

Beiträge zur Geologie der Schweiz

GEOPHYSIK
Nr. 23

Herausgegeben von der Schweizerischen Geophysikalischen Kommission
Organ der Schweizerischen Akademie der Naturwissenschaften,
mit Subvention der Eidgenossenschaft

METHODISCHE ENTWICKLUNGEN
ZUR
AEROGAMMASPEKTROMETRIE

GEORG SCHWARZ

Kommissionsverlag:
Kümmerly & Frey AG, Geographischer Verlag, Bern
1991

Adresse des Authors:

Georg Schwarz
Institut für Geophysik
ETH-Hönggerberg
CH-8093 Zürich

Vorwort

Die vorliegende Publikation mit dem Titel "Methodische Entwicklungen zur Aerogammaspektrometrie" ist die 23. Veröffentlichung in der Reihe der "Beiträge zur Geologie der Schweiz, Serie Geophysik". Sie entstand in Zusammenhang mit einem Projekt, das die aeroradiometrische Kartierung von Gebieten mit erhöhtem natürlichem Strahlungspegel im Massstab 1:100'000 zum Ziele hatte. Die methodischen Grundlagen wurden im Rahmen der Dissertation von Georg Schwarz am Institut für Geophysik an der ETH-Zürich erarbeitet.

Nach einer dreijährigen Evaluationsphase konnte 1985 von der Schweizerischen Geophysikalischen Kommission (SGPK) gemeinsam mit der Eidgenössischen Kommission für die Ueberwachung der Radioaktivität (KUeR) eine aerogammaspektrometrische Messeinrichtung beschafft werden. In den folgenden Jahren wurde die Apparatur vom Institut für Geophysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich (ETH-Z) im Rahmen der geophysikalische Landesaufnahme eingesetzt.

Neben den Untersuchungen der SGPK, die sich mit der Erfassung der natürlichen Radioaktivität befassen, werden seit 1989 aeroradiometrische Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen im Auftrag der Hauptabteilung für die Sicherheit der Kernanlagen (HSK) des Bundesamtes für Energiewirtschaft durchgeführt. Im weiteren ist der Einsatz des Messsystems unter der Regie der "Sektion Nationale Alarmzentrale (SNAZ)" bei radiologischen Notfällen vorgesehen.

Dank gebührt der Hauptabteilung für die Sicherheit der Kernanlagen (HSK), der Kommission zur Ueberwachung der Radioaktivität (KUeR) und der Kommission für AC-Schutz (KAC) für die Finanzierung der verschiedenen aeroradiometrischen Projekte und den Beiträgen an die Beschaffungs- und Erweiterungskosten der Messapparatur, sowie dem Bundesamt für Militärflugwesen und Fliegerabwehr (BAFF) für die grosszügige Zuteilung von Flugstunden mit Militärhelikoptern sowie für die Unterstützung beim Einbau der Messgeräte.

Im Namen der Schweizerischen Geophysikalischen Kommission



Prof. Stephan Müller

Präsident

Oktober 1991

Verdankungen

Mein herzlicher Dank geht an die Herren Prof. Dr. L. Rybach und PD Dr. E. Klingelé für die persönliche Betreuung und die wertvollen und kritischen Anregungen während der gesamten Dauer dieser Dissertationsarbeit. Bei Herrn PD Dr. E. Klingelé möchte ich mich ausserdem für die tatkräftige Unterstützung bei den Feldarbeiten bedanken. Prof. Dr. St. Müller und Prof. Dr. W. Seiberl danke ich für das stete Interesse an dieser Arbeit sowie für die fruchtbaren Diskussionen während der Niederschrift des Manuskripts.

Herrn Prof. Dr. H. Wilhelm danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Herleitung des numerischen Teils meiner Arbeit.

Danken möchte ich auch allen Kollegen am Institut, aber vor allem Walter Eugster, für die vielen Diskussionen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Der grösste Dank gebührt meiner Freundin Carmen Frank für die gute Zeit, die wir verbracht haben und die unerbittliche Korrektur dieser Dissertation. Die endgültige Durchsicht haben dankenswerterweise Lucia und Baptist Frank übernommen.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank unseren Piloten und Mechanikern für die grosse Geduld, die uns entgegen gebracht wurde. Insbesondere Herrn Arber und der Belegschaft der Halle 13 des Flugplatzes Dübendorf, Herrn Meier von der Heliswiss sowie den Piloten Alex Renggli, Capito Wiesmann und Bruno Egger.

Zusammenfassung

Die im Rahmen der geophysikalischen Landesaufnahme durchgeführten aeroradiometrischen Untersuchungen haben gezeigt, dass die bis anhin allgemein verwendete Auswertemethodik nach den Richtlinien des amerikanischen National Uranium Resource Evaluation (NURE) Programms (Purvance und Novak, 1983) nicht ohne Anpassungen und zusätzliche Korrekturen auf die rauen topographischen Verhältnisse in den Schweizer Alpen anwendbar sind. Ausserdem erfordert die Kalibration des Messgerätes nach den NURE-Richtlinien spezielle Kalibrationsplattformen aus Beton mit genau bekannten Uran-, Thorium- und Kaliumgehalten zur Bestimmung der Streufaktoren und der Detektorempfindlichkeit. Weil in Mitteleuropa keine solchen Einrichtungen zur Verfügung stehen, werden beide Parameter mittels Punktquellen bestimmt und anschliessend für die unterschiedliche Quellgeometrie umgerechnet.

