gestreut und übertragen dem Kern so Energie. Geschieht ein solcher elastischer Stoß mit einem Wasserstoffkern der Kunststoffmoleküle, so reicht der Energieübertrag um das Proton aus dem Molekülverbund zu lösen. Dieses Rückstoßproton bewegt sich nun als geladenes Teilchen in dem Szintillatormaterial und gibt dabei seine Energie wieder ab, was zur Lumineszenz führt. Organische Plastiksintillatoren bestehen aus Kohlenwasserstoffen, also aus Wasserstoff und Kohlenstoff. Durch die niedrigen Kernmassen ( $A_H = 1$ ,  $A_C = 12$ ) erfährt dieser Detektor einen hohen Energieübertrag von Neutronen und ist relativ unempfindlich gegen Photonen (?). Die Energiedeposition durch Photonen wird im Weiteren vernachlässigt, da die Nachweisschwelle des Detektors bei 1 MeV liegt und Photonen oberhalb dieser Energie hauptsächlich durch Compton-Wechselwirkungen Energie deponieren. Durch die Kalibration am Europäischen Referenzfeld CERF werden eventuell auftretende Effekte durch einen Hintergrund aus  $\gamma$ -Strahlung darüber hinaus ausgeglichen, da der Hintergrund dem im Flugzeug entspricht.

Ein weiterer Vorteil von organischen Plastiksintillatoren ist die Ähnlichkeit zu Gewebe. Die Atommassen seiner Bestandteile unterscheiden sich nur geringfügig von denen in

biologischem Gewebe. Zudem sind die Dichten annähernd gleich, so dass eine gute Gewebeäquivalenz gegeben ist. Dies ist für die weitere Verwendung im Hinblick auf den Einsatz im Bereich der Dosimetrie von Vorteil.

### Die Photodioden

In dem hier beschriebenen Detektor kommen PIN-Photodioden zum Einsatz. Bei diesen Dioden befindet sich zwischen der p- und der n-dotierten Schicht eine eigenleitende (engl.: intrinsic) Schicht.



*Abb. 4.3: Skizze einer in Sperrrichtung betriebenen PIN-Diode*

Da über der i-Schicht praktisch die gesamte Sperrspannung abfällt, ist hier die elektrische Feldstärke sehr hoch. Aufgrund der hohen Feldstärke werden Elektron-Loch-Paare im Vergleich zu normalen p-n-Dioden sehr schnell getrennt.

Durch das große Sammelvolumen in der i-Schicht, ist die Lichtempfindlichkeit von PIN-Photodioden größer als bei herkömmlichen p-n-Photodioden, da mehr Photonen in Ladungen umgesetzt werden. Für das NEUDOS kamen zwei verschiedene PIN-Photodioden des Herstellers Hamamatsu zum Einsatz, diese zeichnen sich unter anderem durch ihre mechanische Stabilität sowie eine einfache Handhabung aus. Diese Photodioden haben eine große lichtempfindliche Fläche und sind auf einem Träger aus Keramik mit gut lichtdurchlässigem Epoxydharz vergossen. Der Neutronendetektor wird mit zwei gegenüberliegenden PIN-Photodioden des Typs S3584-08 ausgelesen. Die Antikoinzidenzdetektoren werden mit insgesamt 16 PIN-Photodioden des Typs S2744-08 ausgelesen. Gegenüber den sonst üblicherweise für solche Zwecke verwendeten Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultiplier) benötigen die PIN-Photodioden eine erheblich geringere Versorgungsspannung (60V gegenüber einigen kV). Darüber hinaus sind sie auch erheblich kleiner, was für den Einsatz innerhalb einer Antikoinzidenz von Vorteil ist. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Typen sind in der Tabelle 4.1 dargestellt.

#### 4. Das NEUtronen DOSimeter NEUDOS

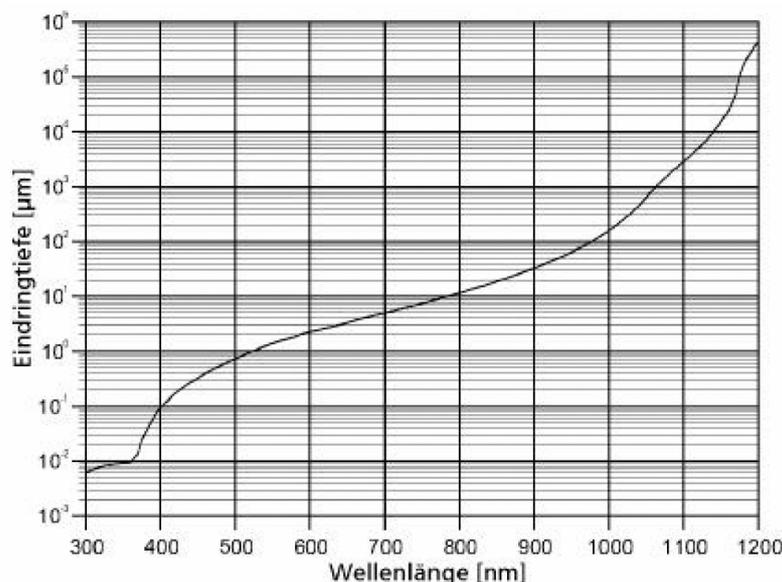
Typ	S2744-08	S3584-08
Lichtempfindliche Fläche	200 mm <sup>2</sup>	784 mm <sup>2</sup>
Dicke	300 μm	300 μm
Empfindlicher Spektralbereich (vgl. Abb. 4.2)	320 nm – 1100 nm	320 nm – 1100 nm
Betriebsspannung	60 V	60 V

**Tab 4.1:** Eigenschaften der PIN-Photodioden

Die beiden Diodentypen gehören zur gleichen Baureihe und unterscheiden sich nur durch die Größe der lichtempfindlichen Fläche und dem daraus resultierenden Dunkelstrom.

Bei den PIN-Photodioden handelt es sich um sehr lichtempfindliche Detektoren, daher muss der gesamte Detektor in einem lichtdichten Behälter untergebracht sein, um Umgebungslicht zu vermeiden.

Fällt Licht auf die Photodioden, so wandelt diese es in ein Ladungssignal um, welches wiederum mit Hilfe eines Ladungsempfindlichen Vorverstärkers in einen Spannungsimpuls umgewandelt wird. Die Größe der Ladung hängt von der gesammelten Lichtmenge, aber auch von deren Wellenlänge ab. Man spricht hier von spektraler Empfindlichkeit. Die spektrale Empfindlichkeit setzt sich zum einen aus der Energie der Lichtquanten  $h \cdot \frac{c}{\lambda}$  und zum anderen aus der Eindringtiefe von Licht in Silizium zusammen.



**Abb. 4.4:** Eindringtiefe von Licht in Silizium [Zimmermann, 2001].

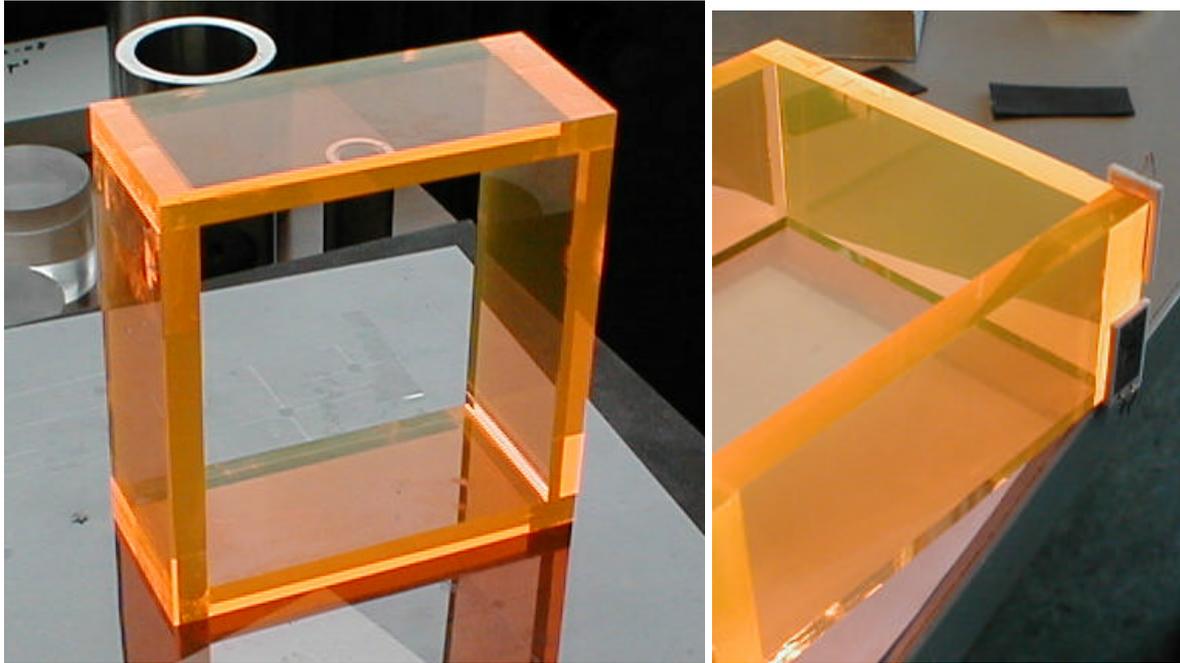
Insgesamt ergibt sich so die schon in Abbildung 4.2 gezeigte spektrale Empfindlichkeit der verwendeten PIN-Photodioden. Von Vorteil ist hier das relativ schmale Emissionsspektrum des Szintillators, so dass hierdurch nur ein kleiner Fehler bei der Messung des Energieverlustes gemacht wird. Die Wellenlänge der maximalen Emission liegt für BC-430 bei 580 nm, die Photodioden sind bei einer Wellenlänge von 980 nm am empfindlichsten, was alleine aufgrund der spektralen Empfindlichkeit der Photodioden nur zu einer Effizienz von ca. 60% führt. Leider gibt es bis heute keinen organischen Szintillator, der langwelligeres Licht als BC-430 erzeugt. Gegenüber herkömmlichen Szintillatormaterialien, wie z.B. NE102A, hat sich die Effizienz mit BC-430 jedoch schon ca. um einen Faktor zwei verbessert. Die Datenblätter der verwendeten Photodioden findet man unter:

[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_S/S2744-08\\_etc.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S2744-08_etc.pdf) und

[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_S/S3204-05\\_etc.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S3204-05_etc.pdf).

### **Die Antikoinzidenz**

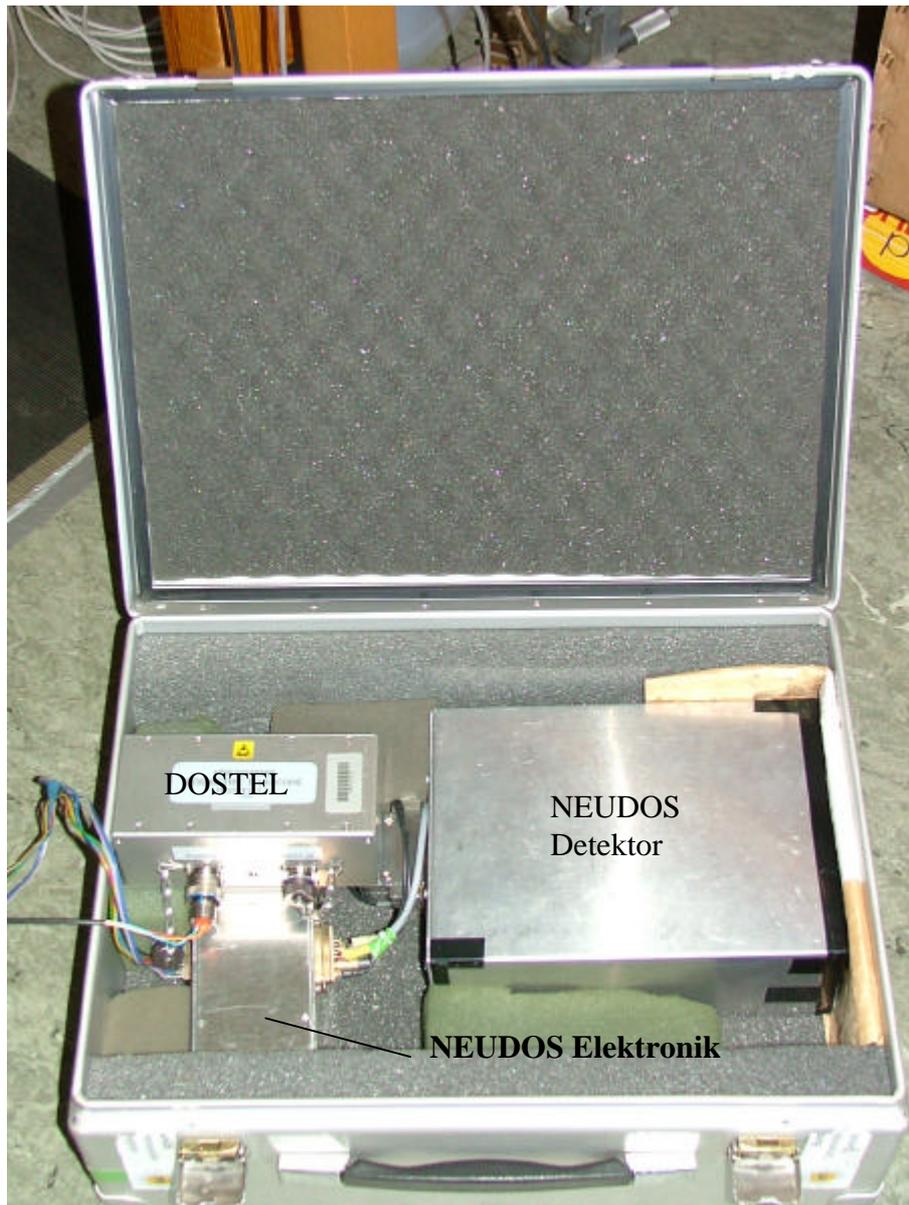
Um geladene von elektrisch neutralen Teilchen unterscheiden zu können, ist der eigentliche Neutronendetektor von weiteren Szintillationsdetektoren umgeben, die ihn vollständig umschließen. Diese Antikoinzidenzdetektoren formen ein rechteckiges Gehäuse, in welches der Neutronendetektor eingebaut ist. Die Antikoinzidenz besteht aus sechs Szintillatorplatten, von denen vier zu einem Ring verklebt wurden. Durch die Verklebung sind diese Detektoren auch optisch miteinander verbunden. Jede der Platten in dem Ring wird mit jeweils zwei PIN-Photodioden ausgelesen. Die Deckel- bzw. die Bodenplatte werden aufgrund ihrer Größe von jeweils vier PIN-Photodioden ausgelesen. Die Signale jeweils einer Platte werden addiert, so dass insgesamt sechs Signale für die Auswertung zur Verfügung stehen. Durch die Addition verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis, da die Signalgröße so um einen Faktor zwei steigt, Rauschsignale jedoch nur statistisch um einen Faktor  $\sqrt{2}$  verstärkt werden. Die Signale aus der Antikoinzidenz werden nicht weiter auf ihre Pulshöhe untersucht, es wird lediglich mit einer gesetzten Schwelle verglichen, was in der weiteren Auswertung die Information bereitstellt, ob einer oder mehrere Detektoren des Antikoinzidenzsystems bei einem Teilchenereignis im Neutronendetektor ebenfalls einen Energieeintrag detektieren konnten. Um das erzeugte Licht in den Szintillatorplatten zu den PIN-Dioden zu leiten, sind die Platten mit mehreren Lagen Teflonband als Reflektor eingewickelt.



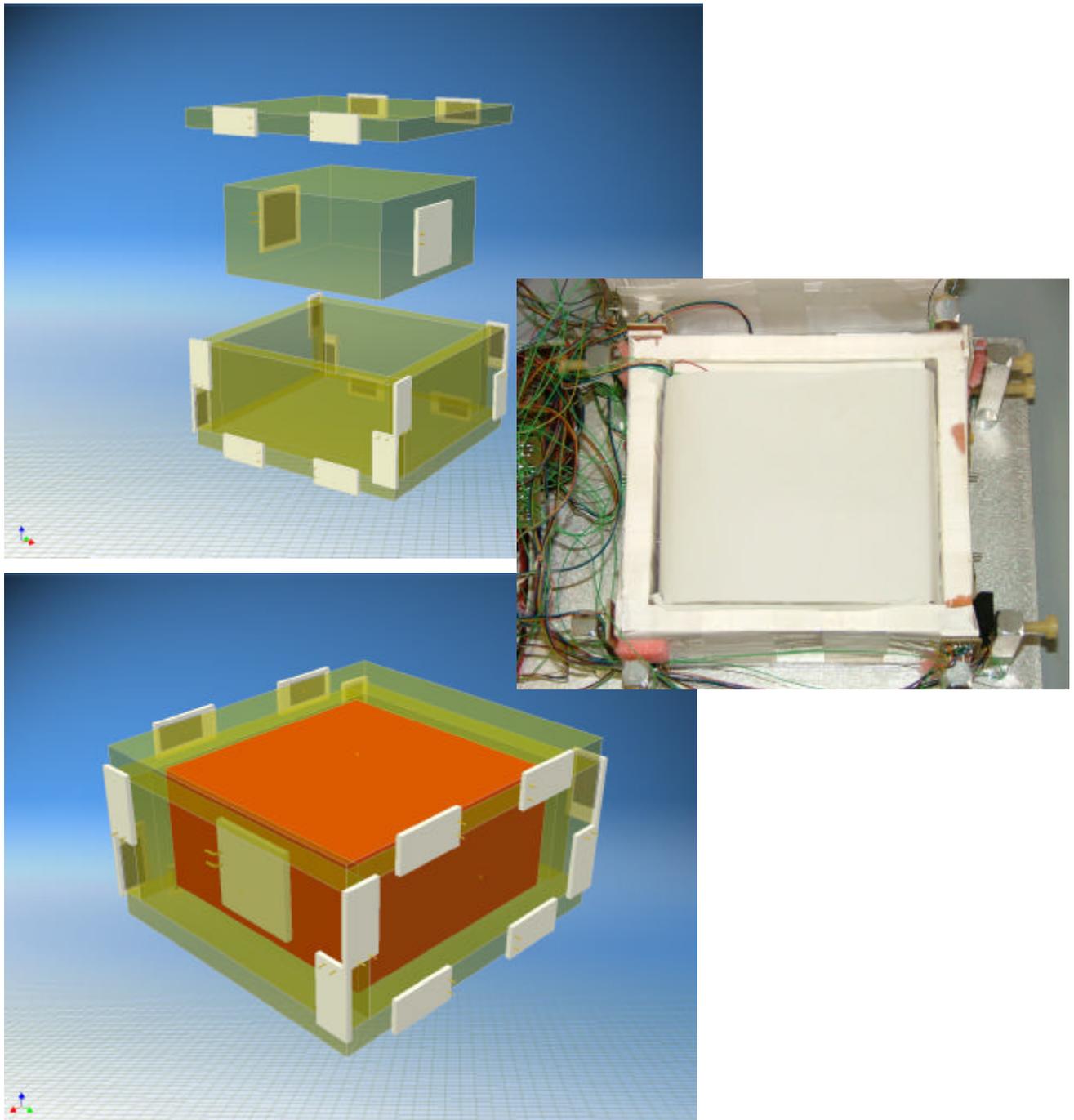
*Abb. 4.5: Foto des mittleren Antikoinzidenzrings. Die vier einzelnen Platten wurden mit RTV-141, einem optisch sehr gut durchlässigen Kleber verklebt. Im rechten Bild ist die Anordnung von zwei der insgesamt acht PIN-Dioden des mittleren Rings zu sehen.*

Das Ansprechvermögen wurde für relativistische Myonen als ‚worst case‘ am CERN an dem so genannten CERF Strahlplatz mit 99,6% bestimmt. Die relativistischen Myonen wurden als ‚worst case‘-Szenario verwendet, da jedes Teilchen, ob mit höherer Ladung oder geringerer kinetischer Energie, mehr Energie in den Detektoren deponieren würde und somit die Detektionswahrscheinlichkeit stiege.

Insgesamt ist NEUDOS ein handliches Messsystem, das einfach in einem kleinen Koffer mitgeführt werden kann. Dies ist für Messungen in Verkehrsflugzeugen ein Vorteil, da man nicht vor dem Flug umständliche Messapparaturen im Flugzeug aufbauen muss.



*Abb. 4.6: NEUDOS, wie es im Koffer zusammen mit DOSTEL in Verkehrsflugzeugen zum Einsatz kam. Der Koffer kann leicht als Handgepäck im Flugzeug mitgeführt werden. Das NEUDOS wiegt mit Netzteil 4,6 kg, bei der Verwendung eines Batteriepacks steigt das Gewicht auf 4,7 kg.*

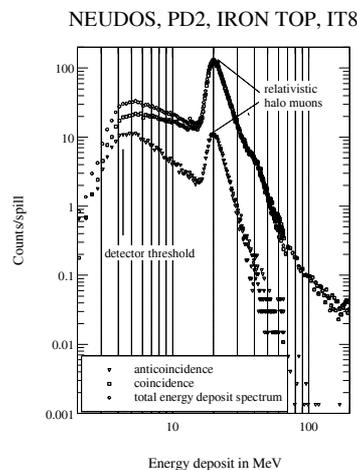


**Abb. 4.7:** Im oberen Teil ist der vollständige NEUDOS-Detektor ‚auseinander gezogen‘ dargestellt, im unteren Teil ist der Detektor ‚zusammengebaut‘ zu sehen, der innere Neutronendetektor ist zur besseren Verständlichkeit hier rot eingefärbt. Das Photo in der Mitte zeigt den aufgebauten Detektor ohne obere Antikoinzidenzplatte. Der innere Detektor ist  $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 5\text{cm}$  groß. Die äußeren Abmessungen der Antikoinzidenz betragen  $13,2\text{cm} \times 12,2\text{cm} \times 7,2\text{cm}$  ohne aufgeklebte Photodioden und Reflektormaterial.

### Ansprechvermögen der Antikoinzidenz

Bei relativistischen Myonen handelt es sich um einfach geladene und minimalionisierende Teilchen, daher eignen sie sich gut, um ein Antikoinzidenzsystem, wie es in NEUDOS zum Einsatz kommt, auf seine Effizienz zu untersuchen. Prinzipiell wäre dies auch mit Myonen aus der Kosmischen Strahlung, wie sie am Erdboden beobachtet werden können, möglich, jedoch ist die Intensität einem Teilchenbeschleuniger vielfach höher, was innerhalb kürzerer Zeit eine statistisch verwertbare Teilchenanzahl liefert. Daher wurden die Untersuchungen am CERN durchgeführt. Die einfach geladenen relativistischen und damit minimalionisierenden Myonen repräsentieren hierbei den ‚worst case‘, da energieärmere oder mehrfach geladene Teilchen mehr Energie in den Detektoren der Antikoinzidenz deponieren, was die Detektionswahrscheinlichkeit erhöht.

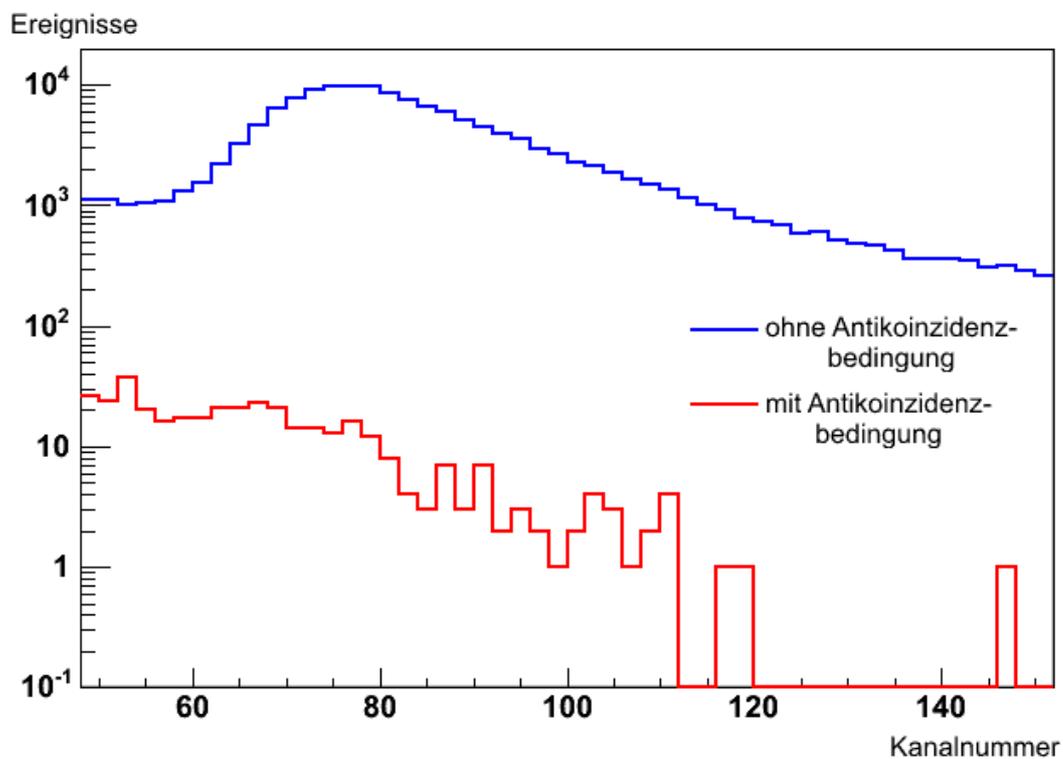
Zunächst wurden hierfür Tests mit einer Szintillatorplatte durchgeführt, die sich aus Sicht der auftreffenden Myonen vor dem später als Neutronendetektor verwendeten Szintillator befand. Für jedes Detektionsereignis in dem größeren Detektor wurde untersucht, ob die Antikoinzidenzplatte dieses Teilchen ebenfalls registriert hat. In Abbildung 4.8 sind die gemessenen Energieverlustspektren sowie das Spektrum ohne Trigger in der Antikoinzidenz aufgetragen.



**Abb. 4.8:** In den CERF Halomyonen gemessenes Energieverlustspektrum mit und ohne Antikoinzidenztrigger mit nur einer Antikoinzidenzplatte.

#### 4. Das NEUtronen DOSimeter NEUDOS

Wie man den Spektren in Abbildung 4.9 entnehmen kann, beträgt das Ansprechvermögen der Antikoinzidenz ca. 92%. Da im endgültigen Aufbau von NEUDOS der innere Detektor jedoch vollständig von Antikoinzidenzdetektoren umgeben ist, führt dies zu einer deutlich höheren Detektionswahrscheinlichkeit. Die minimalionisierenden Teilchen können hier nicht nur beim Eintritt sondern auch beim Wiederaustritt detektiert werden. Die nicht detektierten 8% der Teilchen werden also nochmals mit einer Wahrscheinlichkeit von 92% detektiert, dies führt zu einer theoretischen gesamten Detektionswahrscheinlichkeit von  $1-(8\% \cdot 8\%)=99,6\%$ . In späteren Messungen mit der vollständig aufgebauten Antikoinzidenz konnte dieser Wert bestätigt werden.



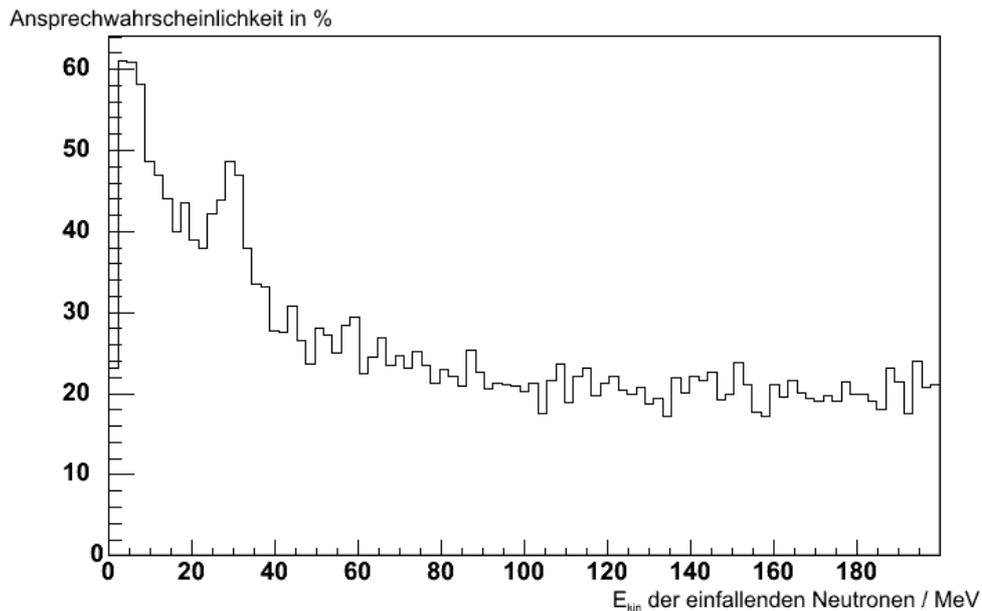
**Abb. 4.9:** Ansprechvermögen der Antikoinzidenz für relativistische Myonen. Die blaue Kurve zeigt das Energieverlustspektrum von relativistischen Myonen im inneren NEUDOS Detektor, die rote Kurve das Energieverlustspektrum unter der Bedingung, dass die Antikoinzidenz keinen Trigger liefert. Im Bereich des Myonenpeaks werden nur einige Promille der Teilchen nicht in der Antikoinzidenz detektiert.

In der Abbildung 4.9 sind die Energieverlustspektren des inneren Detektors mit und ohne Antikoinzidenzbedingung aufgetragen. Die gleichzeitig erfolgte Weiterentwicklung der Elektronik führt dazu, dass der theoretisch vorherbestimmte Wert von 99,6% sogar noch übertroffen wird.

Somit hat die NEUDOS Antikoinzidenz also ihre Leistungsfähigkeit unter Beweis gestellt und sich für den Einsatz in gemischten Strahlungsfeldern als sehr gut brauchbar erwiesen, auch wenn die Felder von geladenen Teilchen dominiert werden. In der Luftfahrt wird für die Messungen erwartet, dass nur ca. 5-7% der gemessenen Teilchen auch neutrale Teilchen sind.

### Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im inneren Detektor

Die Detektionswahrscheinlichkeit für Neutronen ist im Wesentlichen durch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Neutronen in Materie, also dem Szintillatormaterial gegeben. Für NEUDOS kommt hinzu, dass Rückstoßprotonen ein Signal in der Antikoinzidenz erzeugen, wenn sie den inneren Detektor verlassen, diese und so das primäre Neutron fälschlicherweise als geladenes Teilchen identifiziert wird. Da dies jedoch nur bei sehr schnellen Neutronen passieren kann, tritt dieser Effekt sehr selten auf.

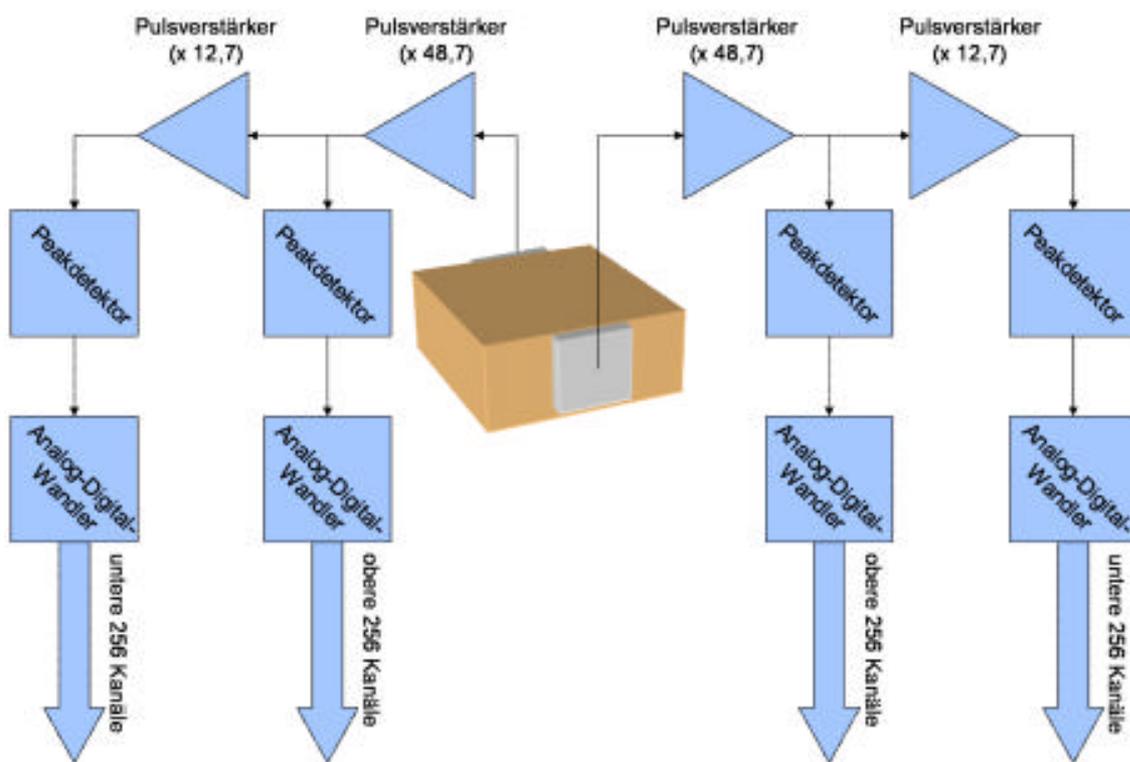


**Abb. 4.10:** Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronen in Abhängigkeit der Neutronenenergie. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit dem Monte Carlo Programm GEANT4 bestimmt.

Wie man in Abb. 4.10 sehen kann, beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit im inneren Detektor bis ca. 35 MeV primärer Neutronenenergie über 40%. Ab 50 MeV beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit noch 20%. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten in dem als Detektor verwendeten Kunststoff entsprechen denen in biologischem Gewebe, da die enthaltenen Elemente die gleichen sind. Somit ist die gemessene Energiedosis in dem Kunststoff also gleich der deponierten Energiedosis in biologischem Gewebe anzunehmen.

##### **Die Messelektronik**

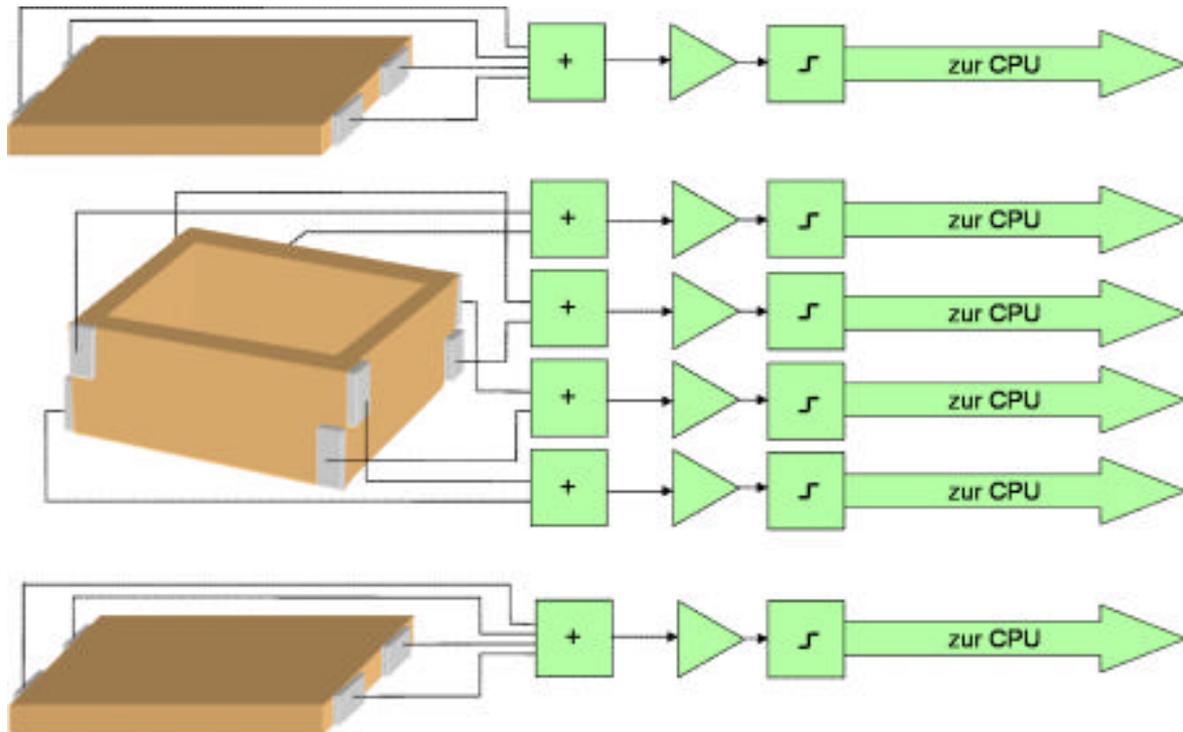
Die für die Datengewinnung mit NEUDOS aufgebaute Elektronik basiert im Wesentlichen auf dem schon im DOSTEL verwendeten Aufbau. Die beiden PIN-Photodioden des inneren Detektors sind direkt mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden, der direkt neben der jeweiligen Diode befestigt ist. Der Spannungspuls am Ausgang der ladungsempfindlichen Vorverstärker wird über ein Kabel zu der Elektronikbox geleitet, wo eine weitere Verarbeitung stattfindet. Die Signale der beiden Photodioden werden in identischen unabhängigen Analogkanälen weiterverarbeitet. Den Ladungsempfindlichen Vorverstärkern ist ein Pulsformer mit einer Zeitkonstante von  $2\mu\text{s}$  nachgeschaltet. Dieser Pulsformer besteht aus einem CR-RC-RC Filter, welches einen Hochpass mit zwei folgenden Tiefpässen entspricht. Am Eingang der Elektronikbox wird das Signal zunächst über einen zweistufigen Pulsverstärker weiter verstärkt. Die erste Stufe verstärkt das Signal um einen Faktor von 48,7. Am Ausgang des ersten Pulsverstärkers erfolgt eine Zweiteilung, zum einen wird das Signal zu dem Analog-Digital-Wandler 1 geleitet, zum anderen wird das Ausgangssignal des ersten Verstärkers nochmals um den Faktor 12,7 verstärkt und dann vom Analog-Digital-Wandler 2 digitalisiert. Den Analog-Digital-Wandlern sind Peak-Detektoren vorgeschaltet, die den höchsten Spannungswert des eingehenden Signals über längere Zeit halten und so auslesbar machen. Die Wandlung erfolgt mit 8-Bit-Wandlern, somit stehen für jeden Wandler 256 Kanäle zur Verfügung. Die 256 Kanäle des Analog-Digital-Wandlers 1 werden als oberer Kanalbereich bezeichnet, die 256 Kanäle des Analog-Digital-Wandlers 2 als unterer Kanalbereich. Aufgrund der Verstärkung durch den zweiten Pulsverstärker um den Faktor 12,7 hat der untere Kanalbereich eine 12,7-fach höhere Auflösung (kleinere Kanalbreite) und deckt einen 12,7-fach kleineren Energiebereich ab. Das Rauschen der Elektronik wurde mit einem Testpulsgenerator untersucht und beträgt weniger als eine Kanalbreite. Ebenso wurde die Linearität der Elektronik mit einem Pulsgenerator nachgewiesen.



**Abb. 4.8:** Schematische Darstellung der Signalverarbeitung am inneren Detektor

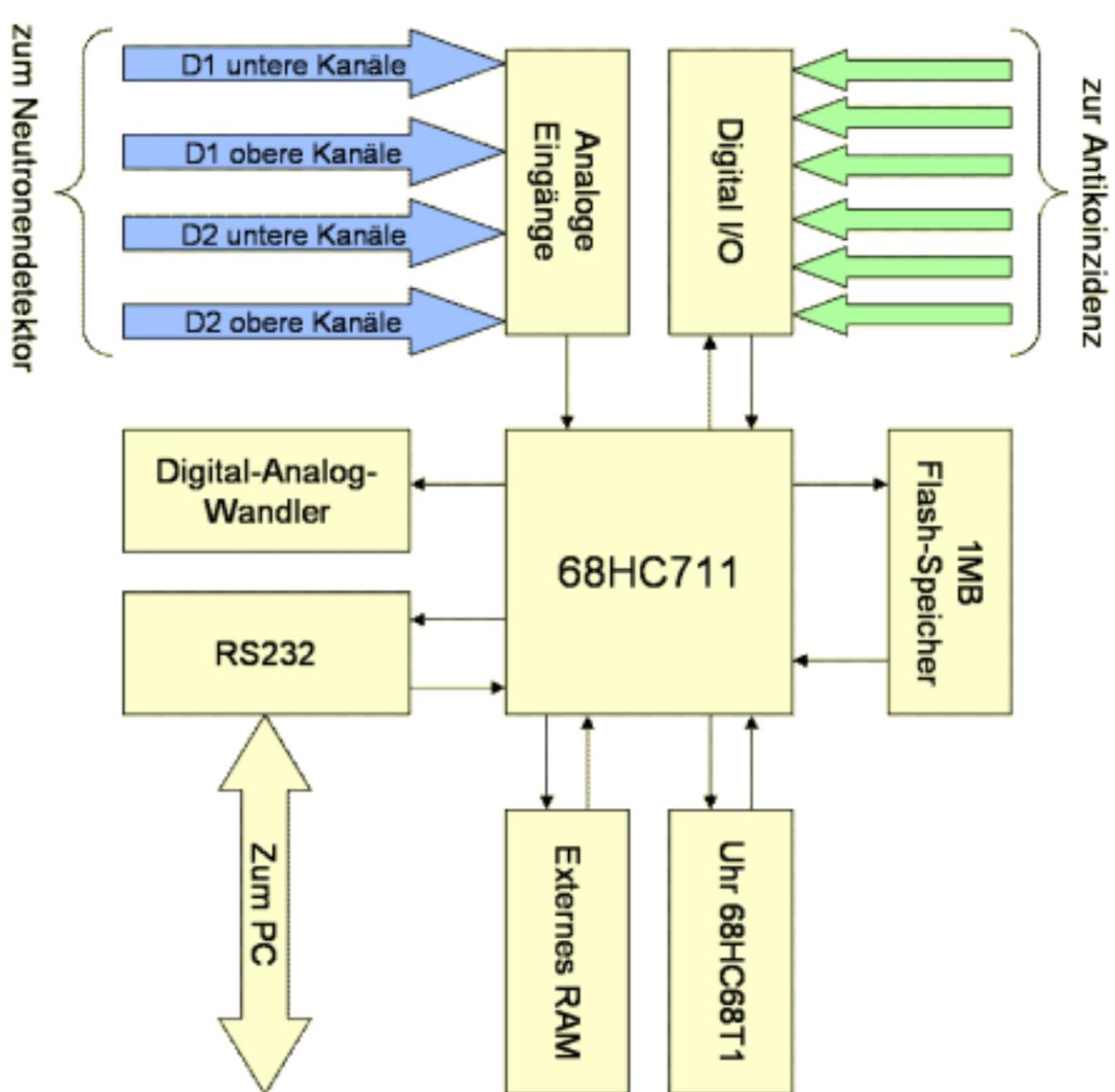
Die Lichtsignale der Antikoinzidenzplatten werden mit insgesamt 16 PIN-Photodioden des Typs S2744-08 von dem Hersteller Hamamatsu Photonics ausgelesen. Jeweils vier dieser Photodioden blicken in die Deckel- bzw. Bodenplatte des Antikoinzidenzsystems. Jede Platte des mittleren Ringes wird durch zwei Photodioden ausgelesen. Auf der Rückseite jeder dieser 16 Photodioden ist direkt der jeweilige ladungsempfindliche Vorverstärker (LEV) befestigt, um die Verbindungslänge zwischen den Detektoren und den Eingangs-FETs der Vorverstärker möglichst klein zu halten. Die Ausgangssignale der LEVs der einzelnen Szintillatorplatten werden mit Hilfe von Addierstufen addiert. Die so gewonnenen sechs Signale werden mit Hilfe von sechs Pulsverstärkern ca. um einen Faktor 50 verstärkt. Das verstärkte Signal wird nicht digitalisiert sondern lediglich mit einer Komparatorschaltung geprüft, ob eine Schwellenspannung überschritten wurde. Diese Information, bestehend aus sechs Bit, wird immer dann weiterverarbeitet, wenn der innere Neutronendetektor ein Teilchenereignis registriert hat.

#### 4. Das NEUtronen DOSimeter NEUDOS



**Abb. 4.9:** Schematische Darstellung der Signalverarbeitung der Antikoinzidenzdetektoren.

Gesteuert wird der Digitalteil im Gerät durch einen 8-bit Microcontroller 68HC711 von Motorola, der auch die benötigten A-D-Wandler enthält. Die Daten werden in einem 1MB großen Flash-Speicher von Intel abgelegt (E28F008SA), so dass sie auch bei einer Unterbrechung der Stromversorgung nicht verloren gehen. Um die gemessenen Daten zeitlich referenzieren zu können, wird der Uhrenbaustein 68HC68T1 verwendet, der Uhrenbaustein ist durch einen 100mF Elektrolytkondensator gepuffert. Diese Pufferung erlaubt dem Uhrenbaustein im Falle einer Unterbrechung der Spannungsversorgung für einige Stunden weiterzuarbeiten. Die Daten werden mit Hilfe einer RS232 Schnittstelle zu einem PC übertragen. Die Daten wurden bei den Messungen als Einzelereignisse im Speicher abgelegt, das bedeutet, für jedes Teilchen wurden drei Byte erzeugt und abgespeichert. Zwei der drei Byte bestehen aus den digitalisierten Pulshöhen der beiden inneren Detektoren, wobei hier die unteren Kanäle verwendet werden. Nur wenn diese einen Überlauf zeigen, werden die oberen Kanäle verwendet. Ob die unteren oder die oberen Kanäle abgelegt sind, ist in dem dritten Byte, dem Statusbyte gespeichert, hier werden ebenfalls sechs Bit zum Status der

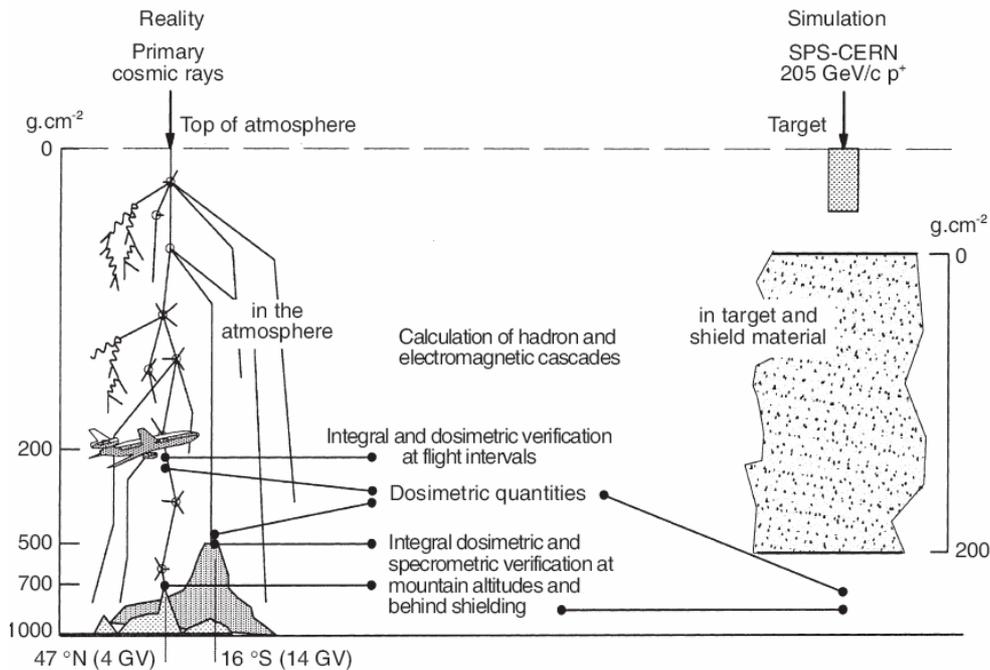


**Abb. 4.10:** Schematische Darstellung des Digitalteils von NEUDOS.

Antikoinzidenz abgelegt, denen man also entnehmen kann, welche der Antikoinzidenzplatten ebenfalls ein Teilchenereignis registriert hat. Um die Triggerschwellen des Neutronendetektors anpassen zu können, werden diese mit Hilfe zweier Digital-Analog-Wandler gesetzt. Hierdurch ist es möglich, die Ansprechschwelle bis dicht an das Rauschen des Detektors und der Elektronik einzustellen.