Die Auswertung von im Hochgebirge erfassten Daten stellt besondere Anforderungen. Zum einen wird aus flugtechnischen Gründen die Sollflughöhe oft überschritten. Ausserdem werden die Messungen durch die Geometrie des Untergrundes beeinflusst. Um diese Einflüsse abzuschätzen, wurde das Gammafeld anhand von echten Geländedaten zwei- und dreidimensional modelliert. Diese Modellrechnungen haben gezeigt, dass vor allem in steilen Taleinschnitten stark erhöhte Werte auftreten. Die Korrekturmethode für die Einflüsse von Topographie und Variationen der Flughöhe basiert auf diesen Modellrechnungen. Mit ihrer Hilfe können die gemessenen Zählraten auf eine einheitliche Geometrie und Flughöhe reduziert werden.

Sämtliche Auswerteprogramme inklusive Korrekturen und Kartenausgabe in Form von Isolinien- oder Farbwertkarten wurden auf einem transportablen Mikrocomputer implementiert. So können die anfallenden Rohdaten direkt im Feld verarbeitet werden. Dies ist vor allem bei radiologischen Notfällen von grösster Bedeutung. Die Verarbeitungsprogramme umfassen insgesamt 32'000 Zeilen Quellcode.

Die entwickelten Auswerte- und Korrekturmethode erlauben eine operationelle Auswertung aeroradiometrischer Daten auch aus Gebieten mit rauher Topographie. Die Resultate der bisher ausgewerteten Messgebiete in den Alpen weisen eine sehr

gute Uebereinstimmung mit der Geologie auf und können zur geologischen Uebersichtskartierung herangezogen werden. Die Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen haben die künstliche Strahlung im Bereich aller Kernanlagen, mit Ausnahme des Kernkraftwerks Gösgen, nachgewiesen.

Abstract

The airborne radioactivity survey of Switzerland is a current project of the Swiss Geophysical Commission. The measurements are performed by the Institute of Geophysics of the Swiss Federal Institute of Technology in Zürich. When completed the survey will yield a 1:100'000 scale map of gamma radiation in selected regions with high level natural radioactivity. In addition, the regions surrounding the Swiss nuclear installations have been surveyed annually since 1989. This project is financed by the Swiss Federal Nuclear Safety Inspectorate and aims at monitoring the dose-rate distribution and at providing a documented reference base in cases of nuclear accidents.

The projects have shown that commonly used calibration and reduction procedures following the specifications of the U.S. National Uranium Resource Evaluation (NURE) program can only be used with several modifications and additional correction steps in the extreme topographic conditions of the Swiss Alps. Furthermore the NURE calibration procedure requires large concrete calibration pads with accurately known uranium, thorium and potassium concentrations, to determine the spectral stripping correction factors and the detector sensitivity. Because no calibration facility of this kind exists in central Europe, both parameters have to be determined with point sources and mathematically corrected for the different source geometry.

Processing of data acquired in areas with high topographic relief is very difficult. It is impossible to keep the desired survey altitude constant because of the limited flight capabilities of the aircraft. Furthermore, the measurements are strongly influenced by the ground geometry. In order to estimate the influence of topographic irregularities, the gamma-ray field above a real topography has been modelled in both two and three dimensions. The calculations have shown a strong increase of the count rates, especially in narrow valleys. The correction procedure for topography and flight altitude variations is based on the same method as used for the model calculations. Knowing the effect of ground geometry from modelling, the count rate can then be reduced to a flat geometry and constant flight altitude.

The complete processing software including that for corrections and map outputs in form of isoline and bit image maps has been implemented on a transportable microcomputer. This enables the acquired raw data to be processed directly in the field, a facility of great importance in the event of a radiological accident. The programs contain a total of 32'000 lines of source code.

The methods developed for processing and correction allow a routine processing of airborne radiometric data acquired even in areas with high topographic relief. The results for the areas processed so far show a very good agreement with geology and can be used for geological overview mapping. The measurements in the regions surrounding the nuclear installations enabled the artificial radiation to be detected at all sites with exception of the Gösgen power plant.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	iii
Inhaltsverzeichnis	v
Figurenverzeichnis	viii
Tabellenverzeichnis	ix
1 EINLEITUNG	1
1.1 Einführung	1
1.2 Einsatz der Aerogammaspektrometrie in der Schweiz	4
1.3 Aufgabenstellung	5
2 DATENAKQUISITION	7
2.1 Messsystem	7
2.2 Messkampagne	10
2.3 Flugplanung	10
2.4 Messflüge	12
2.5 Qualitätskontrolle	14
3 GRUNDKORREKTUREN	15
3.1 Einleitung	15
3.2 Spektrumausgleich	17
3.2.1 Instrumentenrauschen	18
3.2.2 Energieeichung	18
3.2.3 Totzeit	22
3.2.4 Fensterberechnung	23
3.3 Hintergrundstrahlung und kosmische Strahlung	24
3.4 Streuung und spektrale Fremdbeiträge	28
3.4.1 Bestimmung der Streufaktoren mittels Punktquellen	29
3.4.2 Korrektur der Streufaktoren	30
3.4.3 Korrektur von Streuung und spektralen Fremdbeiträgen	34
3.5 Atmosphärische Strahlung	35

3.5.1	Strahlungsfeld der Atmosphäre	37
3.5.2	Bestimmung der atmosphärischen Gammastrahlung	40
3.6	Filtern	42
4	MODELLIERUNG DES STRAHLUNGSFELDES	45
4.1	Einleitung	45
4.2	Definitionen	46
4.3	Das Strahlungsfeld von Punktquellen	48
4.3.1	Strahlungsintensität und Zählrate	48
4.3.2	Nachweisgrenze	53
4.3.3	Einfluss der Fluggeschwindigkeit	54
4.4	Das Strahlungsfeld ausgedehnter Quellen	57
4.4.1	Flächenquellen	57
4.4.2	Volumenquellen	60
4.5	Modellierung der Topographie-Effekte	65
4.5.1	Zweidimensionale Modelle	68
4.5.2	Dreidimensionale Modelle	79
5	NORMALISIERUNGS-KORREKTUREN	83
5.1	Einleitung	83
5.2	Normalisierung auf Referenzhöhe	84
5.2.1	Bestimmung der Abschwächungskoeffizienten der Luft	85
5.2.2	Höhenkorrektur	87
5.3	Topographiekorrektur	89
5.4	Umrechnung von Zählraten in allgemeine Einheiten	93
5.4.1	Bestimmung der Detektorausbeutekurve	94
5.4.2	Bestimmung der Detektorempfindlichkeit	96
6	DARSTELLUNG UND FEHLER	99
6.1	Kartenerstellung	99
6.2	Signifikanz und Fehler	103
6.3	Digitale Verarbeitung aeroradiometrischer Karten	109
7	SOFTWARE	113
7.1	Einleitung	113
7.2	Software-Konzept	114
7.3	Programmbeschreibung	116

8	BEISPIELE	122
9	SCHLUSSFOLGERUNGEN	136
9.1	Kalibration	136
9.2	Topographie	137
9.3	Fehler und Nachweisgrenze	138
9.4	Ausblick	141
10	LITERATURVERZEICHNIS	144

Figurenverzeichnis

Fig. 1.1:	Mittlere Strahlenbelastung	1
Fig. 2.1:	Schema der Messapparatur	8
Fig. 3.1:	Messsituation	15
Fig. 3.2:	Spektrum	19
Fig. 3.3:	Kanalbreite und Energieauflösung	21
Fig. 3.4:	Höhenabhängigkeit der kosmischen Strahlung	24
Fig. 3.5:	Helikopterbackground/ kosmische Strahlung	26
Fig. 3.6:	Modellierte atmosphärische Strahlung	39
Fig. 3.7:	Radonbestimmung mittels Steigflügen	41
Fig. 3.8:	Filterbeispiel	44
Fig. 4.1:	Skizze Punktquelle	49
Fig. 4.2:	Skizze Satellitenbruchstück	51
Fig. 4.3:	Feldlinien einer Punktquelle	52
Fig. 4.4:	Skizze Fluggeschwindigkeit	55
Fig. 4.5:	Korrekturfaktoren für Fluggeschwindigkeit	56
Fig. 4.6:	Skizze Flächenquelle	57
Fig. 4.7:	Strahlungsfeld einer Flächenquelle	60
Fig. 4.8:	Strahlungsfeld einer homogenen Schicht	62
Fig. 4.9:	Strahlungsfeld einer Volumenquelle	63
Fig. 4.10:	Einflussbereich einer Volumenquelle	65
Fig. 4.11:	Effekte der Form des Untergrundes	66
Fig. 4.12:	Skizze Raumwinkelstab	66
Fig. 4.13:	Skizze dünner Streifen	69
Fig. 4.14:	Genauigkeitsabschätzung für Geländestreifen	73
Fig. 4.15:	Skizze Sichtbarkeit	75
Fig. 4.16:	2-D Modell der Linie 11091	76
Fig. 4.17:	Vergleich von Modellen und Messdaten	77
Fig. 4.18:	2D-Modell der Linie 11031	78
Fig. 4.19:	Skizze zur Berechnung von R und ds	79
Fig. 4.20:	Genauigkeitsabschätzung für 3-D Modellierung	81
Fig. 4.21:	3-D Modell der Linie 11091	82
Fig. 5.1:	Abschwächungskoeffizienten-Bestimmung	85
Fig. 5.2:	Filterung der Radarhöhe	88