## 5. Kalibrierung von NEUDOS

Das Instrument NEUDOS wurde am CERF Strahlplatz am CERN in Genf kalibriert. Zum einen wurde eine Energiekalibrierung mit relativistischen Myonen durchgeführt. Zum anderen wurde für das NEUDOS mit definierten Neutronendosen ein mittlerer Qualitätsfaktor bestimmt.



**Abb. 5.1:** Das durch Kosmische Strahlung erzeugte Feld und die Simulation am CERN/CERF [Mitaroff, Silari, 2002].

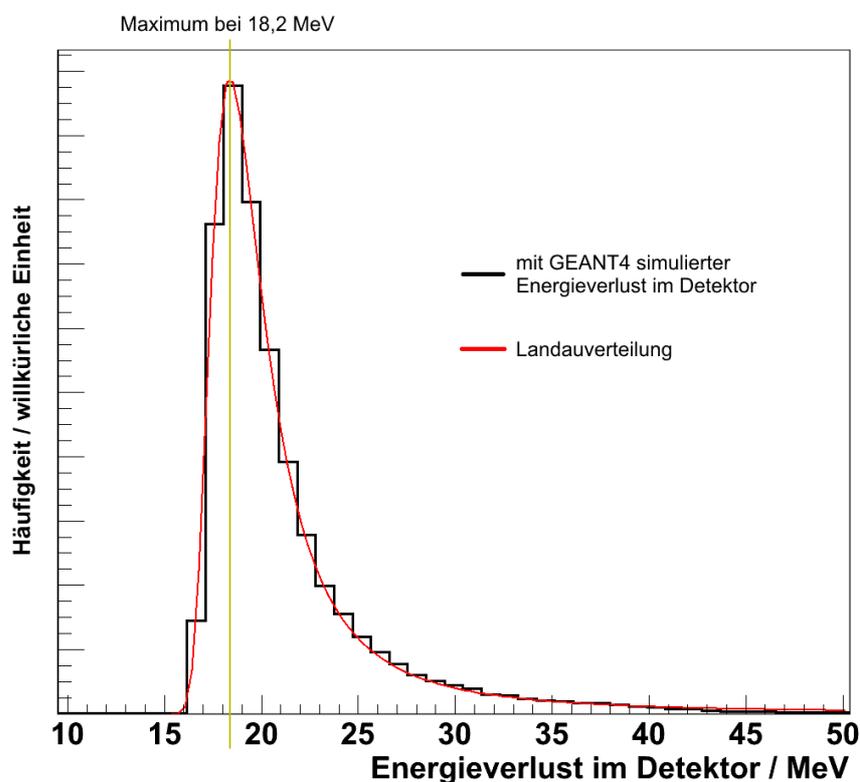
Das „CERN EU High Energy Reference Field“ (CERF) ist eine Einrichtung, die das gemischte Strahlenfeld an Bord von Verkehrsflugzeugen simulieren soll. Das CERF-Feld gilt als Europäisches Referenzfeld für die Interkalibration von verschiedenen Strahlenmessgeräten. Es befindet sich auf dem nördlichen Experimentiergelände des CERN in der Nähe von Prévessin (Frankreich). Der CERF Aufbau befindet sich in der H6 Sekundärstrahllinie des Super Proton Synchrotron (SPS). Das Feld wird erzeugt, indem positiv geladene Hadronen (35% Protonen, 61% Pionen und 4% Kaonen) auf ein zylindrisches Kupfertarget mit einem Durchmesser von 7 cm und einer Länge von 50 cm geschossen werden. Das Kupfertarget befindet sich unter einer 40 cm dicken Eisenabschirmung bzw. einer 80 cm dicken Betonabschirmung. Für die mit NEUDOS verwendeten Messungen wurde ausschließlich die Position unter der Betonabschirmung verwendet. Auf der oberen Betonabschirmung befindet sich ein Raster aus 4x4 Positionen mit jeweils einer Fläche von

50x50 cm<sup>2</sup>. Für jede dieser 16 Positionen sind die spektralen Teilchenflüsse in Abhängigkeit der primären Teilchenintensität für verschiedene Teilchen mit dem Monte Carlo Code FLUKA berechnet und mit verschiedenen Messgeräten nachgemessen worden. Die Intensität des Primärstrahls wird mit Hilfe von Luftgefüllten Präzisions-Ionisationskammern (PIC, Precision Ionisation Chamber) gemessen, hierbei entspricht ein PIC-Count  $2,2 \times 10^4 \pm 10\%$  Primärteilchen, die das Kupfertarget treffen.

Zusätzlich wird der Primärstrahl von einem Myonenhalo begleitet. Die Myonen werden hierbei an dem Target im SPS erzeugt, mit dem der H6 Sekundärstrahl ausgekoppelt wird. Dieser Myonenhalo befindet sich im Wesentlichen oberhalb der H6 Linie, also ist der Hintergrund an relativistischen und damit minimalionisierenden Myonen auf dem Strahlplatz zu berücksichtigen, solange man ein Instrument verwendet, welches in der Lage ist, minimalionisierende Myonen zu detektieren. Da die Myonen an dem Target im SPS erzeugt werden, ist ihre Intensität unabhängig von der eingestellten PIC-Rate, sondern hängt vielmehr vom Teilchenfluss an dem Auskoppeltarget im SPS ab.

### Energiekalibrierung im CERF Feld

Die strahlbegleitenden Myonen wurden verwendet, um den Hauptdetektor von NEUDOS zu kalibrieren. Die Myonen deponieren im Mittel in dem Plastikmaterial ca. 2 MeV/cm was zu einer Energiedeposition von 10 MeV in 5 cm Plastikmaterial bzw. 20 MeV in 10 cm Szintillatormaterial führt. Für die Kalibrierung wurde das Maximum der Landauverteilung verwendet, da dies leichter zu identifizieren ist. Dies Maximum liegt aufgrund der Asymmetrie der Landauverteilung bei etwas niedrigerer Energie als der mittlere Energieverlust.



**Abb. 5.2:** Monte Carlo Simulation des Energieverlustes von relativistischen Myonen in 10 cm Detektormaterial (BC430 Szintillator) zur Kalibration des Detektors.

Jeder gemessenen Impulshöhe kann man einen Energieverlust im Detektor zuordnen. Aus der gemessenen Impulshöhenverteilung kann man so eine Energieverlustkalibrierung erhalten. Der in dem Microcontroller enthaltene Analog-Digitalwandler ist so abgestimmt, dass er ab einem Offset von 21 mV eine Kanalbreite von 9 mV aufweist, so erhält man für die Kalibrierung folgenden Zusammenhang:

$$\Delta E[\text{MeV}] = (\text{Kanal} \cdot 9\text{mV} + 21\text{mV}) \cdot K \left[ \frac{\text{MeV}}{\text{mV}} \right] \quad \text{mit } K = \text{Kalibrierfaktor}$$

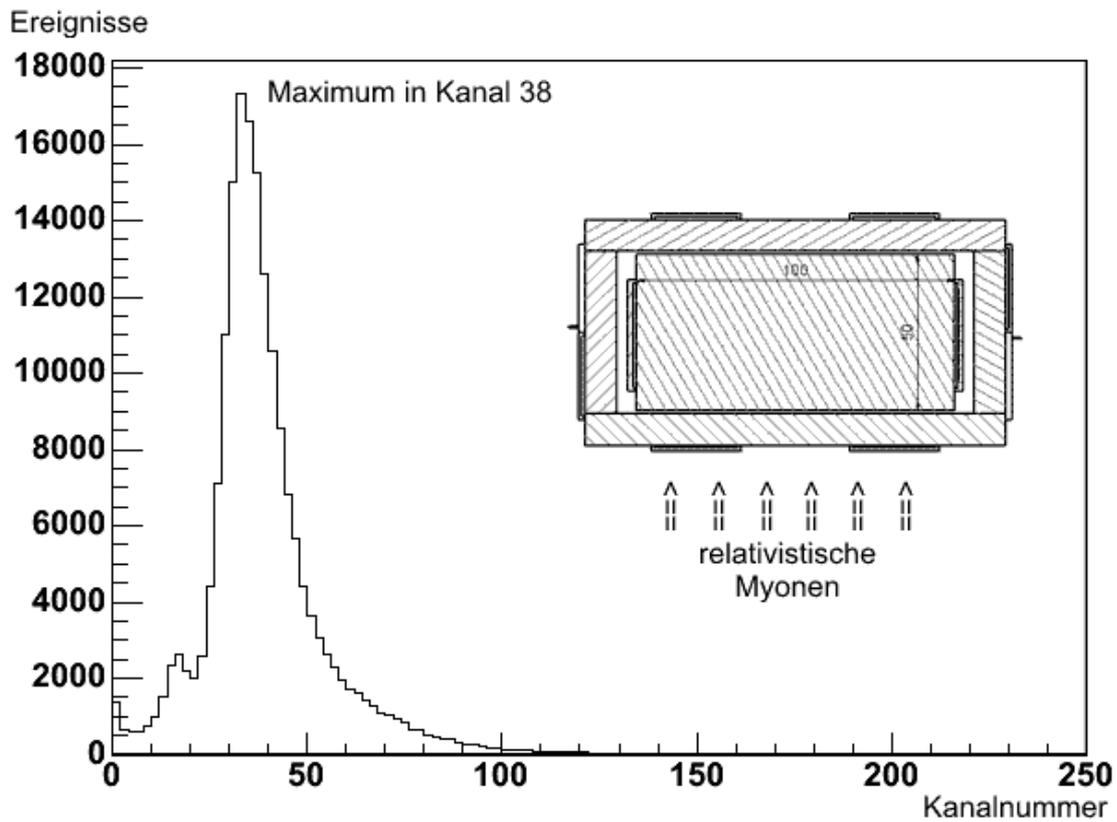


Abb. 5.3: Energieverlustspektrum von relativistischen Myonen, welche 5cm des Detektors durchdringen.

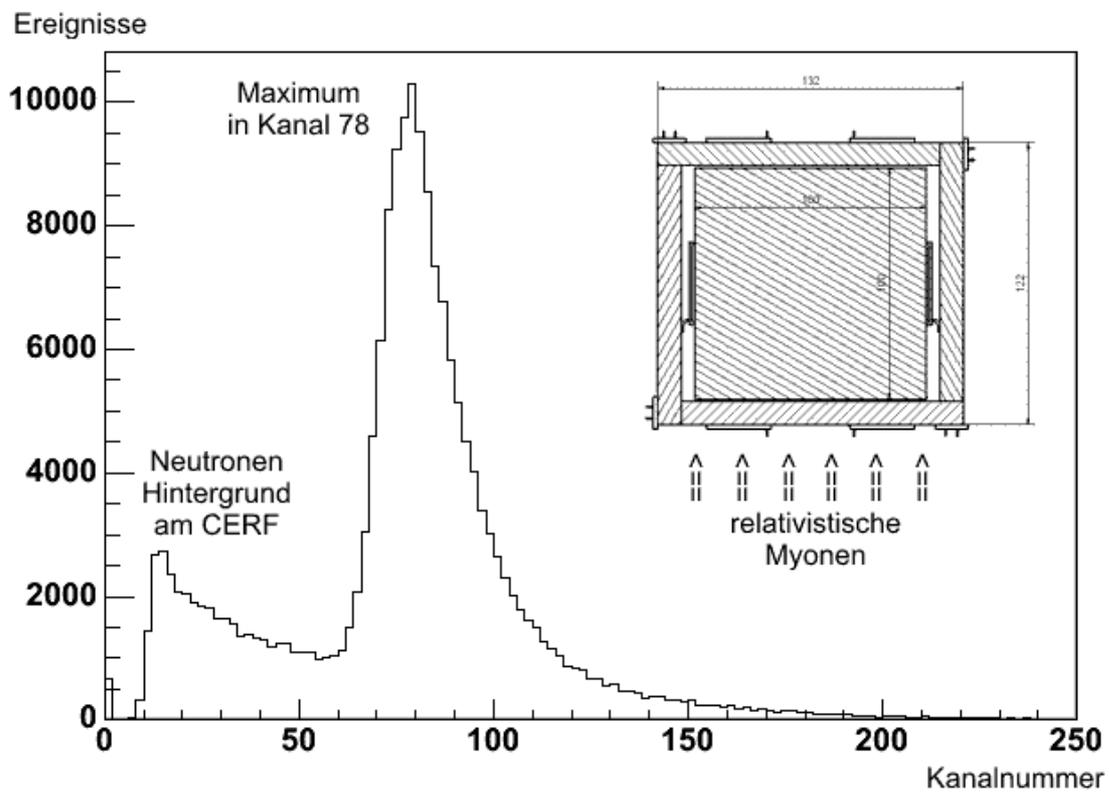
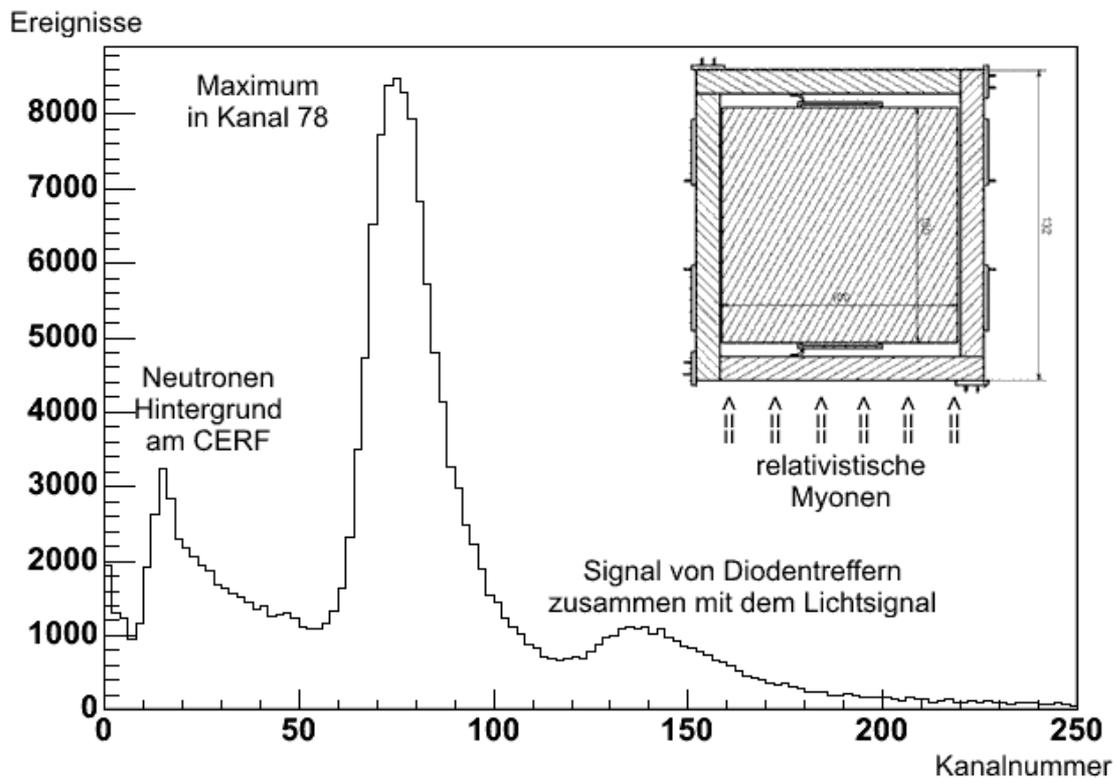


Abb. 5.4: Energieverlustspektrum von relativistischen Myonen, welche 10cm des Detektors durchdringen.



**Abb. 5.5:** Energieverlustspektrum von relativistischen Myonen, welche 10cm des Detektors durchdringen. Der Myonenstrahl läuft hier von vorne nach hinten durch den Detektor, was dazu führt, dass die auslesenden PIN-Photodioden von den Myonen getroffen werden und in ihnen wie in einem Halbleiterdetektor ebenfalls ein Signal erzeugt wird, welches sich bei diesen Ereignissen zu dem Lichtsignal aus dem Szintillator addiert.

Mit einem häufigsten Energieverlust für relativistische Myonen in 10cm Szintillatormaterial erhält man so für den Kalibrierfaktor K:

$$K = \frac{18200\text{keV}}{78 \cdot 9\text{mV} + 21\text{mV}} = 25,07 \text{ keV/mV}$$

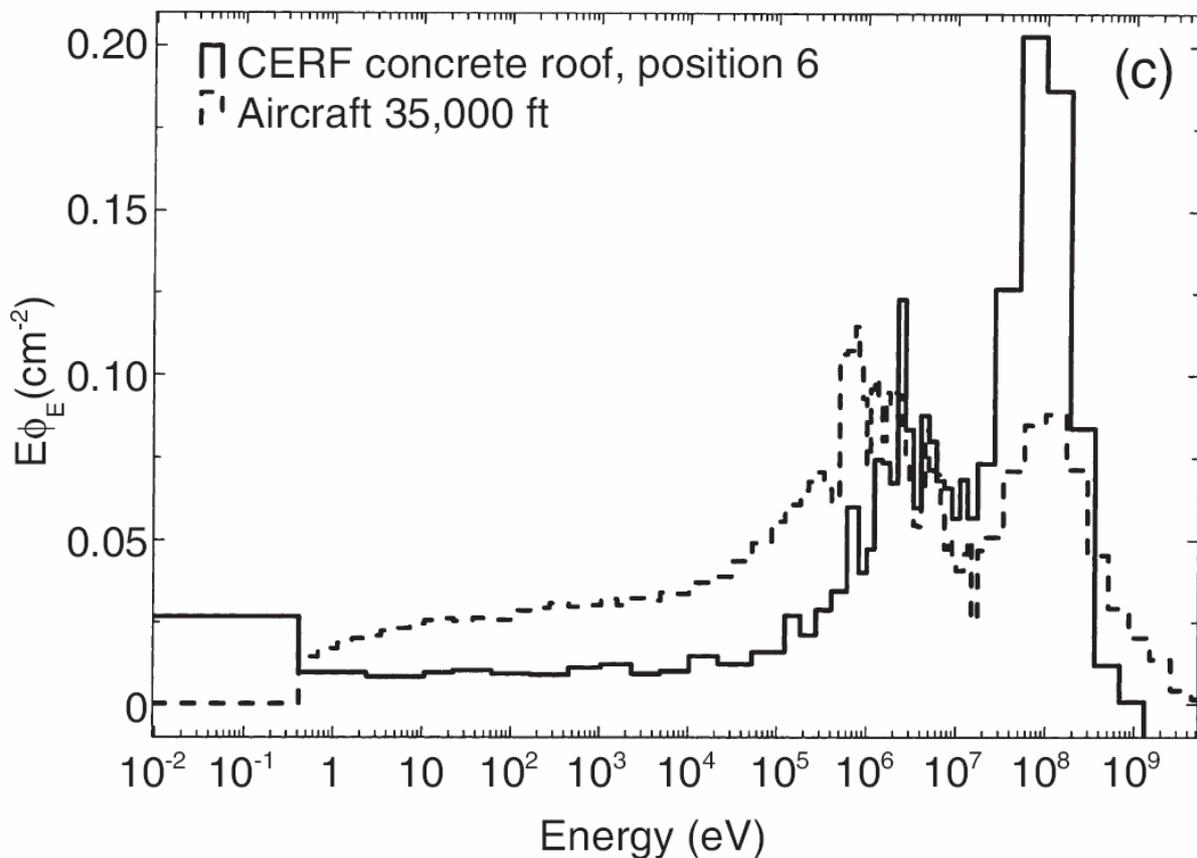
Analog erhält man für einen Energieverlust in 5cm Szintillatormaterial:

$$K = \frac{9100\text{keV}}{38 \cdot 9\text{mV} + 21\text{mV}} = 25,17 \text{ keV/mV}$$

Im Mittel also  $K=25,12 \pm 0,05 \text{ keV/mV}$ . Als Fehler ist hierbei der Fehler des Mittelwertes angegeben.

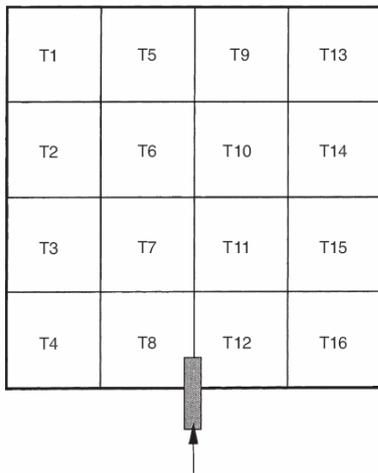
### Kalibrierung der Äquivalentdosis

Desweiteren wurde in dem „CERN EU High Energy Reference Field“ (CERF) Feld eine Kalibrierung der gemessenen Äquivalentdosisleistung durchgeführt. Das hier erzeugte Strahlungsfeld ist dem Feld in Verkehrsflugzeugen sehr ähnlich und wird als Referenz für den Vergleich verschiedener Detektorsysteme für die Dosimetrie verwendet. Außerdem dient das CERF Feld der Kalibration verschiedener Strahlungsdetektoren für die Luft- und Raumfahrt. Da das CERF Feld als anerkannte Referenz für Dosimeter in der Luftfahrt gilt, wurde auch der NEUDOS Detektor in diesem Strahlungsfeld am CERN kalibriert.



**Abb. 5.6:** Neutronenspektrum am CERN/CERF auf der Position CT6 im Vergleich zum Neutronenspektrum in 35000ft [Mitaroff, Silari, 2002].