Fig. 5.3:	Topographiekorrektur der Linie 11091 (3-D)	91
Fig. 5.4:	Vergleich von wahrer und rekonstruierter Topo	92
Fig. 5.5:	Topographiekorrektur der Linie 11091 (2-D)	93
Fig. 5.6:	Experimentell bestimmte Detektorempfindlichkeit	97
Fig. 6.1:	Flugwegkarte	99
Fig. 6.2:	Abweichungen vom geplanten Flugweg	100
Fig. 6.3:	Grid und Flugwege	101
Fig. 6.4:	Streudiagramm	111
Fig. 6.5:	Relative Summenhäufigkeit	112
Fig. 7.1:	Hauptmenu	116
Fig. 7.2:	Beispiel einer Eingabemaske (Fenstergrenzen)	118
Fig. 7.3:	Auswahl eines Datenfiles	119
Fig. 8.1:	Geol. Kartenskizze Flims/Vorderrheintal	125
Fig. 8.2:	Zählrate im Total-Fenster Flims/Vorderrheintal	126
Fig. 8.3:	Zählrate im Thorium-Fenster Flims/Vorderrheintal	127
Fig. 8.4:	Thorium-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal	128
Fig. 8.5:	Uran-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal	129
Fig. 8.6:	Kalium-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal	130
Fig. 8.7:	Ueberlagerungskarte Flims/Vorderrheintal	131
Fig. 8.8:	Zählrate im Total-Fenster KKB/PSI	132
Fig. 8.9:	MMGC-Verhältnis KKB/PSI	133
Fig. 8.10:	3-D-Darstellung des MMGC-Verhältnisses KKB/PSI	134
Fig. 8.11:	Fehlerkarte des Kalium-Fensters KKB/PSI	135

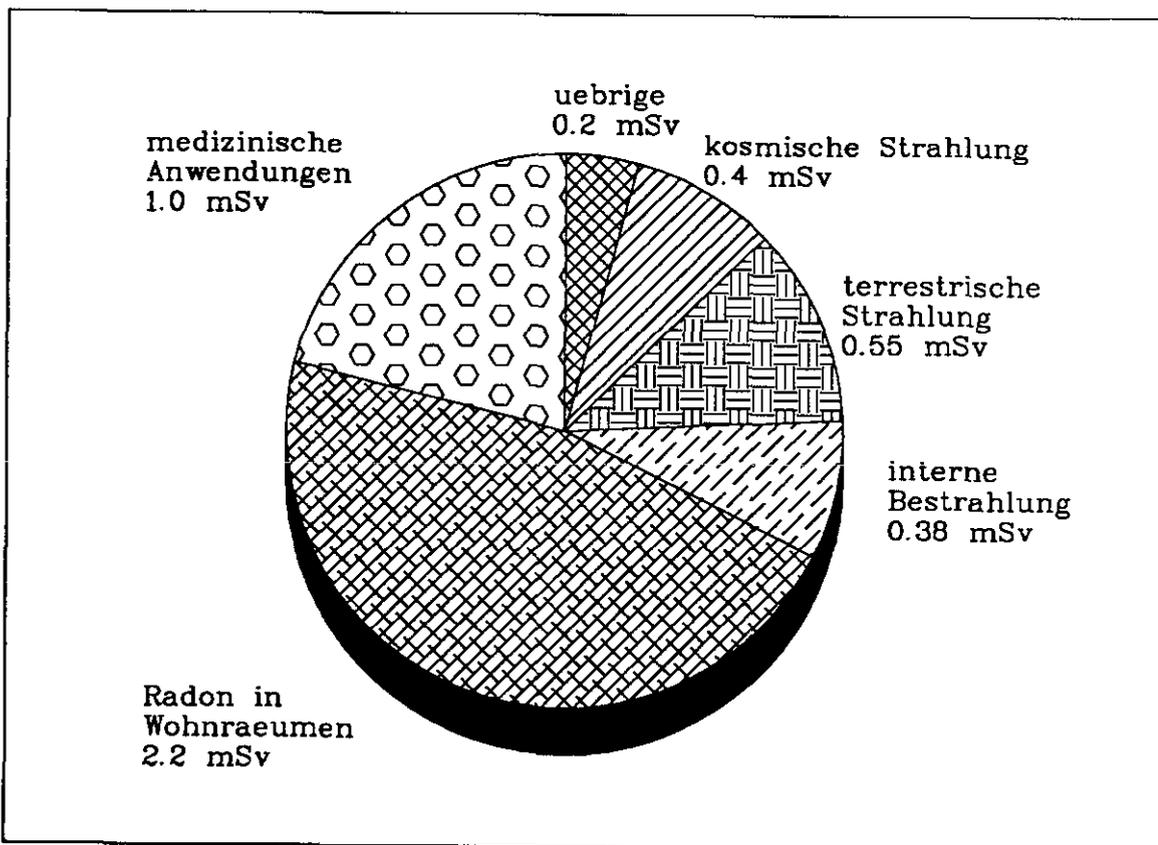
Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1:	Technische Daten der verwendeten Helikopter	9
Tab. 2.2:	Flugparameter für die Messflüge	11
Tab. 3.1:	Fensterdefinition	23
Tab. 3.2:	Korrekturfaktoren (Hintergrund/kosm. Strahlung)	27
Tab. 3.3:	Streufaktoren von Punktquellen	30
Tab. 3.4:	Abhängigkeit der Streufaktoren vom Quellabstand	33
Tab. 3.5:	Korrektur der Streufaktoren	34
Tab. 3.6:	Vergleich der Streufaktoren mit Literaturwerten	35
Tab. 4.1:	Umrechnungsfaktoren Aktivität-Radioisotopkonz.	47
Tab. 4.2:	Detektorparameter	48
Tab. 5.1:	Abschwächungskoeffizienten	87
Tab. 5.2:	Resultate der Kalibrationsmessungen mit Eichquellen	95
Tab. 5.3:	Detektorausbeute	95
Tab. 5.4:	Detektorempfindlichkeit	98
Tab. 6.1:	Resultate der Fehlerrechnung (Gebiet KKL)	106
Tab. 6.2:	Relative Fehler (Gebiet KKL)	107
Tab. 7.1:	Uebersicht über die Funktionen des Programmpaketes	117

1 EINLEITUNG

1.1 Einführung

Die radioaktive Strahlung ist Teil unserer physikalischen Umwelt. Der grösste Beitrag zum Strahlungsfeld ist natürlichen Ursprungs. Er wird durch die kosmische Strahlung, die natürliche Radioaktivität des Erdbodens sowie durch die radioaktiven Folgeprodukte des Edelgases Radon in der Luft verursacht. Künstliche Radioaktivität gelangt aus Kernkraftwerken, Industrie und Forschungsinstituten in die Umwelt. Im Normalbetrieb sind diese Abgaben gering. Durch Stör- und Unfälle können jedoch beträchtliche Radioaktivitätsmengen in die Umwelt gelangen. Hinzu kommen Beiträge aus medizinischen Anwendungen der Radioaktivität.



Figur 1.1: Prozentuale Verteilung der mittleren Strahlenbelastung in der Schweiz in Abhängigkeit von den wichtigsten natürlichen und künstlichen Quellen (KUEr Bericht, 1988)

Die kontinuierliche grossräumige Überwachung des Radioaktivitätspegels in der Schweiz erfolgt mit einem Netz von 51 fest installierten Dosismessstellen mit automatischer Fernübertragung der Messwerte (NADAM, Netz für automatischen Dosis-Alarm und Messung). Die Messgeräte sind an Stationen des Wetterbeobachtungsnetzes der Schweizerischen Meteorologischen Anstalt (SMA) angegliedert. Die Eidgenössische Kommission zur Überwachung der Radioaktivität (KUR) überwacht die Radioaktivität der Umwelt, insbesondere in der Umgebung von Anlagen und Betrieben, die radioaktive Stoffe erzeugen, verarbeiten oder handhaben. Ausserdem werden Stichproben- und Reihenmessungen von der Luft, von Regen, Lebensmitteln usw. durchgeführt. Ein weiteres Organ, die Hauptabteilung für die Sicherheit der Kernanlagen (HSK), kontrolliert die Kernkraftwerke und andere Kernanlagen in der Schweiz.

Ergänzend zu diesen routinemässig durchgeführten punktuellen Messungen ist auch eine flächendeckende Erfassung der Radioaktivität aufschlussreich. Erste flächenhafte Messungen der terrestrischen Strahlung (mittels Ionisationskammern am Boden) wurden in der Schweiz bereits 1961 durchgeführt (Halm et al., 1962). Die damalige Messpunktdichte genügt jedoch modernen Anforderungen nicht mehr. Um den natürlichen Strahlenpegel der Schweiz genauer zu erfassen, wurde 1985 im Rahmen der geophysikalischen Landesaufnahme mit der Erstellung einer radiometrischen Karte begonnen.

Bei aerogammaspektrometrischen Messungen wird das gesamte Spektrum der Gammastrahlung zwischen 200 keV und 3000 keV registriert. Damit können sowohl der Radioisotopgehalt des Untergrundes als auch das Strahlungsfeld (Dosisleistung) bestimmt werden. Radioisotopgehalt und Dosisleistung sind wichtige Parameter für geologische Untersuchungen und Umweltschutzanwendungen. Zu den wichtigsten Einsatzgebieten aerogammaspektrometrischer Messungen gehören:

- **Rohstoffsuche:** Aeroradiometrische Methoden werden weltweit am häufigsten für die Uranprospektion eingesetzt. Mittels radiometrischer Messungen kann jedoch nicht nur nach den radioaktiven Uran- und Thoriumerzen gesucht werden. Auch hydrothermale Veränderungen, die oft in engem Zusammenhang mit Erzlagerstätten (Zink, Kupfer, Blei) stehen, können dank der Kaliumanreicherung nachgewiesen werden (Ward, 1981).