## 5. Kalibrierung von NEUDOS



Pos.	PIC/spill	HANDI TEPC			LINUS (neutrons)	FLUKA (neutrons)
		Total	High LET	Low LET		
CT1	2500	2.86 ± 0.19	2.30 ± 0.17	0.56 ± 0.03	2.07 ± 0.23	<b>2.16</b>
CT2	3400	3.20 ± 0.21	2.56 ± 0.19	0.64 ± 0.03	2.20 ± 0.33	
	4150	2.88 ± 0.18	2.36 ± 0.16	0.52 ± 0.03	2.03 ± 0.17	
	Average		<b>2.46 ± 0.25</b>		<b>2.12 ± 0.37</b>	
CT3	3100	2.74 ± 0.17	2.23 ± 0.15	0.51 ± 0.03	2.02 ± 0.22	<b>2.13</b>
CT4	6000	2.18 ± 0.13	1.84 ± 0.11	0.34 ± 0.02	1.56 ± 0.16	<b>1.85</b>
CT5	6500	3.30 ± 0.20	2.63 ± 0.18	0.67 ± 0.03	2.56 ± 0.22	<b>2.54</b>
CT6	3000	3.89 ± 0.24	3.00 ± 0.21	0.89 ± 0.05	2.62 ± 0.22	<b>2.70</b>
CT7	2100	3.94 ± 0.24	3.09 ± 0.21	0.85 ± 0.04	2.66 ± 0.27	<b>2.67</b>
CT8	500	3.03 ± 0.20	1.48 ± 0.15	1.55 ± 0.08	—	
	1150	3.60 ± 0.23	2.34 ± 0.19	1.26 ± 0.06	2.20 ± 0.30	
	6000	2.75 ± 0.16	2.25 ± 0.14	0.50 ± 0.03	2.12 ± 0.16	
	Average		<b>2.02 ± 0.28</b>		<b>2.16 ± 0.34</b>	
CT9	2500	4.03 ± 0.26	3.03 ± 0.22	1.00 ± 0.05	2.56 ± 0.25	<b>2.53</b>
CT10	2050	4.37 ± 0.28	3.33 ± 0.24	1.04 ± 0.05	2.73 ± 0.24	
	6500	3.64 ± 0.22	2.98 ± 0.19	0.66 ± 0.03	2.81 ± 0.25	
	Average		<b>3.16 ± 0.31</b>		<b>2.77 ± 0.35</b>	
CT11	6500	3.72 ± 0.23	3.13 ± 0.21	0.59 ± 0.03	2.73 ± 0.23	<b>2.65</b>
CT12	5000	3.13 ± 0.18	2.54 ± 0.16	0.59 ± 0.03	2.20 ± 0.17	
	5500	3.19 ± 0.19	2.62 ± 0.17	0.57 ± 0.03		
	Average		<b>2.58 ± 0.23</b>		<b>2.20 ± 0.17</b>	
CT13	1150	3.98 ± 0.29	2.48 ± 0.24	1.50 ± 0.08	2.11 ± 0.24	
	4150	3.05 ± 0.17	2.43 ± 0.15	0.62 ± 0.03	2.15 ± 0.21	
	Average		<b>2.46 ± 0.28</b>		<b>2.13 ± 0.32</b>	
CT14	3400	3.86 ± 0.24	2.92 ± 0.21	0.94 ± 0.05	2.33 ± 0.23	<b>2.22</b>
CT15	6500	3.13 ± 0.19	2.56 ± 0.17	0.57 ± 0.03	2.23 ± 0.22	<b>2.07</b>
CT16	5000	2.64 ± 0.15	2.16 ± 0.13	0.48 ± 0.02	1.80 ± 0.17	
	5500	—	—	—	1.82 ± 0.18	
	Average		<b>2.16 ± 0.13</b>		<b>1.81 ± 0.25</b>	

**Tabelle 5.1:** Darstellung der verschiedenen Messpositionen am CERF und die angegebenen Referenzäquivalentdosen durch das CERN. Die Positionen T... auf der Betonabschirmung sind gleichbedeutend mit der Bezeichnung CT... (für ‚Concrete Top‘). Die Referenzdosen sind als berechnete und gemessene Werte angegeben [Dimovasili, 2002].

Mit NEUDOS wurde auf den Positionen CT4, CT5, CT6, CT7, CT8 im Juni und Juli 2002 die Neutronendosis gemessen, um einen mittleren Qualitätsfaktor für das Neutronenfeld in Reise Flughöhen zu bestimmen. Die verschiedenen Positionen am Strahlplatz sind von den Mitarbeitern des CERN jeweils simuliert wie auch vermessen worden. Die Strahlintensität wird mit einem PIC-Counter (Precision Ionisation Chamber) gemessen und durch das CERN wird eine Äquivalentdosisleistung pro PIC-Count angegeben. Für die Kalibration von NEUDOS wurden die mit dem Instrument LINUS gemessenen Neutronenäquivalentdosen genutzt und die von NEUDOS mit Antikoinzidenzbedingung gemessenen Energiedosen verwendet um einen mittleren Qualitätsfaktor  $\bar{Q}$  für den Neutronenanteil an der gemessenen Äquivalentdosis zu bestimmen. Um einen mittleren Qualitätsfaktor für das vorhandene Spektrum zu bestimmen wurden die PIC-Counts gezählt während die Dosis in dem inneren Szintillator mit NEUDOS gemessen wurde. Der das Feld erzeugende Primärstrahl wird alle

16,8 s für einen Spill von 5,1 s Länge aus dem SPS ausgekoppelt und auf das Kupfertarget gelenkt. Die Intensität ist während der Spills an den Messpositionen um ein Vielfaches höher als die zu erwartenden Intensitäten in der Luftfahrt. Dies dient dazu, Strahlungsmessgeräte für die Luftfahrt in relativ kurzer Zeit mit verwendbarer Zählstatistik zu kalibrieren. Insbesondere passiven Detektorsystemen kommen die hohen Intensitäten zu gute. Die gemessenen Dosen, wie auch die Äquivalentdosis pro PIC und die gezählten PICs sind mit den sich so ergebenden Qualitätsfaktoren in Tabelle 5.2 eingetragen.

Angaben vom CERN/CERF				NEUDOS Messung		
position	$\mu\text{Sv}/\text{PIC}$	PICs	$\mu\text{Sv}$ (total)	$\mu\text{Gy}$	$\mu\text{Gy}_{\text{korr}}$	Q
CT4 Juni 2002	1,56E-04	29093	4,54	0,22	0,43	10,48
CT5 Juni 2002	2,56E-04	23733	6,08	0,63	0,87	6,96
CT6 Juni 2002	2,63E-04	19463	5,12	0,53	0,75	6,85
CT7 Juni 2002	2,66E-04	20699	5,51	0,62	0,78	7,09
CT7 Juli 2002	2,66E-04	31746	8,44	0,46	0,86	9,81
CT8 Juli 2002	2,20E-04	30681	6,75	0,67	0,94	7,20
				mittlerer Qualitätsfaktor $\bar{Q}_{\text{CERF}} = 7,03 \pm 0,07$		

**Tabelle 5.2:** Ergebnisse der Messungen mit NEUDOS an verschiedenen Positionen im CERF-Feld. Die  $\mu\text{Sv}/\text{PIC}$  wird hierbei vom CERN zur Verfügung gestellt. Die PIC-Counts werden während der Strahlzeit mit einem Rechner von den Mitarbeitern des CERN aufgenommen und bereitgestellt.

Die im CERF auftretenden hohen Triggerraten im Detektor (z. T.  $>1,5$  kHz) führen dazu, dass die Totzeit der Elektronik berücksichtigt werden muss. Der Digitalteil von NEUDOS benötigt  $190\mu\text{s}$  um ein Ereignis zu verarbeiten. Das Detektorsystem aus PIN-Diode und Szintillator weist keine Totzeit wie z. B. bei Zählrohren auf, so dass eine Totzeitkorrektur erster Art durch den Zusammenhang  $Z' = \frac{Z}{1 - Z \cdot t}$  genügt, wobei  $Z'$  die wahre,  $Z$  die gemessene Zählrate und  $t$  die Totzeit ist. Darüber hinaus werden die Messdaten jeweils nach 1355 Ereignissen vom RAM Speicher in den FLASH Speicher übertragen. Dieser Vorgang dauert 195 ms. Die tatsächliche Messzeit verringert sich also von 5,1 s pro Spill auf  $[5,1 - (N_A \cdot 0,195)]\text{s}$ , wobei  $N_A$  die Anzahl der Abspeicherungen angibt. Diese Beiden Effekte sind in der Tabelle 5.2 in der Spalte ' $\mu\text{Gy}_{\text{korr}}$ ' berücksichtigt, wobei die Spalte ' $\mu\text{Gy}$ ' die gemessenen unkorrigierten Werte enthält. Bei den Messungen auf den Positionen CT4 im Juni 2002 und CT7 im Juli 2002 wurden die Daten bis zu fünfmal pro Spill vom RAM in den FLASH Speicher

## 5. Kalibrierung von NEUDOS

---

verschoben. Zusätzlich führten diese hohen Raten dazu, dass auch die Totzeit zu einem Verlust fast der Hälfte der Teilchen führte. Bei sehr hohen Zählraten kommt es zusätzlich zu dem Effekt, dass wenn ein Teilchen gegen Ende der Totzeit des Digitalteils ein Signal im Detektor und damit in der Analogelektronik erzeugt, diese bei sehr kurz darauf folgenden Teilchen für dieses nicht bereit ist und es somit zu einer zusätzlichen Verfälschung der Messung kommen kann. Aus diesem Grunde wurden die grau hinterlegten Messungen nicht für die Bestimmung des mittleren Qualitätsfaktors herangezogen. Für die späteren Messungen in der Luftfahrt spielt dieser Effekt keine Rolle, da die Zählraten im NEUDOS Detektor bei den Messungen im Flugzeug immer unter  $150 \text{ s}^{-1}$  lagen.

Der mittlere Qualitätsfaktor  $\bar{Q}$  ergibt sich aus den Messungen in dem CERF Strahlungsfeld also als  $\bar{Q}_{CERF} = 7,03 \pm 0,07$ .

Die Ansprechschwelle von NEUDOS liegt bei ca. 1 MeV, Neutronen unterhalb dieser Schwelle werden also nicht berücksichtigt. Neutronen mit niedrigerer Energie tragen bei einer Restatmosphäre von  $250 \text{ g cm}^{-2}$  ca. 20% zur gesamten durch Neutronen verursachten Äquivalentdosis bei [Alberts et al., 1997].

Neutronenenergie in MeV	Äquivalentdosis von Neutronen in einem bestimmten Energiebereich (in % der gesamten Äquivalentdosis von Neutronen)
$<10^{-1}$	2
$10^{-1} - 1$	18
1 - 10	34
$10 - 10^2$	25
$10^2 - 10^3$	20

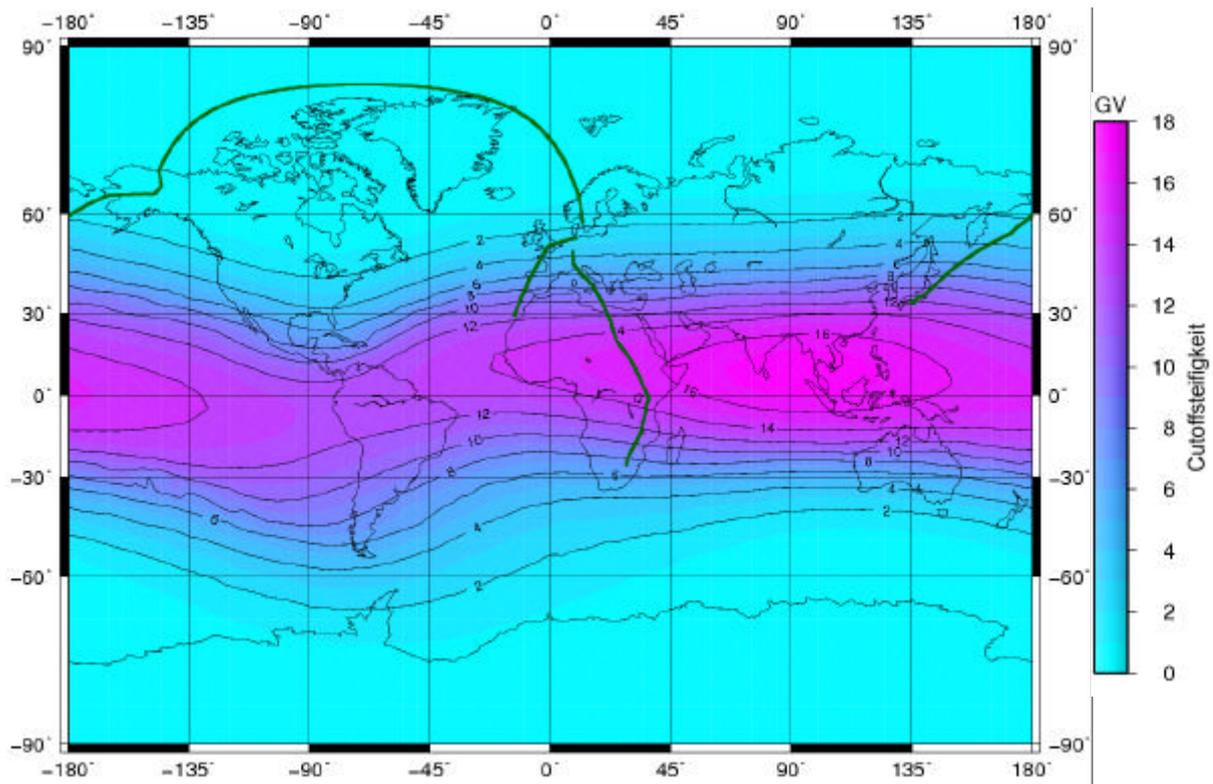
**Tab. 5.3:** Die berechneten Beiträge zur Äquivalentdosis von Neutronen in bestimmten Energieintervallen bei  $250 \text{ g cm}^{-2}$  atmosphärischer Tiefe [Alberts et al., 1997].

Da das Neutronenfeld am CERF dem Energiespektrum von Neutronen in der Atmosphäre entspricht, ist die Korrektur der mit NEUDOS nicht detektierten Teilchen in dem mittleren Qualitätsfaktor von  $\bar{Q}_{CERF} = 7,03 \pm 0,07$  enthalten. Aus diesem Grund wird dieser mittlere

Qualitätsfaktor ohne weitere Korrektur auf die späteren Messungen mit NEUDOS in der Luftfahrt angewendet.

## 6. Messungen in der Luftfahrt

Um den Beitrag der Neutronen zur Strahlenexposition in Verkehrsflugzeugen zu messen, wurden mit dem NEUDOS mehrere Messungen mit der Lufthansa Cargo AG sowie der Condor Flugdienst GmbH durchgeführt.



**Abb 6.1:** Darstellung der Flugrouten auf denen NEUDOS zum Einsatz kam. Hinterlegt ist die vertikale Cutoffsteifigkeit, die Isolinien geben die Cutoffsteifigkeit in Gigavolt (GV) an.

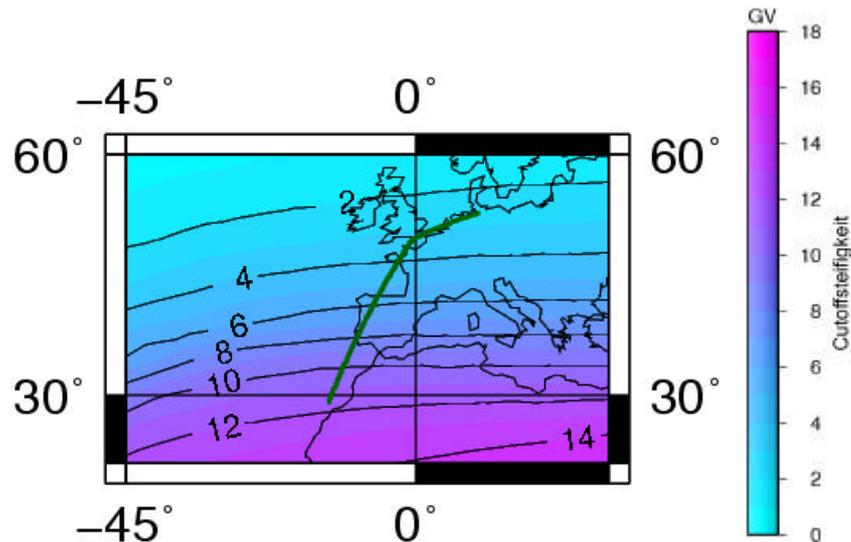
### Hamburg – Fuerte Ventura - Hamburg

Zunächst wurde, um die Einsatzfähigkeit von NEUDOS in einem Verkehrsflugzeug zu testen, im November 2002 ein Messflug mit der Condor Flugdienst GmbH von Hamburg-Fuhlsbüttel nach Fuerte Ventura und zurück durchgeführt. Bei dieser und auch den weiteren Messungen wurde während der Flugzeit mit einer Kombination aus dem schon früher eingesetzten DOSTEL und dem NEUDOS gemessen. Das DOSTEL dient hierbei in erster Linie als LET-Spektrometer, um den mittleren Qualitätsfaktor der geladenen Komponente zu bestimmen. Das DOSimetrie TELEskop DOSTEL ist ein Teilchendetektor, der aus zwei parallel angeordneten Siliziumdetektoren besteht. Die Siliziumdetektoren werden im DOSTEL zur

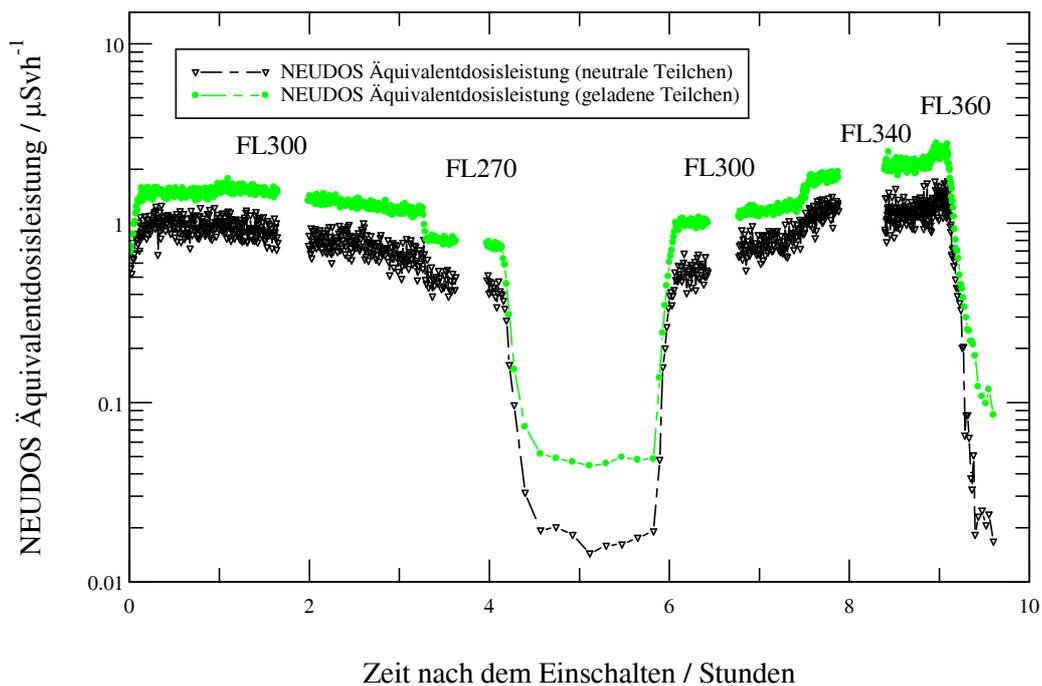
## 6. Messungen in der Luftfahrt

Messung der Dosis durch geladene Teilchen verwendet, durch die Teleskopgeometrie ist es ebenfalls möglich, für die Dosimetrie wichtige LET-Spektren zu bestimmen. Die durch Neutronen induzierte Energiedosis wird hierbei unterschätzt, da Neutronen nur einen geringen Anteil an Energie in Silizium deponieren, vergleicht man den Energieeintrag mit biologischem Gewebe bzw. gewebeäquivalentem Kunststoff [Beaujean et al., 2005].

Bei allen Messflügen folgt aus der Flugzeit bzw. der Messzeit über die Flugroute der Ort der Messung.



**Abb. 6.2:** Darstellung der Flugroute von Hamburg nach Fuerte Ventura zusammen mit der vertikalen Cutoffsteifigkeit in Gigavolt.



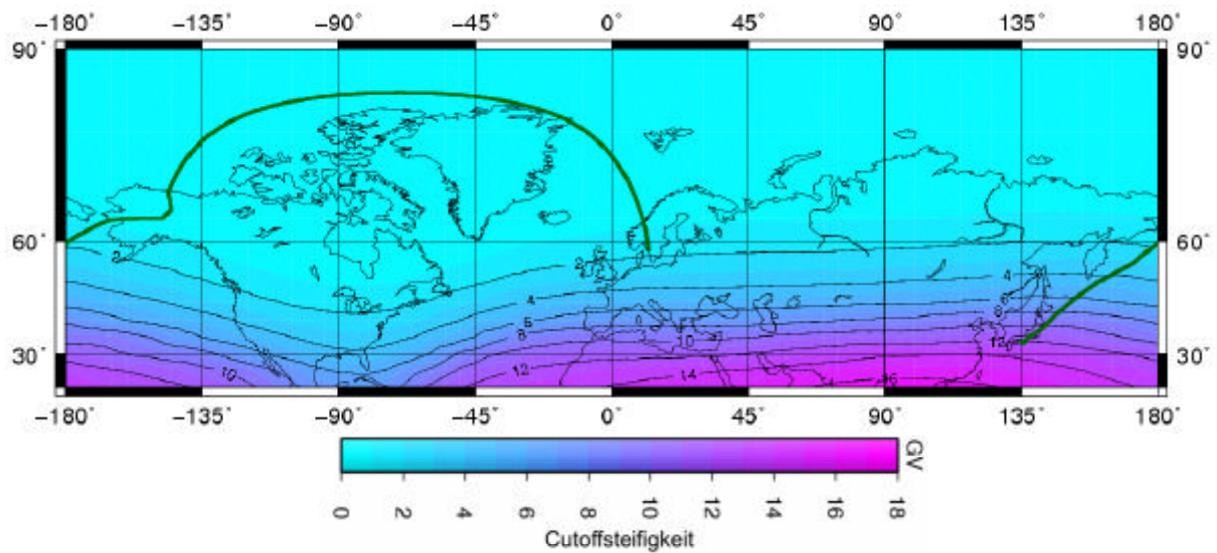
**Abb. 6.3:** Die mit dem NEUDOS gemessene Äquivalentdosisleistung für geladene und ungeladene Teilchen auf dem Flug von Hamburg nach Fuerte Ventura und zurück. In der Mitte ist die Äquivalentdosisleistung am Boden auf Fuerte Ventura zu sehen.

In der Abbildung 6.3 kann man die Abhängigkeit der Äquivalentdosisleistung zum einen von der Flughöhe und zum anderen vom Ort der Messung erkennen. In der Abbildung 6.3 ist die Flughöhe als Flugfläche angegeben, FL300 bedeutet hierbei 30.000 ft. Die Höhenabhängigkeit folgt aus der unterschiedlichen Abschirmung durch die über dem Flugzeug befindliche Restatmosphäre. Die Ortsabhängigkeit hängt mit dem Magnetfeld der Erde zusammen, geladene Teilchen der kosmischen Strahlung werden in der Nähe des Äquators stärker abgelenkt als in der Nähe der magnetischen Pole, wo sie annähernd parallel zu den Magnetfeldlinien in die Magnetosphäre der Erde gelangen. Durch das Erdmagnetfeld werden also besonders bei niedrigen Breiten die Teilchen mit niedriger Energie gefiltert, man spricht hier von ‚magnetischem Cutoff‘. Bei höheren Breiten wirkt ab ca. 60°N die Abschirmung durch die Atmosphäre stärker als die Abschirmung durch das Erdmagnetfeld, wodurch oberhalb dieser Breite keine weitere Ortsabhängigkeit beobachtet werden kann. Hier spricht man von vom ‚Breitengrad-Knie‘. Bei den Lücken in den Daten handelt es sich um die Phasen des Datentransfers aus dem Instrument zu einem PC, während dieser Zeit konnte nicht gemessen werden. Bei allen durchgeführten Messungen wurden alle gemessenen Ereignisse mit ihrer Kanallage im so genannten Einzelereignismodus abgespeichert, was zu einem erhöhten Datenaufkommen führt, aber für eine detaillierte Auswertung von Vorteil ist.