- **Geologische Uebersichtskartierung:** Die Bestimmung der Konzentration der natürlichen Radioisotope K^{40} , Bi^{214} und Tl^{208} erlaubt es, die chemische Zusammensetzung des Gesteins zu ermitteln (Kalium-, Uran- und Thoriumgehalt). Vor allem in kristallinem Milieu können damit lithologische Einheiten unterschieden werden.
- **Strahlenschutz:** Die Aerogammaspektrometrie ist zweifellos die effizienteste Methode, um verlorene Radioaktivitätsquellen (z.B. bei abgestürzten kernreaktorbetriebenen Satelliten) und radioaktive Altlasten aufzuspüren. Ein weiteres Einsatzgebiet dieser Technik ist die Ueberwachung und Beweissicherung bei flächenhafter Verstrahlung nach Unfällen in Kernanlagen. Die genaue Kenntnis der Variationsbreite und der regionalen Verteilung der terrestrischen Gammastrahlung ist auch aus strahlenbiologischer Sicht von Bedeutung, namentlich bei der Diskussion um die Wirkung kleiner Strahlendosen.

Flächendeckende radiometrische Untersuchungen sind sehr aufwendig und teuer. Sie werden mit Vorteil aus der Luft durchgeführt. Die Hauptvorteile gegenüber Bodenmessungen sind (IAEA, 1979):

- **Schnell:** Aerogammaspektrometrische Messungen erlauben eine schnelle Vermessung grosser Gebiete. In unzugänglichen Regionen (Topographie, Erschliessung), wie z.B. den Schweizer Alpen, sind flächendeckende radiometrische Messungen nur aus der Luft durchführbar. Wegen des grösseren Bodenabstandes und der höheren Fortbewegungsgeschwindigkeit ist die Messleistung etwa 2500 mal höher als bei Bodenmessungen. Dass die Verteilung der Radioaktivität schneller erfasst werden kann, ist besonders bei Notfällen von Bedeutung.
- **Billig:** Obwohl die Messgeräte grosse Investitionen erfordern und die Flugkosten relativ hoch sind, liegen die Kosten pro Flächeneinheit bei Flugaufnahmen wegen des geringeren Personalaufwands deutlich niedriger als bei vergleichbaren terrestrischen Einsätzen.
- **Repräsentativ:** Die ermittelten Radionuklidgehalte bzw. Dosisleistungen stellen einen Mittelwert über eine grössere Fläche (rund 300 m x 300 m bei einer Flughöhe von 120 m) dar. Sie sind daher aussagekräftiger als punktuelle Bodenmessungen.

Die schwerwiegendsten Einschränkungen ergeben sich aus der geringen Reichweite der Gammastrahlung in der Luft bzw. im Untergrund.

- **Gefährlich:** Da die Messungen bei sehr geringen Flughöhen (im Idealfall unter 120 m) erfolgen müssen, stellen Lufthindernisse wie Transportseilbahnen und Hochspannungsleitungen hohe Anforderungen an Fluggerät und Besatzung. In Gebieten mit ausgeprägtem topographischem Relief können Flugzeuge die benötigte Flugleistung nicht mehr erbringen. Messungen in solchen Gebieten können deshalb nur mittels relativ teurer Helikopterflüge durchgeführt werden.
- **Geringe Eindringtiefe:** Die gemessene Gammastrahlung stammt zum grössten Teil aus den obersten 20 bis 40 cm der Erdoberfläche. Vergrabene Quellen können daher nicht detektiert werden. Diese Einschränkung trifft jedoch auch auf Bodenmessungen zu.
- **Geringes räumliches Auflösungsvermögen:** Durch den integrativen Charakter aerogammaspektrometrischer Messungen wird das erreichbare räumliche Auflösungsvermögen limitiert. Ausserdem sind schwache Punktquellen nur schwierig auszumachen.

1.2 Einsatz der Aerogammaspektrometrie in der Schweiz

Nach einer dreijährigen Evaluationsphase konnte 1985 von der Eidgenössischen Kommission für die Ueberwachung der Radioaktivität (KUeR) gemeinsam mit der Schweizerischen Geophysikalischen Kommission (SGPK) eine aerogammaspektrometrische Messeinrichtung der Firma Geometrics beschafft werden.

In den folgenden Jahren wurde die Apparatur vom Institut für Geophysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich (ETH-Z) im Auftrag der SGPK für die geophysikalische Landesaufnahme eingesetzt. Dieses Projekt bezweckt die Erstellung aerogammaspektrometrischer Karten von Gebieten mit erhöhtem natürlichem Strahlungspegel im Massstab 1:100'000. Diese Karten bilden eine sinnvolle Ergänzung zu bisherigen Kartenblättern der geophysikalischen Landesaufnahme (Schwerekarte, geomagnetische Karten, Seismizitätskarten, geother-

mische Karten und aeromagnetische Karten). Die Anwendungsbereiche der radiometrischen Karten liegen vor allem in der geologischen Kartierung, der Strahlenbiologie und der Uranprospektion.

1989 beauftragte die Hauptabteilung für die Sicherheit der Kernanlagen (HSK) die Forschungsgruppe Geothermik und Radiometrie des Institutes für Geophysik mit der Durchführung aeroradiometrischer Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen. Mit jährlich stattfindenden Helikopter-Aufnahmen wird die Umgebung (rund 50 km²) der schweizerischen Kernkraftwerke und des Paul Scherrer-Instituts aerogammaspektrometrisch vermessen (Schwarz et al., 1989 und Schwarz et al. 1990). Die zunächst für fünf Jahre vorgesehenen Messungen dienen der Erweiterung der nuklearen Beweissicherung sowie als Vergleichsbasis bei allfälligen Verstrahlungsfällen. Zudem soll die Methodik der aerogammaspektrometrischen Aufnahmen weiterentwickelt werden.

Ereignen sich radiologische Notfälle (Transport- und Industrieunfälle mit radioaktivem Material, KKW-Störfälle oder Satellitenabstürze), so ist der Einsatz des Messsystems unter der Regie der Sektion Nationale Alarmzentrale (SNAZ) vorgesehen. Die Erfassung der Bodenkontamination dient als Entscheidungsgrundlage für Massnahmen wie beispielsweise Aufenthaltsbeschränkungen für die Bevölkerung oder Einsatz von Spezial- und Bergungsequipen. Im Einsatzfall werden die Messflüge mit Militärhelikoptern durchgeführt. Um das Gerät optimal und in nützlicher Frist einsetzen zu können, werden jedes Jahr Uebungsflüge durchgeführt.

1.3 Aufgabenstellung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung von Korrektur- und Auswerteverfahren für aerogammaspektrometrische Messungen, unter spezieller Berücksichtigung der schweizerischen Verhältnisse.

Für die quantitative Auswertung der Messdaten ist eine sorgfältige Eichung des Messgerätes unbedingt erforderlich. Im weiteren müssen die Parameter für die verschiedenen Korrekturen bestimmt werden. Im Rahmen des amerikanischen NURE-Programms (National Uranium Resource Evaluation) wurden Richtlinien für die Kalibration der radiometrischen Messgeräte festgelegt (Purvance und Novak,

1983). Diese Richtlinien waren für alle Projektteilnehmer dieses Grossprojekts verbindlich und wurden weltweit von den meisten Arbeitsgruppen übernommen. Die Kalibration nach diesen Richtlinien erfordert spezielle Kalibrationsplattformen aus Beton mit genau bekannten Uran-, Thorium- und Kaliumgehalten. Leider stehen in Mitteleuropa keine solchen Eichrichtungen zur Verfügung. Es wird deshalb nach einem Verfahren gesucht, das die für die Umrechnungen und Korrekturen benötigten Parameter ohne teure Eichplattformen bestimmen lässt.

Bisher wurden aus Kostengründen weltweit nur wenige aeroradiometrische Messkampagnen im Hochgebirge durchgeführt. Weil Flächenflugzeuge die im Gebirge benötigten Flugleistungen nicht erbringen können, ist man auf teure Helikopterflüge angewiesen. Hochgebirge nehmen ausserdem nur einen geringen Teil der gesamten Landfläche ein, sodass Messflüge in gebirgigen Regionen weltweit nicht sehr häufig durchgeführt werden. In der Schweiz jedoch liegt ein grosser Teil der Untersuchungsgebiete in den Alpen. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage nach dem Einfluss der Topographie auf die Messungen. Um die Grössenordnung dieser Einflüsse abzuschätzen, ist eine Methode zu entwickeln, die eine zwei- und dreidimensionale Modellierung des Gammafeldes beliebiger Geländeformen erlaubt. Insbesondere sind auch Modellrechnungen mit echten Geländedaten von Interesse. Nach der Quantifizierung muss zusätzlich ein Verfahren zur Korrektur der Topographie-Effekte bereitgestellt werden.

Bei Notfalleinsätzen werden Messresultate innerhalb sehr kurzer Frist benötigt. Die Datenverarbeitung wird deshalb optimalerweise parallel zu den Messflügen direkt im Feld durchgeführt. So stehen stets die neuesten Karten der Verstrahlungslage als Planungsgrundlage für Massnahmen zur Verfügung. Auch bei Routinemessungen ist eine erste Auswertung im Feld für die Qualitätskontrolle von Vorteil. Die gesamte Datenverarbeitung, inklusive Korrekturen und Kartenerstellung, soll deshalb auf einem transportablen Mikrocomputer durchgeführt werden können. Dafür ist ein integriertes Programmpaket zu entwickeln. Grossen Wert ist dabei auf die Benutzerfreundlichkeit zu legen, damit die Auswertung auch von Nicht-Computerfachleuten durchgeführt werden kann.