### **Göteborg – Fairbanks – Osaka – Fairbanks – Frankfurt**

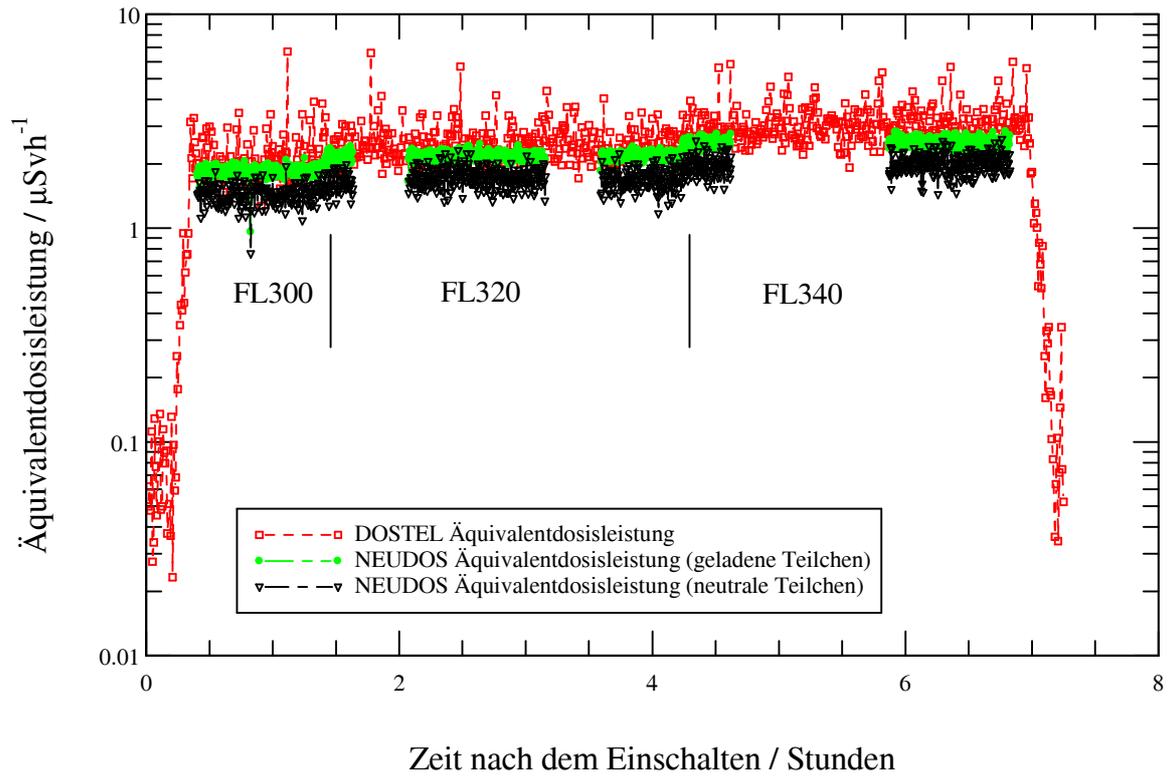
Um den Anteil der Neutronen am Strahlungsfeld bei geringer magnetischer Abschirmung zu bestimmen, wurden im August 2004 mit der Lufthansa Cargo AG Flüge bei hohen Breiten, von Frankfurt über Göteborg (Schweden) nach Fairbanks (Alaska, USA) weiter nach Osaka (Japan) durchgeführt. Im Magnetfeld der Erde bewegte sich diese Messung zwischen 25° nördlicher geomagnetischer Breite (Osaka: 34°25'38"N 135°14'39"E) und führte zwischen Göteborg und Fairbanks bzw. Fairbanks und Frankfurt nahezu am magnetischen Nordpol vorbei. Fairbanks liegt bei ca. 65° nördlicher geomagnetischer Breite (Fairbanks: 64°48'54"N 147°51'23"W), Göteborg bei ca. 57° nördlicher geomagnetischer Breite (Göteborg: 57°39'46"N 12°16'47"E) und Frankfurt bei ca. 51° nördlicher geomagnetischer Breite (Frankfurt: 50°01'35"N 08°32'35"E).

## 6. Messungen in der Luftfahrt

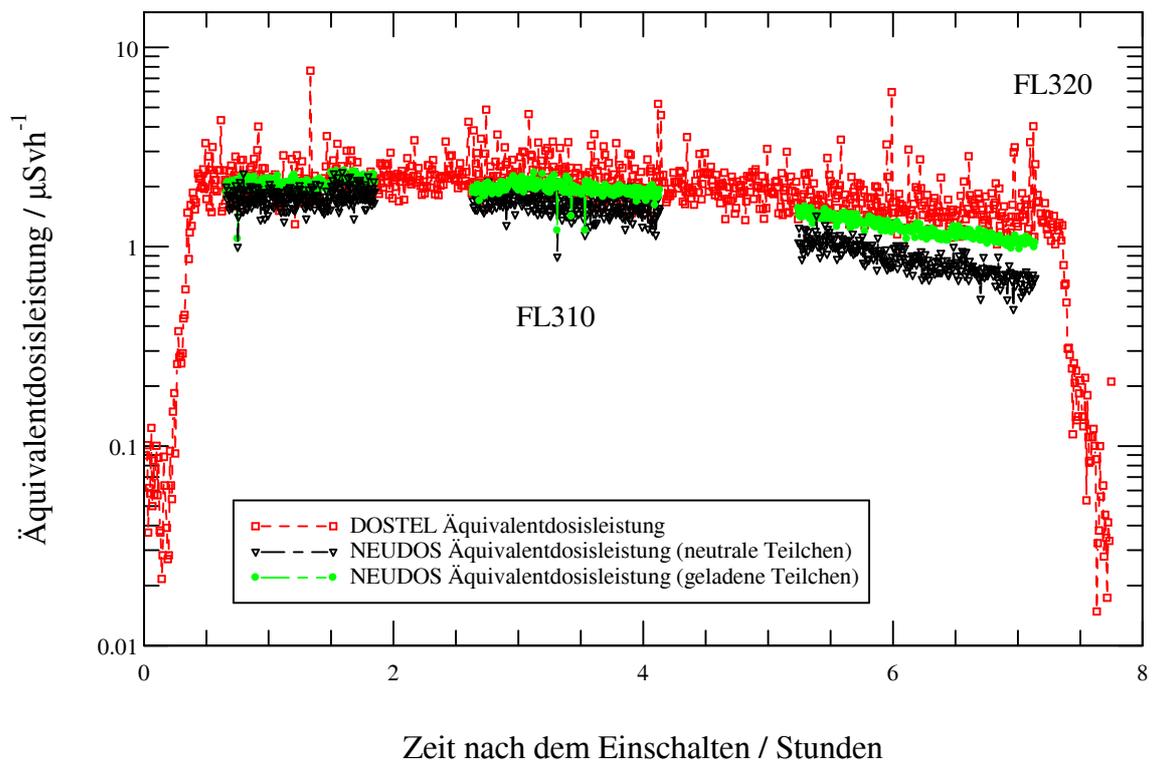


**Abb. 6.4:** Darstellung der Flugroute Göteborg-Fairbanks-Osaka zusammen mit der vertikalen Cutoffsteifigkeit in Gigavolt. Der Flug führte von Göteborg nach Fairbanks nur ca. 80km am magnetischen Nordpol vorbei.

Beispielhaft sind die Profile der Äquivalentdosisleistungen in den Abbildungen 6.4 und 6.5 dargestellt. Die Daten zu allen Flügen finden sich im Anhang B. Auf dem Flug von Göteborg nach Fairbanks wird deutlich, dass bei diesen hohen Breiten keine Abhängigkeit vom Ort der Messung mehr zu beobachten ist. Auf dem Flug von Fairbanks nach Osaka wird die Breitengradabhängigkeit wieder deutlich. Ebenso wird hier auch schon deutlich, dass der Anteil der Neutronen an der gesamten Äquivalentdosis vom Ort der Messung abhängt. Auf dem Flug sinkt zum Ende der Beitrag der ungeladenen Teilchen stärker als der Beitrag der geladenen Teilchen.



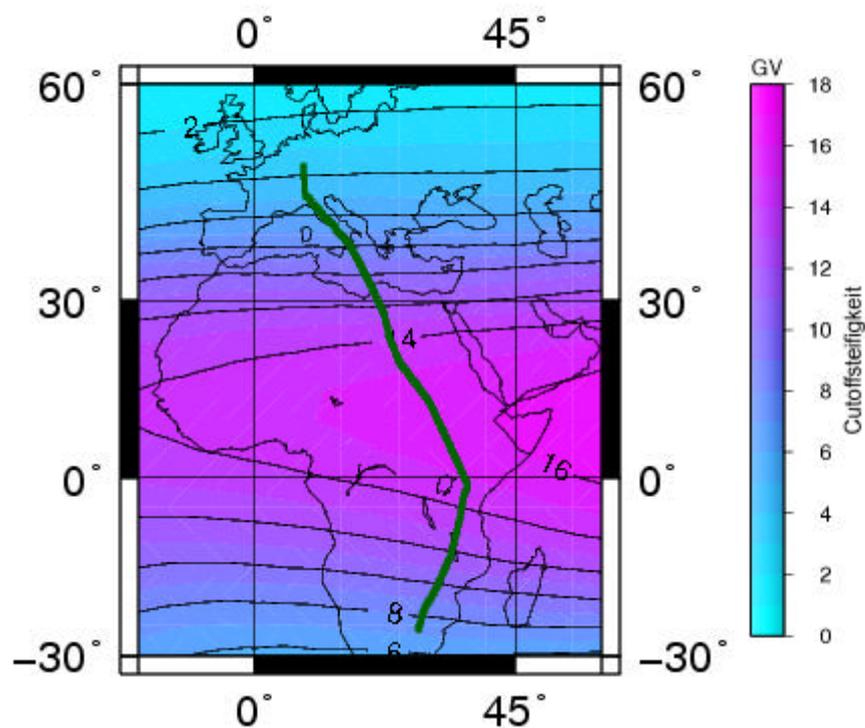
**Abb. 6.5:** Messung auf dem Flug von Göteborg nach Fairbanks



**Abb. 6.6:** Messung auf dem Flug von Fairbanks nach Osaka

### Frankfurt – Nairobi – Johannesburg – Nairobi – Frankfurt

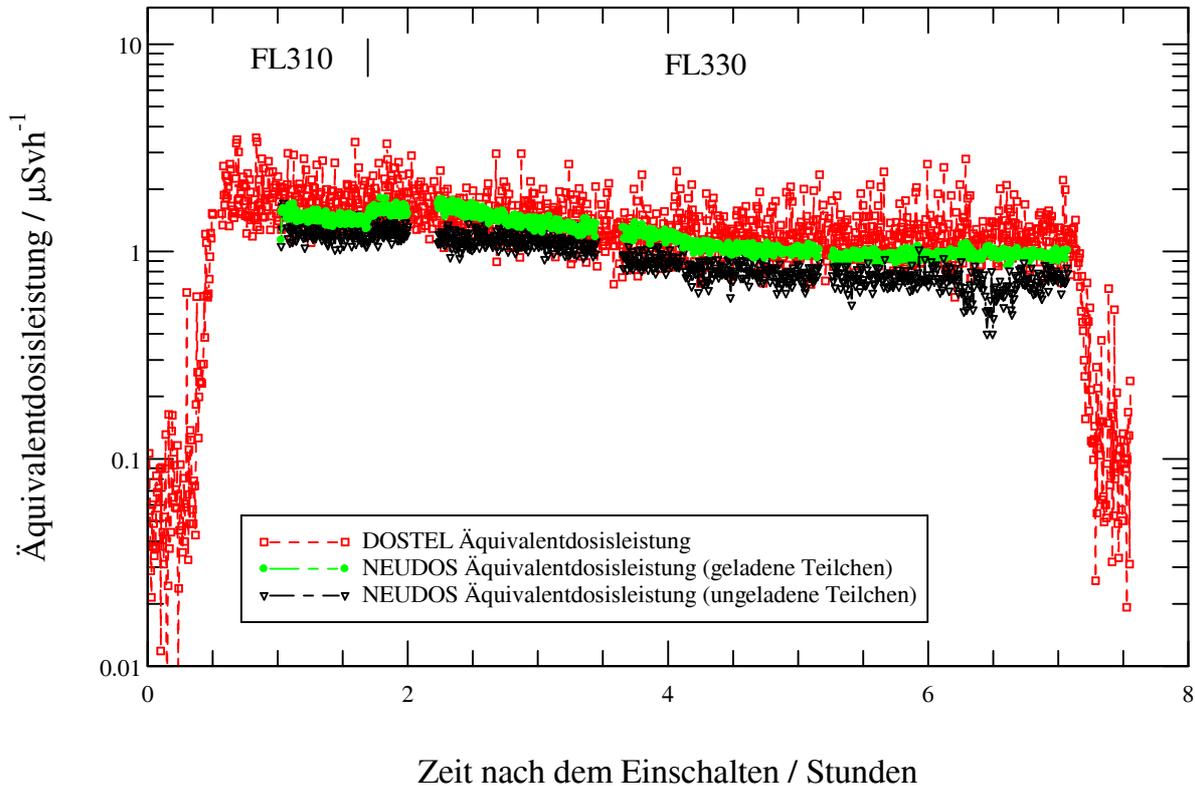
Um nun die Breitengradabhängigkeit des Neutronenbeitrages zum Strahlungsfeld in einem Verkehrsflugzeug zu untersuchen wurde Ende März 2006 ein Flug von Frankfurt über Nairobi nach Johannesburg durchgeführt. Diese Messung führt von Frankfurt über den geomagnetischen Äquator nach Nairobi, was einer geomagnetischen Breite von ca. 4° Süd entspricht (Nairobi: 01°19'09"S 36°55'40"E). Auf dem weiteren Weg nach Johannesburg wurde dann eine südliche geomagnetische Breite von ca. 27° erreicht (Johannesburg: 26°08'21"S 28°14'46"E).



*Abb. 6.7: Darstellung der Flugroute Frankfurt-Nairobi-Johannesburg zusammen mit der vertikalen Cutoffsteifigkeit in Gigavolt.*

Auf allen diesen Messungen wurde das NEUtronen DOSimeter NEUDOS in Kombination mit dem DOSimetrie TELEskop DOSTEL eingesetzt, wobei das NEUDOS für die Dosismessungen in gewebeähnlichem Kunststoff und Bestimmung der neutralen Komponente verwendet wurde. Das DOSTEL kam zum Einsatz um LET-Spektren der geladenen Komponente zu bestimmen, sowie Zeitprofile der Zählrate und der Dosisleistung in Silizium aufzunehmen. Exemplarisch ist in Abbildung 6.8 die Messung auf dem Flug von Frankfurt nach Nairobi zu sehen. Auch hier sind die Daten der weiteren Messungen im Anhang B zu

finden. In der Darstellung ist deutlich die Abhängigkeit der Dosisleistung von dem Ort der Messung zu sehen. Ebenso ist wieder die Abhängigkeit von der Flughöhe deutlich, so stieg die Maschine auf dem Flug von Frankfurt nach Nairobi ca. 1,5 h nach dem Einschalten des DOSTEL von FL310 auf FL330 (d.h. von 31000 Fuß auf 33000 Fuß) und behielt diese Flughöhe bis zur Landung in Nairobi bei.



**Abb.6.8:** Messung auf dem Flug von Frankfurt nach Nairobi

Auf dem Rückflug von Nairobi nach Frankfurt war die Messung aufgrund eines Fehlers in der Elektronik stark gestört. Aus diesem Grund wird dieser Flug in der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt.

Bei allen Messungen fällt auf, dass die mit dem NEUDOS gemessene Äquivalentdosisleistung für geladene Teilchen in etwa der mit dem DOSTEL gemessenen Äquivalentdosisleistung entspricht. Da das Ansprechvermögen der im DOSTEL eingesetzten Siliziumdetektoren für Neutronen gering ist, wird die gesamte Äquivalentdosisleistung in der Messung mit dem DOSTEL unterschätzt [v. Lány, 2001].

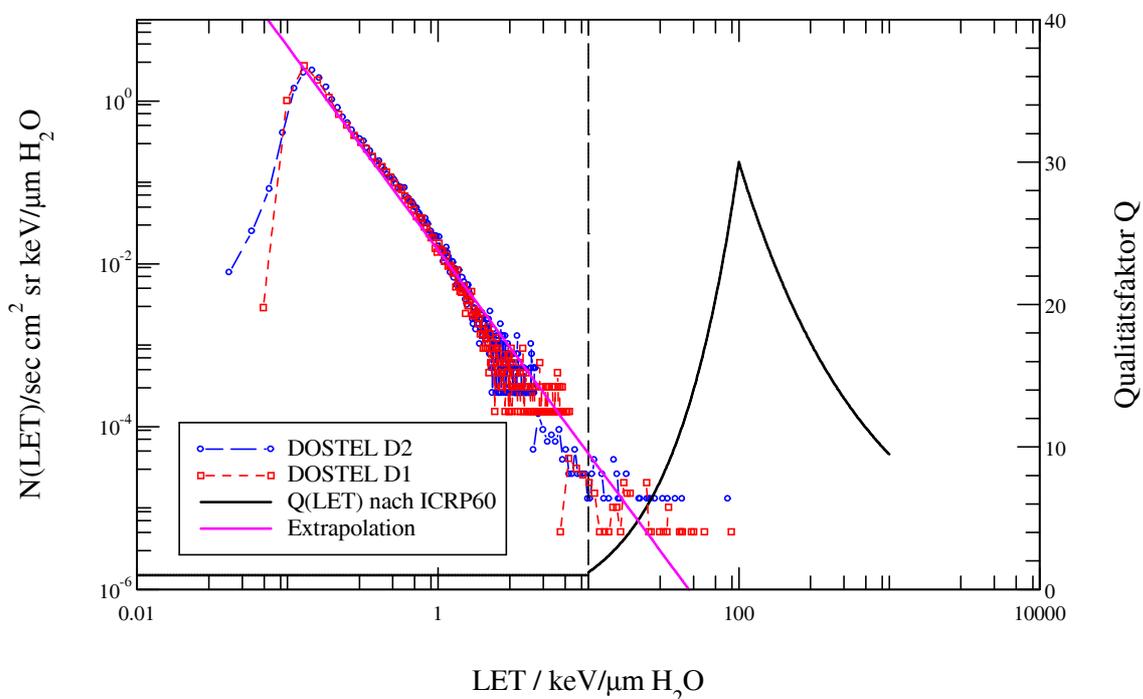
## 7. Auswertung und Diskussion

Um für die Dosimetrie relevante Informationen zu erhalten, ist es wichtig, aus den gemessenen Daten Dosisleistungen und Äquivalentdosisleistungen zu bestimmen. Aus den Messungen mit dem Siliziumteleskop DOSTEL erhält man schnell die Dosisleistung in Silizium und LET-Spektren der geladenen Teilchen. Aus den LET-Spektren lässt sich zusammen mit der Definition des Qualitätsfaktors  $Q$  der mittlere Qualitätsfaktor  $\bar{Q}$  bestimmen:

$$\bar{Q} = \frac{\int Q \cdot H(LET)}{\int H(LET)}$$

Der Abfall des LET-Spektrums gehorcht dem Zusammenhang  $N(LET) = 0,0148 \cdot LET^{-2,52}$ . Extrapoliert man das gemessene LET-Spektrum zu hohem LET und verteilt entsprechend die Einträge im Überlauf, ergibt sich für die geladenen Teilchen ein mittlerer Qualitätsfaktor  $\bar{Q}$ :

$$\bar{Q}_{DOSTEL} = 1,57 \pm 0,1$$



**Abb. 7.1:** Mit DOSTEL auf dem Flug von Göteborg nach Fairbanks gemessenes LET-Spektrum geladener Teilchen zusammen mit dem nach ICRP 60 vom LET abhängigen Qualitätsfaktor  $Q$ .

Dieser mittlere Qualitätsfaktor beinhaltet jedoch nur den Anteil geladener Teilchen an der gesamten Äquivalentdosis. Um den Beitrag durch den Neutronenanteil im Strahlungsfeld an Bord von Verkehrsflugzeugen zu bestimmen, werden die mit dem Neutronendetektor NEUDOS gewonnenen Daten hinzugenommen. Der für die Dosimetrie wichtige Qualitätsfaktor für Neutronen ist nach ICRP 60 über die primäre Neutronenenergie definiert. Aus der Kalibrierung im CERF Feld am CERN ergab sich ein mittlere Qualitätsfaktor von

$$\bar{Q}_{CERF} = 7,03 \pm 0,07 ,$$

Dieser wurde bei den Messungen in der Luftfahrt verwendet, um den Äquivalentdosisanteil der Neutronenkomponente zu bestimmen. Der mittlere Qualitätsfaktor ändert sich nur wenig mit der geomagnetischen Breite, er kann daher als konstant für die durchgeführten Messungen betrachtet werden [Roos, 1997].

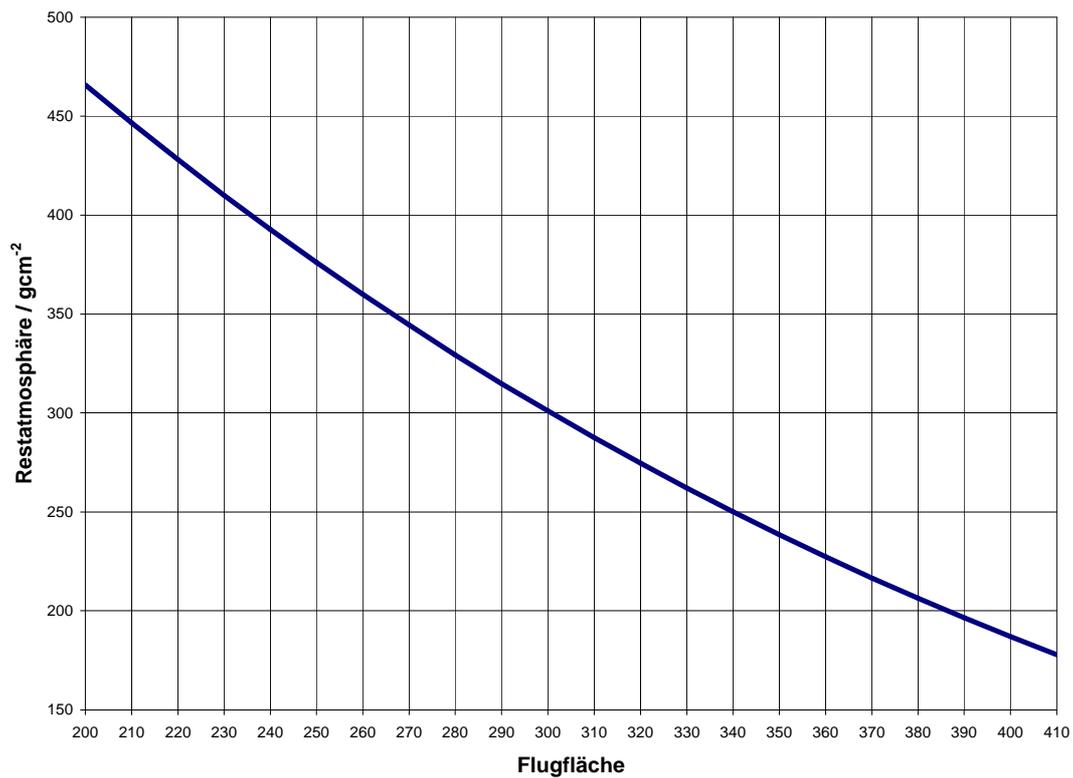
### Höhenabhängigkeit

Um zunächst die Abhängigkeit der Äquivalentdosen von der Flughöhe zu untersuchen, wurden verschiedenen Messungen in unterschiedlichen Flughöhen bei niedrigen magnetischen Breiten und bei hohen magnetischen Breiten untersucht. In der Luftfahrt werden Flughöhen als so genannte Flugflächen (Flightlevel, FL) angegeben. Die Flugfläche hängt ohne weitere Parameter direkt von der atmosphärischen Tiefe ab. Konstante Flugflächen bedeuten also konstante Abschirmung durch die Restatmosphäre. Die Flugfläche gibt die Höhe als Druckhöhe an, d.h. es ist die Höhe, die das Flugzeug bei einem Bodendruck von 1013,25 hPa hätte. Hieraus folgt, dass Flugflächenangaben direkten Rückschluss auf den Druck in der Flughöhe und damit auch auf die Abschirmung durch die Atmosphäre über dem Flugzeug zulassen. Die Flugfläche wird in hundert Fuß angegeben,

z.B.: FL310 = 31000 ft = 9150 m (bei einem Bodendruck von 1013,25 hPa).

Der Druck bzw. die Abschirmung durch die Restatmosphäre ist durch die internationale Standardatmosphäre ( $T=15\text{ °C}=288,15\text{ K}$ ,  $p_0=1013,25\text{ hPa}$ ,  $dT=0,0065\frac{\text{K}}{\text{m}}$ ) wie folgt definiert:

$$p(h) = 1013,25 \cdot \left( 1 - \frac{0,0065 \cdot h}{288,15} \right)^{5,255} \text{ hPa}$$



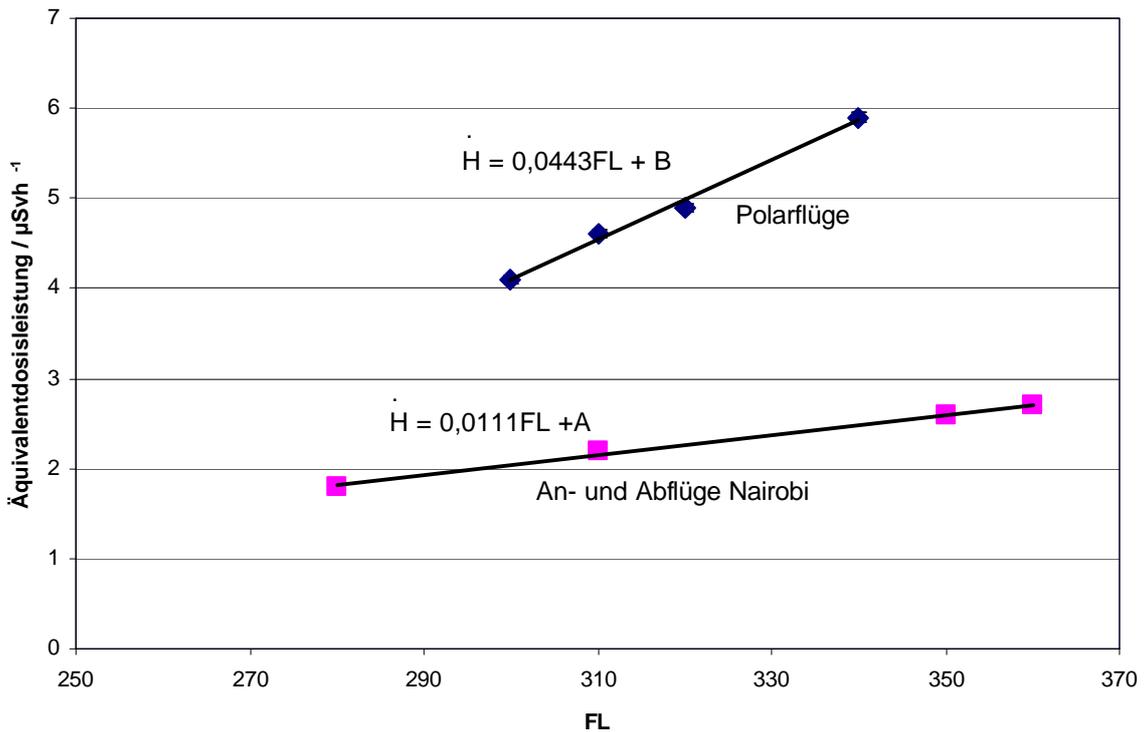
**Abb. 7.2:** Restatmosphäre in Abhängigkeit der Flugfläche

Für hohe Breiten standen verschiedene Flugflächen bei den Polarflügen zur Verfügung, für niedrige magnetische Breiten wurden die An- und Abflüge in Nairobi in verschiedenen Flugflächen benutzt.

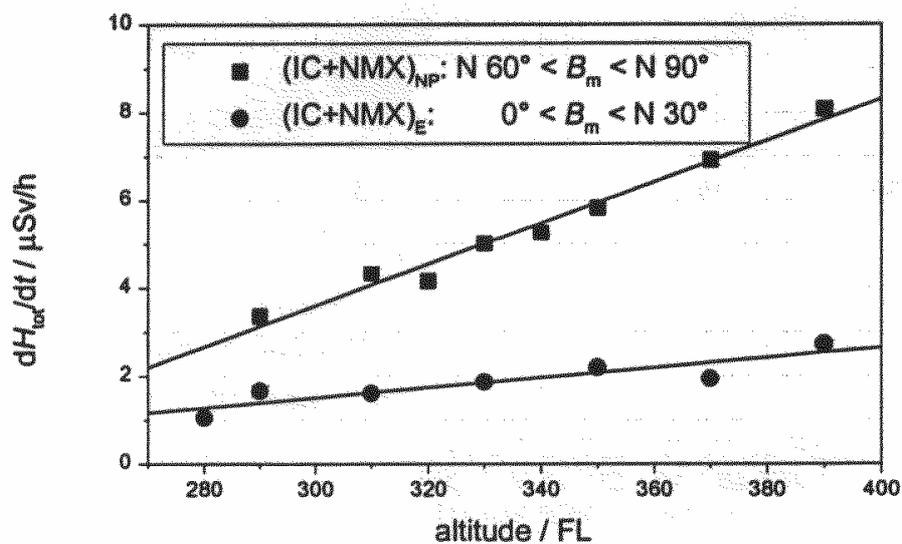
	Hohe magnetische Breite (Polarflüge, $B_m > 60^\circ$ )			Niedrige magnetische Breite (Nairobi, $B_m < 5^\circ$ )		
	$\dot{H}_{\text{Neutronen}}$ in $\mu\text{Sv/h}$	$\dot{H}_{\text{Ionisierend}}$ in $\mu\text{Sv/h}$	$\dot{H}_{\text{Total}}$ in $\mu\text{Sv/h}$	$\dot{H}_{\text{Neutronen}}$ in $\mu\text{Sv/h}$	$\dot{H}_{\text{Ionisierend}}$ in $\mu\text{Sv/h}$	$\dot{H}_{\text{Total}}$ in $\mu\text{Sv/h}$
FL280				$0,6 \pm 0,01$	$1,2 \pm 0,01$	$1,8 \pm 0,02$
FL300	$1,9 \pm 0,02$	$2,2 \pm 0,02$	$4,1 \pm 0,04$			
FL310	$2,1 \pm 0,02$	$2,5 \pm 0,03$	$4,6 \pm 0,05$	$0,7 \pm 0,01$	$1,5 \pm 0,02$	$2,2 \pm 0,03$
FL320	$2,2 \pm 0,02$	$2,7 \pm 0,03$	$4,9 \pm 0,05$			
FL340	$2,8 \pm 0,03$	$3,1 \pm 0,03$	$5,9 \pm 0,06$			
FL350				$0,8 \pm 0,01$	$1,8 \pm 0,02$	$2,6 \pm 0,03$
FL370				$0,9 \pm 0,01$	$1,8 \pm 0,02$	$2,7 \pm 0,03$

**Tab. 7.1:** mit NEUDOS gemessene Äquivalentdosisleistungen bei verschiedenen Flughöhen.

$H_{\text{ionisierend}}$  ergibt sich hierbei aus  $Q_{\text{DOSTEL}} \cdot D_{\text{ionisierend}}$  und  $H_{\text{Neutronen}}$  aus  $Q_{\text{CERF}} \cdot D_{\text{Neutronen}}$ .



**Abb. 7.3:** Höhenabhängigkeit der mit NEUDOS gemessenen gesamten Äquivalentdosisleistung von der Flughöhe bei hohen Breiten und in der Nähe des magnetischen Äquators. Die Fehler ergeben sich hier aus den Unsicherheiten der benutzten Qualitätsfaktoren sowie aus der Zählstatistik und liegen innerhalb der Symbolgröße.



**Abb. 7.4:** Von der PTB gemessene Höhenabhängigkeit [PTB, 2002].

Aus der gemessenen Flugflächenabhängigkeit ergibt sich folgender linearer Zusammenhang aus der Flugfläche und der Äquivalentdosis.

$$\dot{H} = \begin{cases} 0,0111 \cdot FL + A & \text{für } B_m \leq 45^\circ \\ 0,0443 \cdot FL + B & \text{für } B_m > 45^\circ \end{cases}$$

wobei die Parameter A und B vom genauen Ort der Messung abhängen. Diese Gleichung genügt jedoch, um eine Messung in irgendeiner Flugfläche auf FL310 zu normieren.

$$\dot{H}_{\text{normiert}} = \begin{cases} 3,44 + \dot{H}_{\text{gemessen}} - 0,0111 \cdot FL & \text{für } B_m \leq 45^\circ \\ 13,733 + \dot{H}_{\text{gemessen}} - 0,0443 \cdot FL & \text{für } B_m > 45^\circ \end{cases}$$

Als Übergang von niedrigen magnetischen Breiten zu hohen magnetischen Breiten wurde hier  $B_m=45^\circ$  gewählt, da ab hier die abschirmende Wirkung der Atmosphäre stärker wird als die magnetische Abschirmung und es so zu einer stärkeren Höhenabhängigkeit kommt. Genau genommen müsste man für jeden magnetischen Breitengrad die Höhenabhängigkeit im einzelnen bestimmen, da hierfür jedoch nicht genügend Messpunkte vorliegen und auch anderswo nur die Flughöhenabhängigkeit bei niedrigen und hohen Breiten angegeben wird, werden hier nur die gefundenen Abhängigkeiten benutzt [PTB, 2002]. Dies führt zwar zu einer Ungenauigkeit in einem Bereich von ca.  $30^\circ$  bis  $60^\circ$ , für die weiter durchgeführten Untersuchungen reicht die Genauigkeit jedoch aus. Ab  $60^\circ$  führt der atmosphärische Cutoff dazu, dass die Höhenabhängigkeit nicht weiter von der Breite abhängt. Bei Breitengraden unterhalb von  $30^\circ$  ändert sich der magnetische Cutoff wenig mit der Breite, da die Inklination der Magnetfeldlinien sich hier kaum mit der Breite ändert. Um die in verschiedenen Flughöhen gewonnenen Messdaten vergleichen zu können, wurden alle Äquivalentdosisleistungen mit Hilfe des beschriebenen linearen Zusammenhangs auf FL310 normiert.

Beim Vergleich der mit NEUDOS gemessenen Höhenabhängigkeit mit der von der PTB gemessenen Höhenabhängigkeit fällt auf, dass die mit NEUDOS ermittelten Äquivalentdosisleistungen tendenziell über den von der PTB ermittelten liegen. Ich führe dies auf den solaren Zyklus zurück, die PTB hat in dem Zeitraum von 1997 bis 1999 gemessen, während die verwendeten Messungen mit dem NEUDOS 2004 und 2006 durchgeführt wurden.

### Abhängigkeit vom Erdmagnetfeld

Die Abhängigkeit der Äquivalentdosisleistung vom Erdmagnetfeld kann man zeigen indem man die mit NEUDOS gemessenen Äquivalentdosisleistungen aus geladenen und ungeladenen Teilchen über dem magnetischen Breitengrad aufträgt.

Den geomagnetischen Breitengrad  $B_m$  erhält man aus der geographischen Position mit der Gleichung

$$B_m = \left[ \sin(B_{g, \text{mag. Nordpol}}) \cdot \sin(B_g) + \cos(B_{g, \text{mag. Nordpol}}) \cdot \cos(B_g) \cdot \cos(L_g + L_{g, \text{mag. Nordpol}}) \right]$$

mit

$B_{g, \text{mag. Nordpol}}$ =Geographische Breite des magnetischen Nordpols

$B_g$ =Geographische Breite des Ortes

$L_{g, \text{mag. Nordpol}}$ =Geographische Länge des magnetischen Nordpols

$L_g$ =Geographische Länge des Ortes

Für die Position des geomagnetischen Nordpols galt nach dem IGRF (International Geomagnetic Reference Field):

Jahr	$B_{g, \text{mag. Nordpol}}$	$L_{g, \text{mag. Nordpol}}$
1900	78.6N	68.8W
1950	78.5N	68.8W
2000	79.5N	71.6W
2001	79.6N	71.6W
2002	79.6N	71.7W
2003	79.7N	71.7W
2004	79.7N	71.7W
2005	79.7N	71.8W
2006	79.8N	71.8W

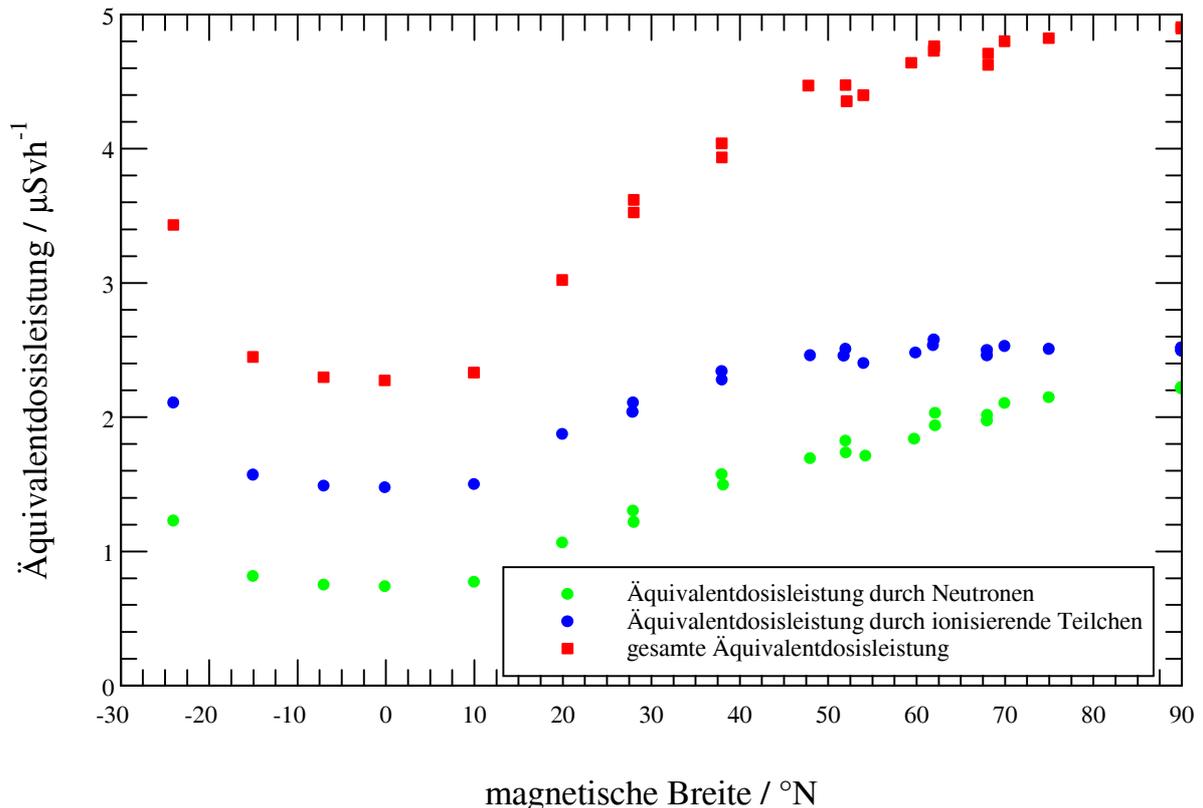
**Tab.7.1:** Position des geomagnetischen Nordpols [IAGA, 2005]

Da das Erdmagnetfeld sich im zeitlichen Rahmen der durchgeführten Messungen nur geringfügig geändert hat, wurde für alle Messungen das Magnetfeld von 2005 verwendet, somit ergibt sich für die geomagnetische Breite:

$$B_m = \left[ 0,09839 \cdot \sin(B_g) + 0,1788 \cdot \cos(B_g) \cdot \cos(L_g + 71,8) \right]$$

Um die Äquivalentdosis aus geladenen Teilchen zu bestimmen, wurde die mit NEUDOS gemessene Dosisleistung unter der Bedingung, dass auch die Antikoinzidenz ein Signal liefert mit dem mit DOSTEL bestimmten mittleren Qualitätsfaktor von  $\bar{Q}_{DOSTEL} = 1,57 \pm 0,1$

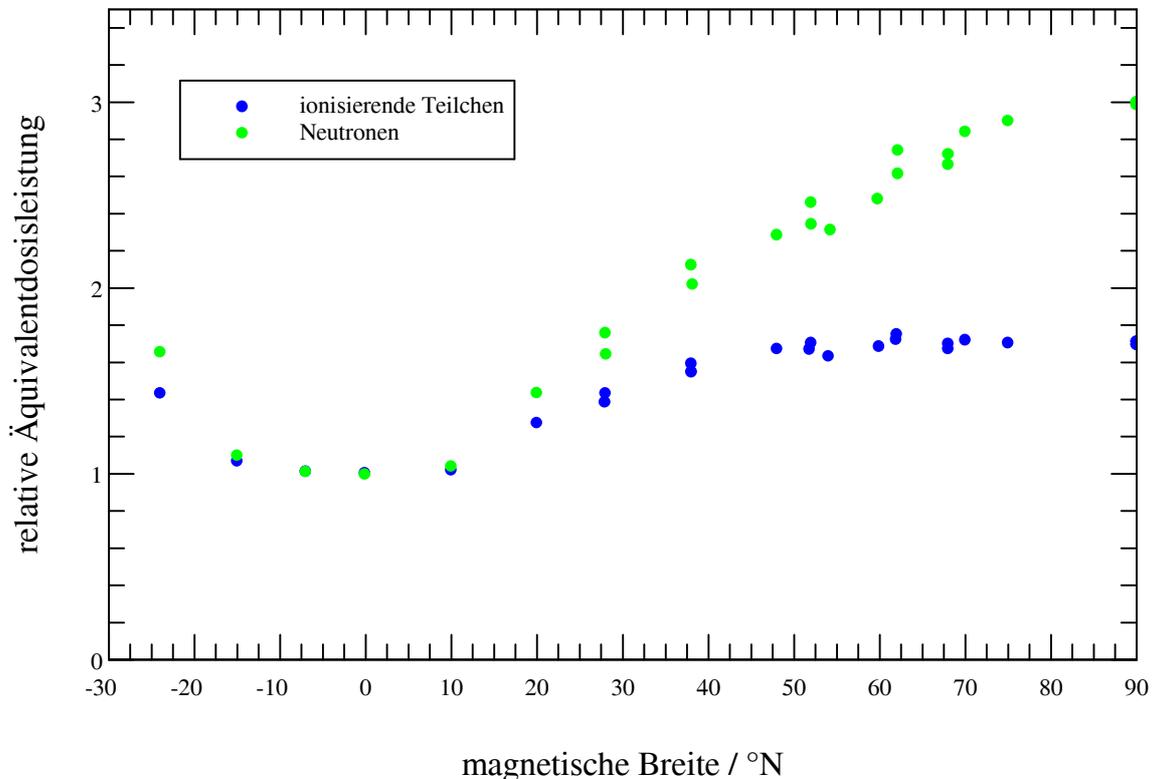
multipliziert. Auf diesem Weg erhält man die Äquivalentdosisleistung der geladenen Komponente des Strahlenfeldes im Flugzeug. Trägt man die so mit dem NEUDOS ermittelten Äquivalentdosisleistungen für die den Beitrag der Neutronen sowie durch die ionisierenden Teilchen gegen die magnetische Breite auf, so sieht man wie in Abbildung 7.5, dass der Beitrag der Neutronen zur gesamten Äquivalentdosis mit steigender magnetischer Breite ansteigt.



**Abb. 7.5:** *Abhängigkeit der Äquivalentdosisleistung vom Erdmagnetfeld. Die Äquivalentdosisleistung wurde mit Hilfe der gefundenen Höhenabhängigkeit auf eine Flugfläche von FL310 normiert. Die Abnahme der Äquivalentdosisleistung zum magnetischen Äquator ist deutlich zu sehen.*

Noch deutlicher wird der Anstieg der Neutronenäquivalentdosis im Vergleich zum Anstieg der Äquivalentdosis aus geladenen Teilchen, wenn man die jeweiligen Beiträge am Äquator normiert. So steigt die Äquivalentdosis aus geladenen Teilchen um eine Faktor 1,7 zu hohen Breitengraden und die Äquivalentdosis aus Neutronen um einen Faktor drei, wie in Abb. 7.6 zu sehen ist. Hieraus folgt ebenso, dass in hohen magnetischen Breiten der Anteil von Neutronen an der gesamten Äquivalentdosisleistung größer ist als in niedrigen magnetischen Breiten. Durch die Messungen auf den verschiedenen Routen wird die Abhängigkeit des

Neutronenanteils von der magnetischen Breite deutlich, das Verhältnis fällt hier entlang der Flugroute bis auf ein Drittel des Neutronenanteils ab.

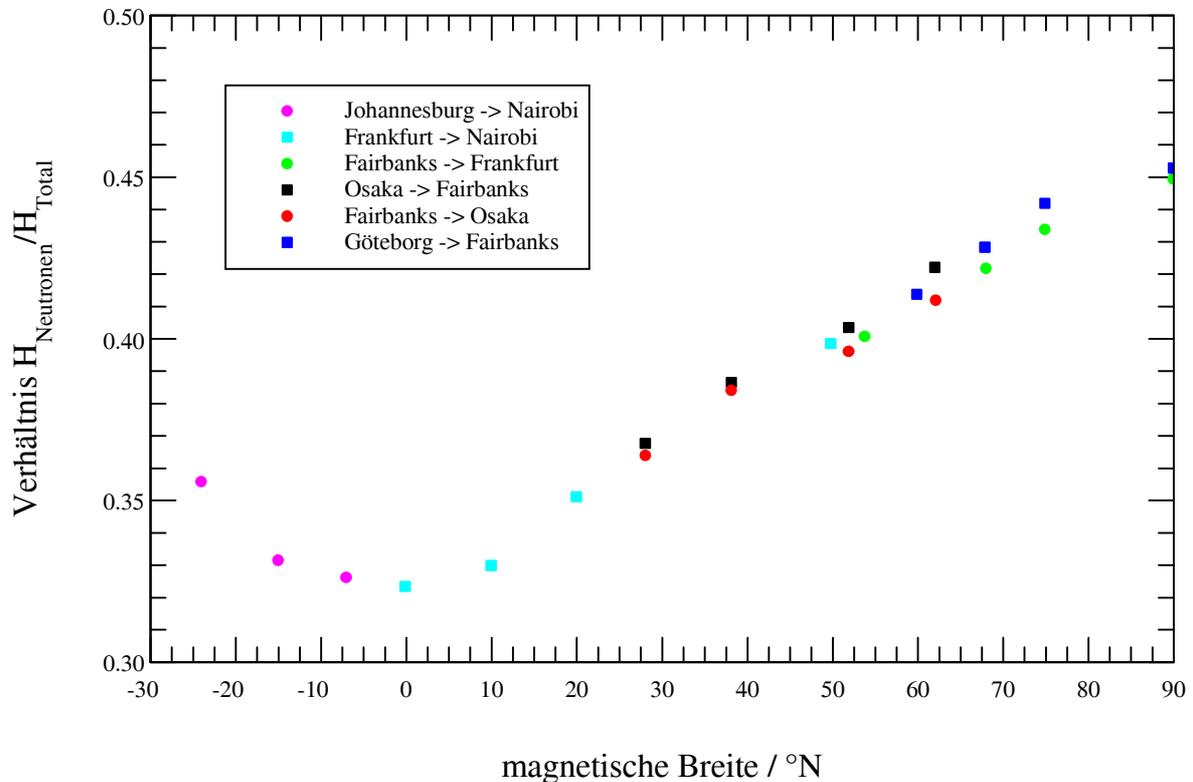


**Abb. 7.6:** Abhängigkeit der Äquivalentdosisleistung vom Erdmagnetfeld. Die Äquivalentdosisleistung wurde mit Hilfe der gefundenen Höhenabhängigkeit auf eine Flugfläche von FL310 normiert. Um die unterschiedliche Abhängigkeit vom Erdmagnetfeld zu verdeutlichen, wurden die Äquivalentdosisleistungen am magnetischen Äquator auf eins normiert.

Der im Verhältnis zur geladenen Komponente mit der magnetischen Breite stärker ansteigende Anteil der Neutronen an der gesamten Äquivalentdosisleistung kann mit höheren Wechselwirkungsquerschnitten für die Neutronenproduktion erklärt werden. Bei höheren magnetischen Breiten gelangen mehr primäre Teilchen der Kosmischen Strahlung mit geringeren Energien (Einer Steifigkeit von 2GV entspricht für Protonen eine kinetische Energie von ca. 1,5 GeV) in die Atmosphäre und können so für eine erhöhte Produktion von Neutronen sorgen. Oberhalb von 60° nördlicher Breite steigt der Anteil der geladenen Komponente nicht weiter an, da die Absorption in der Atmosphäre hier stärker ist als der magnetische Cutoff. Betrachtet man jedoch nur das Magnetfeld, so nimmt der magnetische Cutoff bis zu den magnetischen Polen weiter ab. Die einfallenden Teilchen niedrigerer Energie fallen hier Wechselwirkungen in der oberen Atmosphäre zum Opfer, bei denen unter

## 7. Auswertung und Diskussion

Anderem auch Neutronen produziert werden. Da die mittlere freie Weglänge für Neutronen in der oberen Atmosphäre größer ist als für geladene Teilchen, steigt ihr Anteil an der gesamten gemessenen Äquivalentdosisleistung zu hohen Breiten weiter an.



**Abb. 7.7:** Abhängigkeit des Anteils von Neutronen an der gesamten Äquivalentdosisleistung in Verkehrsflugzeugen in Abhängigkeit des magnetischen Breitengrades. Die gemessenen Äquivalentdosisleistungen wurden mit Hilfe der gefundenen Höhenabhängigkeit auf eine Flugfläche von FL310 normiert.

Frühere Angaben der Strahlenschutzkommission konnten mit den hier beschriebenen Messungen nicht bestätigt werden, dort war eine Erhöhung des Neutronenanteils an der gesamten Äquivalentdosis um einen Faktor sechs vom Äquator zu hohen Breiten theoretisch ermittelt worden [Alberts et al., 1997].

Ein Vergleich mit dem ACREM Laborbericht der PTB zeigt jedoch eine gute Übereinstimmung der mit NEUDOS gewonnenen Daten mit den durch die PTB gewonnenen Daten [PTB, 2002]. Die PTB hat den Anteil der Neutronen an der gesamten Äquivalentdosis in hohen magnetischen Breiten ( $60^\circ < B_m < 90^\circ$ ) mit ca. 54% und für niedrige magnetische Breiten ( $0^\circ < B_m < 30^\circ$ ) mit ca. 38% angegeben.

---

Der tendenziell ca. 10% geringere Anteil der Neutronen an der Gesamten Äquivalentdosis kann hierbei zum einen auf den am CERF gewonnenen Qualitätsfaktor zurückzuführen sein, da das Neutronenspektrum am CERF gerade bei niedrigeren Neutronenenergien kleinere Flüsse aufweist als das Neutronenspektrum in Reiseflughöhen. Zum anderen kann dies aber auch auf den Aktivitätszyklus der Sonne zurückzuführen sein. Die Messungen der PTB fanden in den Jahren 1997 bis 1999 statt, als die Sonne ein etwas niedrigeres Aktivitätspotential aufwies, als in den Zeiträumen der Messungen mit NEUDOS. Um die Abhängigkeit des Neutronenanteils vom Aktivitätszyklus der Sonne zu zeigen müssten die Messungen über einen längeren Zeitraum (Solarzyklus  $\sim$  11 Jahre) fortgeführt werden.

### 8. Zusammenfassung und Ausblick

Die primäre Kosmische Strahlung erzeugt durch ihre Wechselwirkung mit Materie wie der Erdatmosphäre sowie der Hülle von Flugzeugen neben verschiedenen anderen Sekundärprodukten auch sekundäre Neutronen. Den Neutronen kommt aufgrund ihrer hohen Qualitätsfaktoren ein großes Gewicht hinsichtlich der Äquivalentdosis exponierter Personen wie der Besatzung von Verkehrsflugzeugen zu. Neutronen haben somit eine große Relevanz für den Strahlenschutz in der Luftfahrt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messgerät zur Ermittlung der Strahlenexposition für die Besatzungen von Verkehrsflugzeugen entwickelt. Das entwickelte NEUtronen DOSimeter (NEUDOS) besteht aus einem organischen Szintillationsdetektor aus gewebeäquivalentem Kunststoff. In dem Szintillator wird durch die Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Material Licht erzeugt. Das Licht wird von Photodioden erfasst und elektronisch weiterverarbeitet, die Intensität der gemessenen Lichtpulse ist ein Maß für die im Detektor deponierte Energie. Neutronen erzeugen in dem Szintillator durch elastische Stöße mit Wasserstoffkernen des Materials sekundäre Protonen, die wiederum Energie deponieren und somit Licht erzeugen. Um elektrisch neutrale Teilchen von geladenen Teilchen unterscheiden zu können, ist der Detektor komplett von sechs weiteren Szintillatoren umschlossen. Die umgebenden Szintillatoren aus dem gleichen Kunststoff dienen als Antikoinzidenz und nur solche Ereignisse werden zur neutralen Komponente gezählt, die kein Signal in einer der Antikoinzidenzplatten erzeugt haben. Das NEUDOS ist aufgrund seiner geringen Abmessungen und seines geringen Gewichtes leicht in Verkehrsflugzeugen einsetzbar, während es in einem kleinen handgepäcktauglichen Koffer Platz findet. Einschließlich eines Netzteils wiegt NEUDOS 4,6 kg (4,7 kg mit Batteriepack). Das Ansprechvermögen der Antikoinzidenz wurde mit relativistischen Myonen bestimmt, es beträgt 99,6%. Die mit NEUDOS gemessene Energiedosis wurde ebenfalls mit relativistischen Myonen kalibriert.

Am Europäischen Referenzfeld für Dosimeter in der Luftfahrt („CERN EU High Energy Reference Field“) CERF wurde NEUDOS für die Messung von Äquivalentdosen neutraler Teilchen kalibriert und der Qualitätsfaktor als Faktor zwischen Energiedosis und Äquivalentdosis aus neutralen Teilchen mit  $\bar{Q}_{CERF} = 7,03 \pm 0,07$  bestimmt.

Um den Anteil neutraler Teilchen an der gesamten Äquivalentdosis in Verkehrsflugzeugen zu messen, wurde NEUDOS auf Flügen bei hohen Breiten wie auch Flügen zum Äquator eingesetzt. Auf den Messflügen wurde parallel mit dem mehrfach in der Luft- und Raumfahrt eingesetzten DOSimetrie TELEskop (DOSTEL) gemessen. Das DOSTEL besteht aus zwei in

Teleskopgeometrie angeordneten planaren Siliziumdetektoren. Hiermit lassen sich insbesondere Energieverlustspektren für geladene Teilchen bestimmen. Aus dem Energieverlust pro Wegstrecke ergibt sich für geladene Teilchen der Qualitätsfaktor als Maß für die biologische Wirksamkeit. Mit dem DOSTEL wurde so ein mittlerer Qualitätsfaktor  $\bar{Q}_{DOSTEL} = 1,57 \pm 0,1$  ermittelt. Aus den Messungen mit DOSTEL und NEUDOS ergeben sich für verschiedene Flugflächen in hohen und niedrigen magnetischen Breiten Äquivalentdosisleistungen zwischen  $1,8 \pm 0,02 \mu\text{Sv/h}$  in der Flugfläche FL280 in der Nähe des magnetischen Äquators und  $5,9 \pm 0,06 \mu\text{Sv/h}$  in der Flugfläche FL340 in der Nähe des magnetischen Nordpols. Der Anteil der Neutronen lag hierbei zwischen  $0,6 \pm 0,01 \mu\text{Sv/h}$  und  $2,8 \pm 0,03 \mu\text{Sv/h}$ . Für hohe magnetische Breiten wie auch für Flüge in Äquatornähe wurde die Höhenabhängigkeit der Äquivalentdosisleistung untersucht. Die so erhaltene Höhenabhängigkeit wurde verwendet, um die in verschiedenen Flugflächen durchgeführten Messungen auf eine einheitliche Flugfläche zu normieren. Bei der Betrachtung des Anteils der neutralen Teilchen an der gesamten Äquivalentdosis hat sich gezeigt, dass die neutralen Teilchen bei niedrigen Breiten 32% zur Äquivalentdosis beitragen. Zu hohen Breiten steigt dieser Anteil bis auf 45% an. Die durch neutrale Teilchen induzierte Äquivalentdosis steigt vom Äquator zu hohen Breiten um eine Faktor 3, während der Beitrag der geladenen Teilchen nur um einen Faktor von 1,7 steigt. Wenngleich der mit NEUDOS ermittelte prozentuale Anteil der neutralen Teilchen an der gesamten Äquivalentdosis tendenziell etwas kleiner ausfällt, decken sich die mit NEUDOS ermittelten Dosiswerte gut mit den im Rahmen des ACREM Projektes ermittelten Werten der PTB, welche mit einem deutlich höheren Aufwand an Messgeräten ermittelt wurden.

Um die Abhängigkeit der Strahlenexposition in Verkehrsflugzeugen vom elf Jahres Zyklus der Sonne weiter zu untersuchen, muss man die durchgeführten Messungen über einen längeren Zeitraum fortführen. Denkbar wäre hierfür der feste Einbau eines Pakets bestehend aus einem DOSTEL und einem NEUDOS in ein Verkehrsflugzeug.

Für eine bessere Messung der Höhenabhängigkeit, sowie für einen Vergleich verschiedener Messmethoden, sind in der Zukunft verschiedene Forschungsflüge mit Maschinen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) geplant. Des Weiteren sollten auch in der Zukunft weitere Möglichkeiten zur Durchführung von Messflügen mit den verschiedenen Fluglinien genutzt werden.

## Literaturverzeichnis

W. G. Alberts R. Beaujean, J. Böhm, P. Pychlau, G. Reitz, G.H. Schnepel, I. Winkelmann, *Ermittlung der durch kosmische Strahlung verursachten Strahlenexposition des fliegenden Personals*, Berichte der Strahlenschutzkommission (SSK) des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, Heft 1/1997, Bonn, 1997

O. C. Allkofer, P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum Karlsruhe, ISSN 0344-8401, 1984

R. Beaujean, J. Kopp, G. Reitz, *Radiation Exposure in Civil Aircraft*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 85, No. 1-4, pp. 287-290, 1999

R. Beaujean, S. Burmeister, F. Petersen, G. Reitz, *Radiation Exposure Measurement Onboard Civil Aircraft*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 116, No. 1-4, pp. 312-315, 2005

S. Burmeister, *Messung geomagnetischer Einflüsse auf das Strahlungsfeld in Raumfahrzeugen auf erdnahen Orbits*, Diplomarbeit, Kiel, 1999

S. Burmeister, R. Beaujean, E. Böhm, F. Petersen, *A Scintillation Detector to Measure Neutron Contribution to Radiation Dose Onboard Civil Aircraft*, Neutron Spectrometry and Dosimetry / Experimental techniques and MC calculation, ISBN 88-87503-78-8 OTTO editore, Turin, Italien, 2001

E. Dimovasili and M. Silari, *Beam and Reference Field Monitoring During the 2002 CERF runs*, CERN, Technical Note CERN-TIS-2002-033-RP-TN

J. Eugster, V. F. Hess, *Die Weltraumstrahlung (Kosmische Strahlung) und ihre biologische Wirkung*, Orell Füssli Verlag, Zürich, Schweiz (1940)

K. Herbst, private Mitteilung, 2006

V. F. Hess, *Über die Absorption der Gammastrahlen in der Atmosphäre*. Physikalische Zeitschr. **12**, 998-1001 (1911)

V. F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*. Physikalische Zeitschr. **13**, 1084-1091 (1912)

IAGA Division V-MOD, *Geomagnetic Field Modeling*, IGRF-10, 2005

---

International Commission on Radiological Protection, *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60, Ann. ICRP 21(1-3), Pergamon Press, Oxford, United Kingdom, 1991

Kieler Neutronenmonitor, <http://134.245.132.179/Kiel/>, 2006

C. v. Lány, *Grundlegende physikalische Nachweiseigenschaften des Dosimetrie-Teleskops DOSTEL für Neutronen*, Dissertation, Kiel, 2001

W. Laskowski, W. Pohlit, *Biophysik*, Stuttgart (1974)

A. Mitaroff and M. Silari, *The CERN–EU High-Energy Reference Field (CERF) Facility For Dosimetry at Commercial Flight Altitudes and in Space*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 102, No. 1, pp. 7–22 (2002)

R. A. Nymmik, *Radiation Environment Induced by Cosmic Ray Particle Fluxes in the International Space Station Orbit According to Recent Galactic and Solar Cosmic Ray Models*. Adv. Space Res. **21**(12), 1689-1698 (1998)

M. Pauls, *Entwicklung eines Neutronendetektors für Dosimetrie*, Diplomarbeit, Kiel, 1998

F. Roos, *Messung der Strahlenexposition in Verkehrsflugzeugen mit einem Halbleiterdetektor*, Diplomarbeit, Kiel, 1997

E. S. Seo, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, S. J. Stochaj, W. V. Jones, S. A. Stephens, T. Bowen, *Cosmic Ray Proton and Helium Spectra during the 1987 solar Minimum*, paper OG 5.2.5, 22<sup>nd</sup> ICRC Dublin, 1991

U.J. Schrewe, W.D. Newhauser, H.J. Brede, P.M. DeLuca Jr, *Experimentalkerma coefficients and dose distributions of C, N, O, Mg, Al, Si, Fe, Zr, A-150 plastic, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AlN, SiO<sub>2</sub> and ZrO<sub>2</sub> for neutron energies up to 66 MeV*, PTB in Zusammenarbeit mit der University of Wisconsin-Madison, USA (1999)

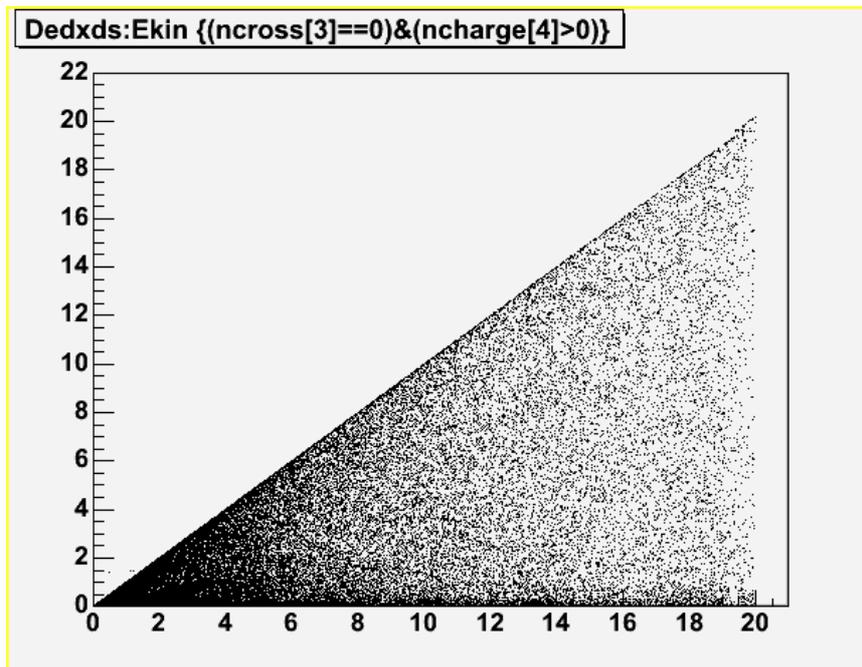
StrlSchV, *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen*, BGBl, 2001

UNSCEAR, *Sources and Effects of Ionizing Radiation*, <http://www.unscear.org/unscear/en/publications/1993.html>, 1993

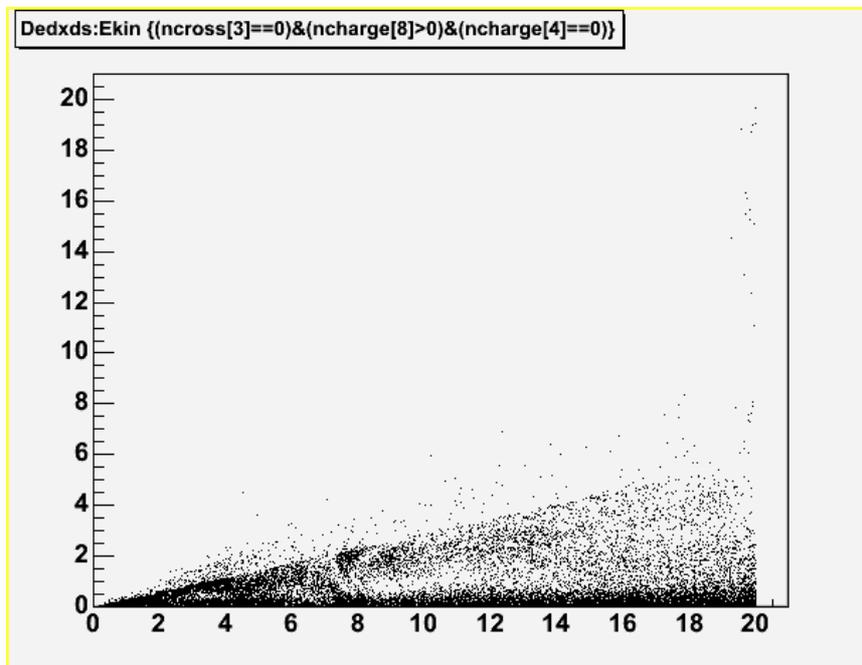
M. Volkmer, *Kernphysik Basiswissen*, Informationskreis Kernenergie, ISBN 3-925986-09-X, 1999

W. Zimmermann, *Kristalline Silizium Dünnschichtsolarzellen auf SSP Substraten*, Dissertation, Freiburg, 2001

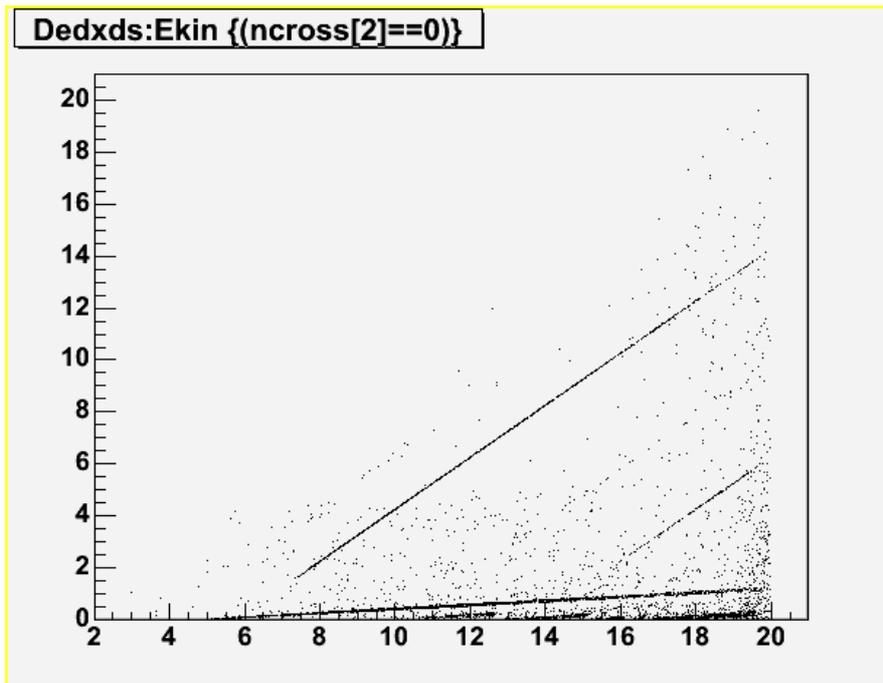
## Anhang A – Neutronenwechselwirkungen in BC430



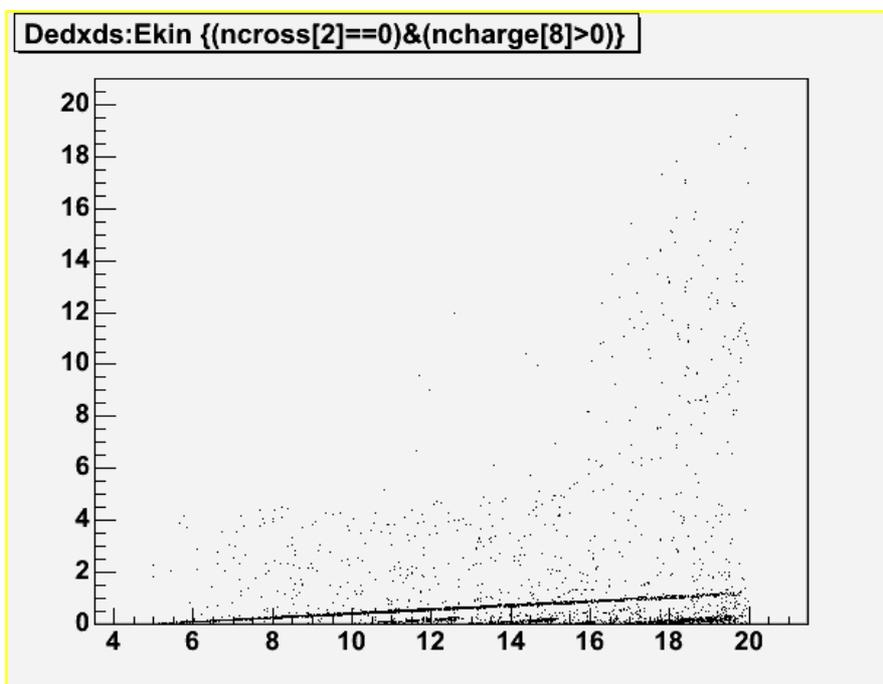
*Abb. B.1:* Elastische Wechselwirkung mit Protonen. Bedingung für die Darstellung: Elastische Wechselwirkung und Beteiligung von Protonen.



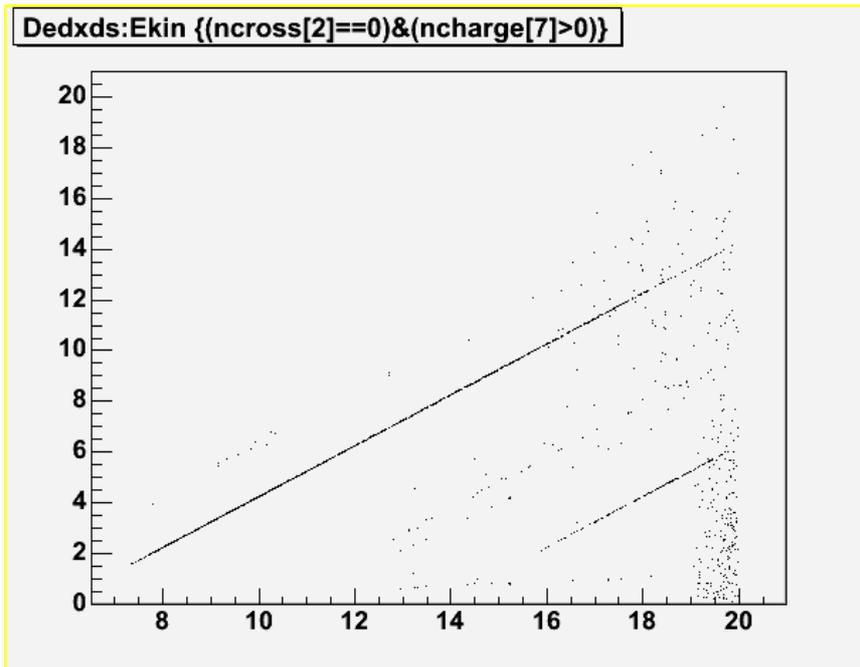
*Abb. B.2:* Elastische Wechselwirkung mit Kohlenstoffkernen. Bedingung für die Darstellung: Elastische Wechselwirkung und Beteiligung von Kohlenstoff oder Stickstoff unter Ausschluss einer Beteiligung von Protonen. (Stickstoff ist in dem Detektormaterial nicht enthalten)



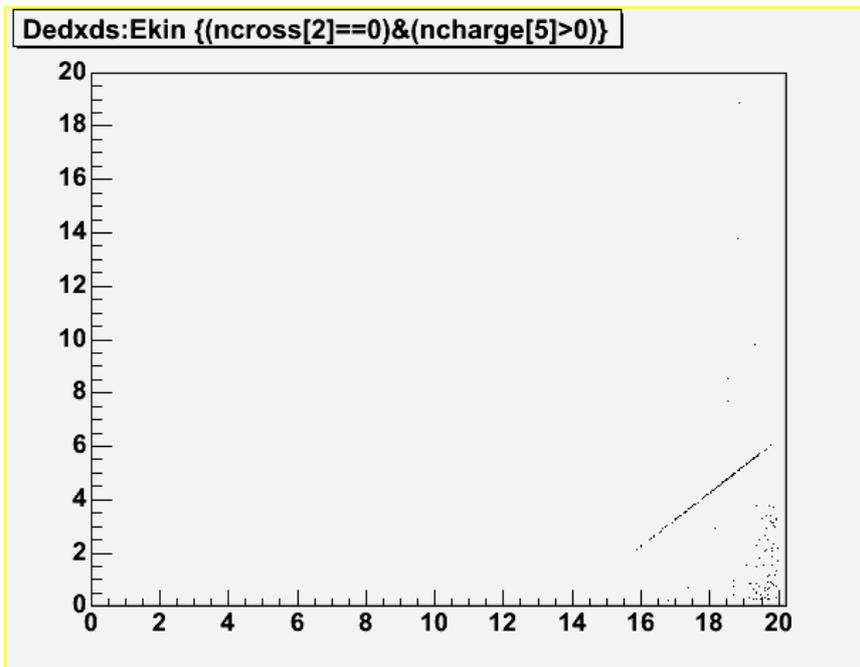
**Abb. B.3:** Inelastische Wechselwirkungen schneller Neutronen im Detektor. Bedingung für die Darstellung: Inelastische Wechselwirkung.



**Abb. B.4:** Inelastische Wechselwirkung schneller Neutronen im Detektor. Bedingung für die Darstellung: Inelastische Wechselwirkung und Beteiligung von Kohlenstoff- oder Stickstoffkernen. (Stickstoff ist in dem Detektormaterial nicht enthalten)



*Abb. B.5: Inelastische Wechselwirkung schneller Neutronen im Detektor. Bedingung für die Darstellung: Inelastische Wechselwirkung und Beteiligung von Bor oder Beryllium.*



*Abb. B.5: Inelastische Wechselwirkung schneller Neutronen im Detektor. Bedingung für die Darstellung: Inelastische Wechselwirkung und Beteiligung von Deuterium.*

## Anhang B – weitere Messdaten aus den Flügen

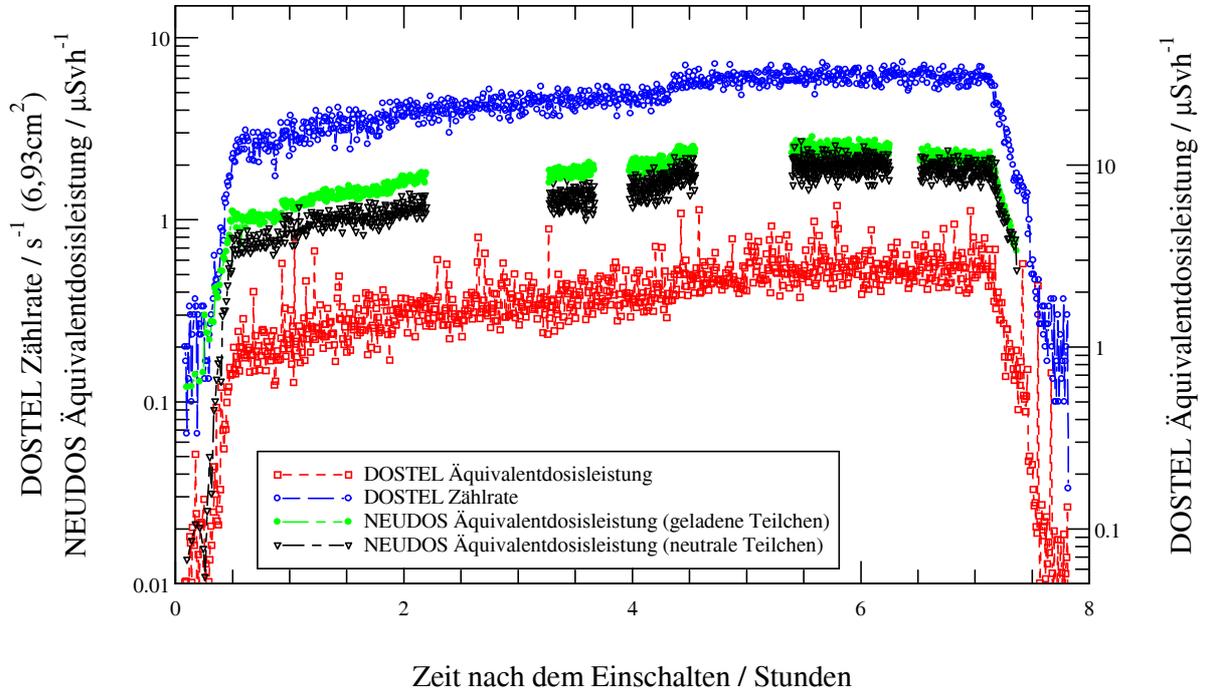


Abb. 6.7: Messung auf dem Flug von Osaka nach Fairbanks

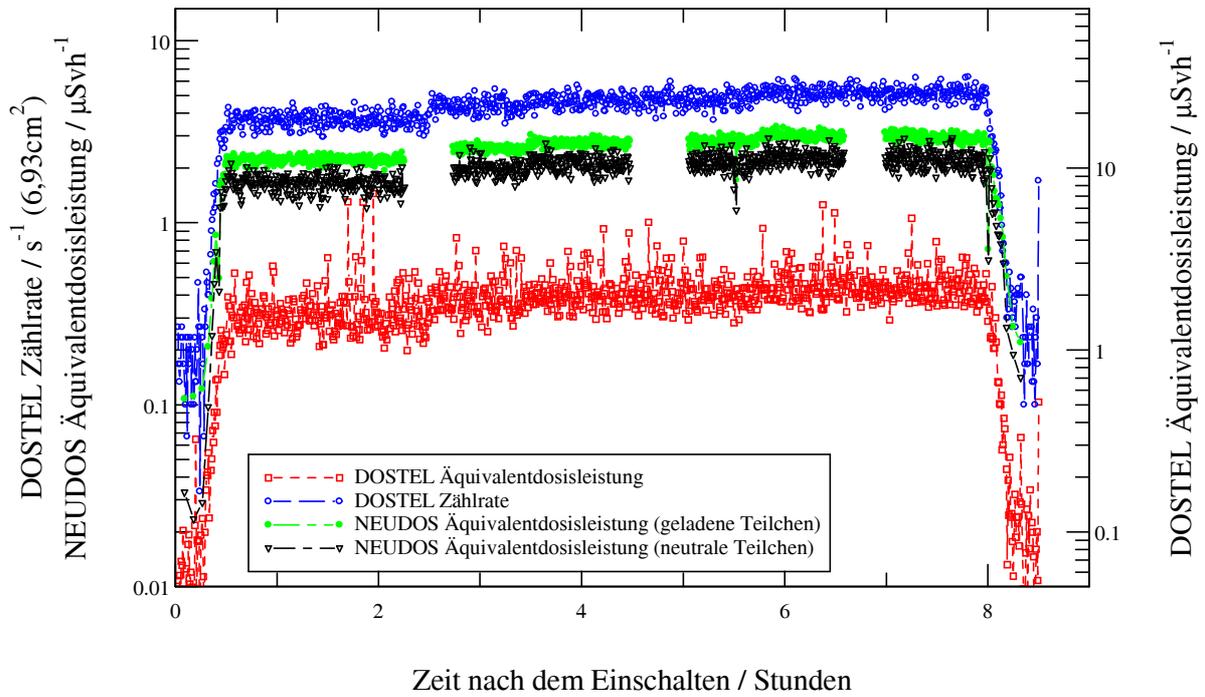


Abb. 6.8: Messung auf dem Flug von Fairbanks nach Frankfurt

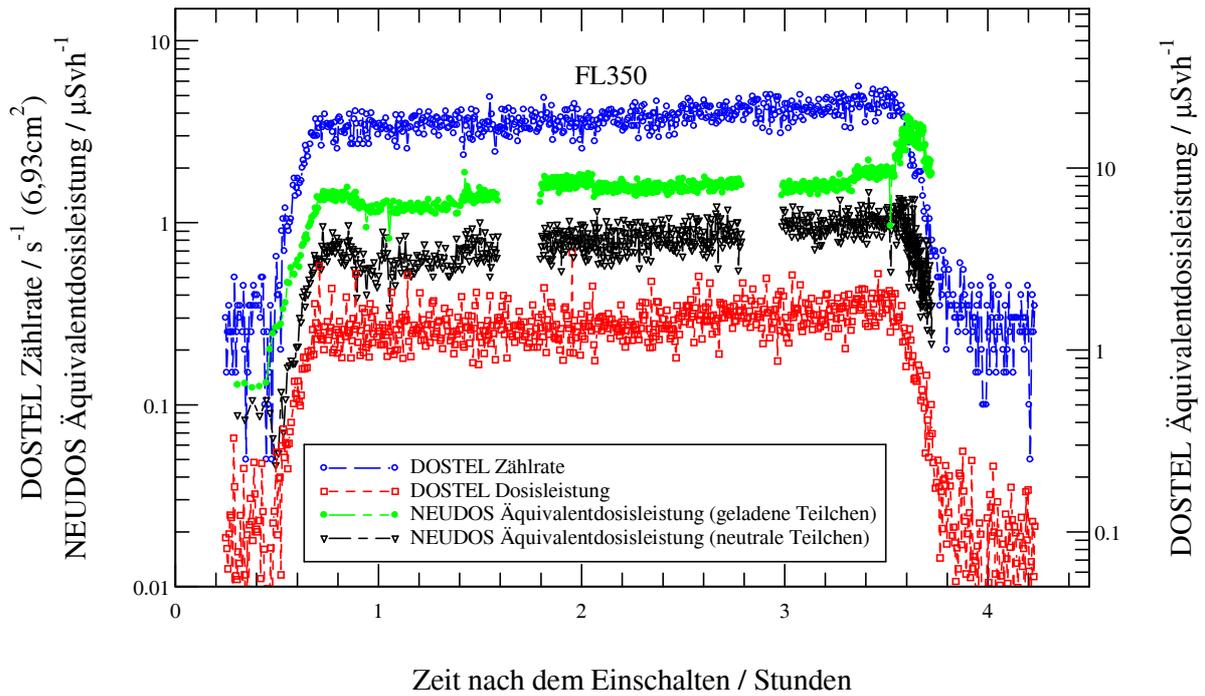


Abb. 6.11: Messung auf dem Flug von Nairobi nach Johannesburg

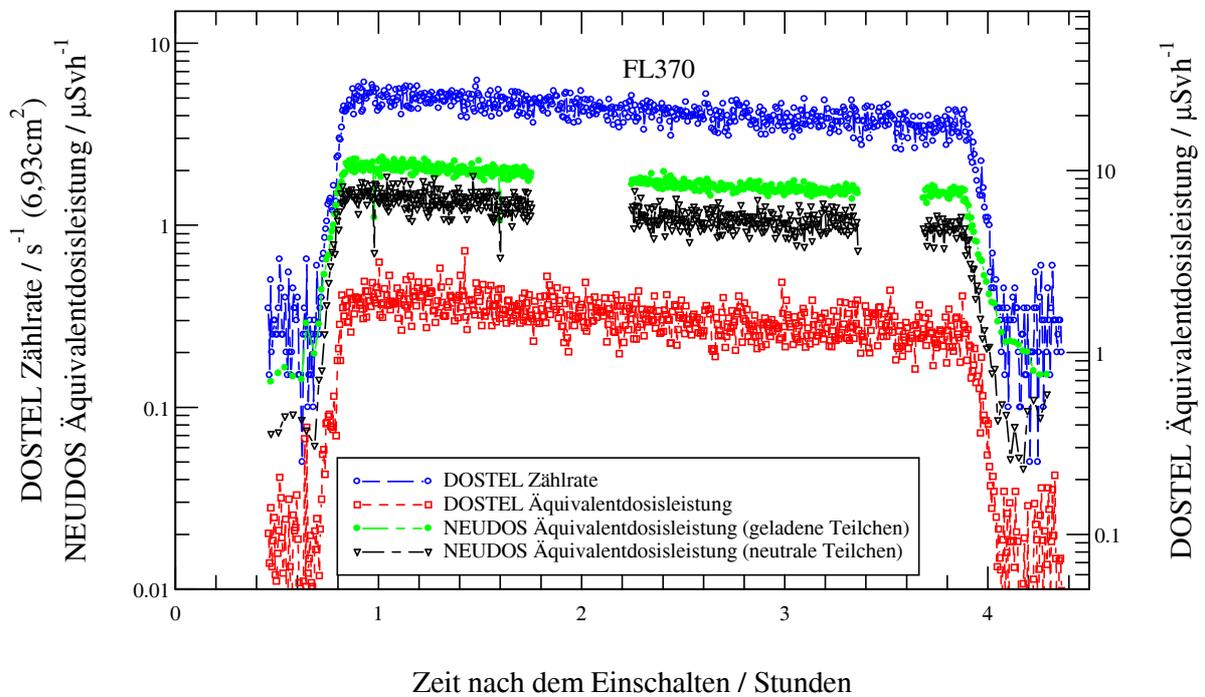


Abb. 6.12: Messung auf dem Flug von Johannesburg nach Nairobi

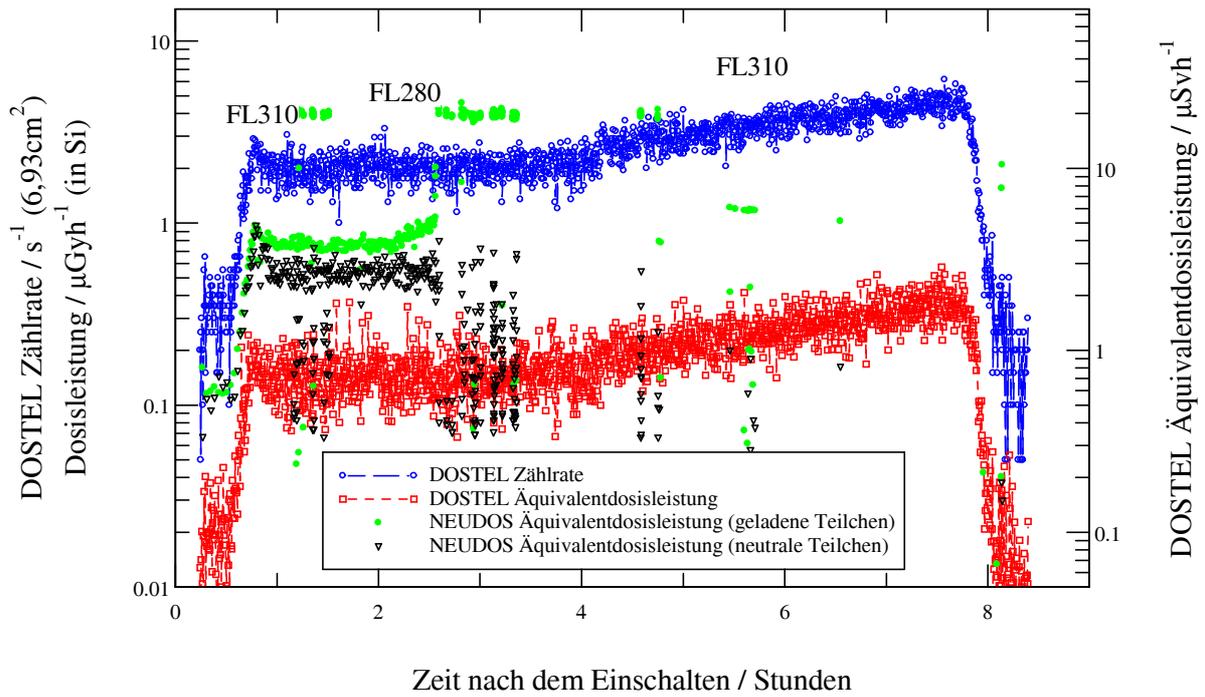


Abb. 6.13: Messung auf dem Flug von Nairobi nach Frankfurt

## **Danksagung**

Herrn Dr. habil. W. Stamm danke ich für die Vergabe des Themas sowie seine ständige Gesprächsbereitschaft zu allen wissenschaftlichen und nichtwissenschaftlichen Fragen.

Besonders möchte ich Herrn Dr. R. Beaujean für die Anregung zu dieser Arbeit und die wissenschaftliche Unterstützung, seine ständige Diskussionsbereitschaft sowie jeglichen Beitrag beim Bau des Detektors, insbesondere für seine tatkräftige Unterstützung bei der Entwicklung der Messelektronik danken.

Herrn Dr. G. Reitz und Herrn Dr. M. Meier vom Institut für Flugmedizin des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) danke ich für die Herstellung wichtiger Kontakte zu den Fluggesellschaften ohne die die Messungen nicht zustande gekommen wären.

Herrn Dr. E. Böhm danke ich für die Hilfestellung bei den Monte Carlo Simulationen mit dem GEANT Paket des CERN, sowie für die jederzeitige Bereitschaft zur Diskussion kernphysikalischer Aspekte.

Herrn Dipl.-Ing. Lars Seimetz danke ich für die Unterstützung bei der Erstellung der Zeichnungen. Auch allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Extraterrestrik“ möchte ich für ein freundliches und produktives Arbeitsklima danken, speziell deren Leiter Herr Prof. Dr. R. Wimmer-Schweingruber sowie Herr Prof. Dr. Bernd Heber waren jederzeit bereit, wissenschaftliche Diskussionen zu führen.

Der Lufthansa Cargo AG, Herrn Cpt. Manfred Schridde und der Condor Flugdienst GmbH, Herrn Walter Emmerling, danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung der Messflüge.

Meiner Lebensgefährtin, Frau Lasana Kölzow möchte ich an dieser Stelle meinen besonderen Dank aussprechen, sie hat mit ihrer Geduld nicht unwesentlich dazu beigetragen, dass ich diese Arbeit verfassen konnte.

Inke, Jens und Lene danke ich für die Durchsicht des Skriptes und die wertvolle Hilfe bei der Reduzierung der Tippfehler.

---

## Lebenslauf

Name: Sönke Burmeister  
Wohnort: Charles-Roß-Ring 42, 24106 Kiel  
Geboren: 03.07.1971 in Bremen  
Familienstand: Ledig  
Staatsangehörigkeit: Deutsch

Schulbildung: 1977 - 1981 Grundschole Adelby in Flensburg  
1981 - 1991 gymnasialer Zweig der Kooperativen Gesamtschule Adelby in Flensburg mit Abschluss der allgemeinen Hochschulreife  
Prüfungsfächer: Mathematik, Physik, Geschichte und Deutsch

Wehrdienst: 07.1991 – 09.1992 Wehrdienst bei der Marine

Studium: 10.1992 - 12.1999 Studium der Physik an der Christian-Albrechts Universität zu Kiel, Diplomnote: 1,6  
Diplomarbeit mit dem Titel „Messung geomagnetischer Einflüsse auf das Strahlungsfeld in Raumfahrzeugen auf erdnahen Orbits“, Betreuer: Prof. Dr. W. Enge, Note der Arbeit: 1,0

Berufstätigkeit: 01.2000 - 03.2001 Anstellung bei der Firma Energie Systeme Nord GmbH in Kiel, bei der ich schon während des Studiums seit 1996 beschäftigt war. Die Tätigkeit hier bestand aus der Migration von Altdatenbeständen in eine relationale Datenbank sowie der Schulung von Kunden und zuletzt aus dem Aufbau und der Leitung der Abteilung für Kundensupport.

Seit April 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in dem Gebiet „Dosimetrie in Luft- und Raumfahrt“ am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Christian-Albrechts Universität zu Kiel  
Mitarbeit bei den Projekten: DOSMAP, MATROSHKA (DOSTEL und Silizium Szintillations Detektoren) und EuTEF DOSTEL  
Co-I bei MSL/RAD

## **Eidesstattliche Versicherung**

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit abgesehen vom Rat meiner akademischen Lehrer ohne fremde Hilfe und lediglich unter Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt habe, und sie nach Inhalt und Form meine eigene ist. Diese Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis entstanden.

Des weiteren versichere ich, dass diese Arbeit weder ganz noch teilweise an anderer Stelle zur Prüfung vorlag. Frühere Promotionsversuche wurden von mir nicht vorgenommen.

Kiel, den \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_  
(Sönke Burmeister)