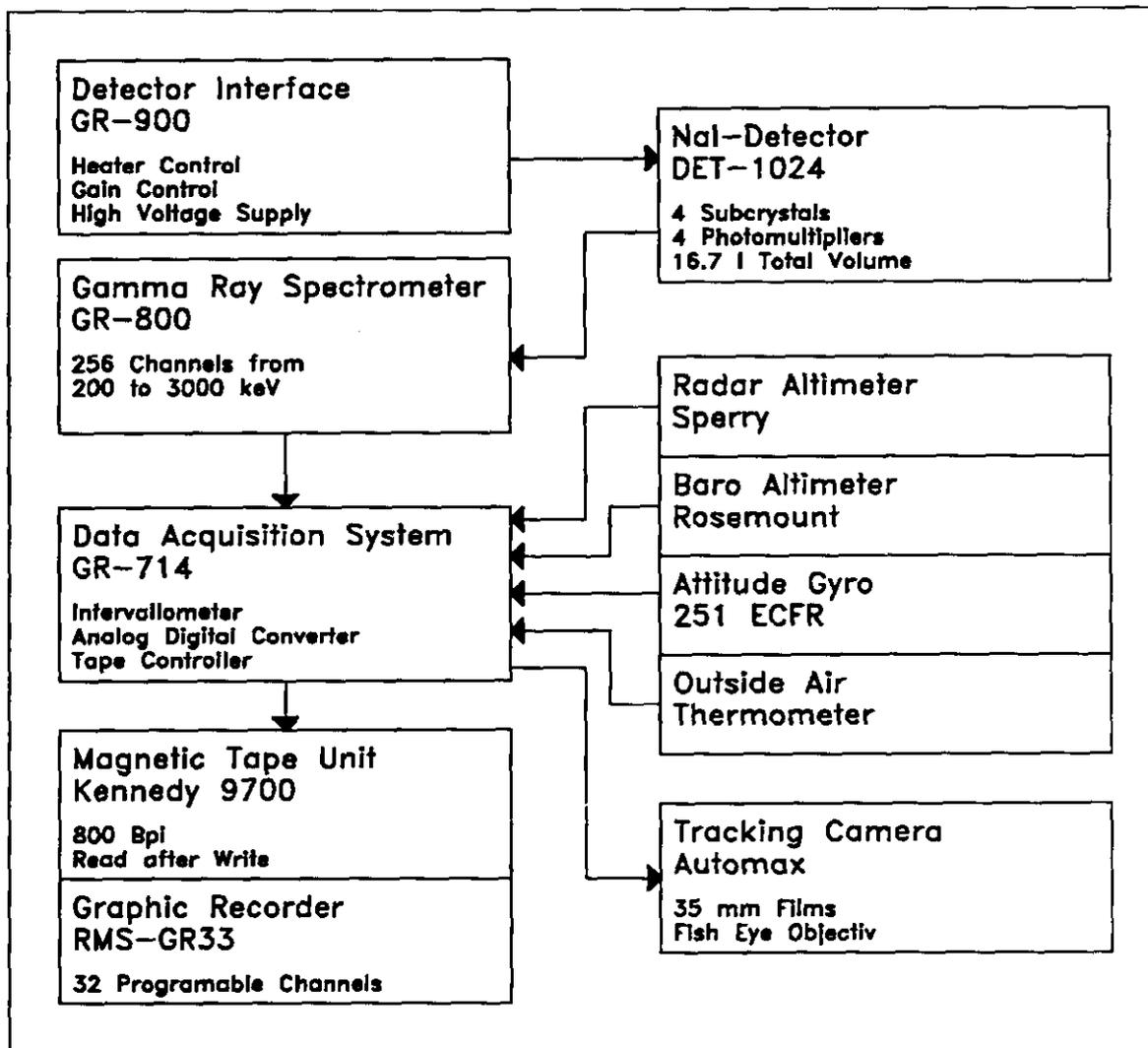
Die Entwicklung und die abschliessenden Tests der Auswerte- und Korrekturverfahren werden anhand der Messdaten durchgeführt, die bei der aerogamma-spektrometrischen Kartierung der Schweiz erhoben wurden.

2 DATENAKQUISITION

2.1 Messsystem

Die gesamte Messapparatur wurde von der Firma EG&G Geometrics geliefert. Sie wurde speziell für luftgestützte Einsätze entwickelt. Die Geräte sind robust und resistent gegen Vibrationen. Das Einbaugewicht der gesamten Messapparatur beträgt ungefähr 200 kg. In Figur 2.1 ist das Messsystem schematisch dargestellt. Es besteht aus folgenden Komponenten:

- **Detektor:** Das Detektorpaket Geometrics DET-1024 enthält vier 4"x4"x16" grosse prismatische NaI-Kristalle. Jeder Kristall ist mit einem eigenen Photomultiplier ausgerüstet. Das ganze Paket ist wärmeisoliert und verfügt über eine stabilisierte Heizvorrichtung, die es erlaubt, die Temperatur auf $\pm 0.1^\circ\text{C}$ konstant zu halten.
- **Detektorinterface:** Ueber das Detektorinterface Geometrics GR-900 wird die Heizung der Detektoren geregelt. Ausserdem versorgt es die Photomultiplier mit der benötigten Hochspannung. Mit Reglern, die an der Gerätefront angebracht sind, können die Detektoren geeicht werden.
- **Spektrometer:** Das Spektrometer vom Typ Geometrics GR-800 verfügt über 255 Kanäle, die über den Bereich von 400 keV bis 3000 keV verteilt sind. Ein zusätzlicher Kanal dient der Registrierung der hochenergetischen kosmischen Strahlung.
- **Steuereinheit:** Die Synchronisation und Steuerung des Messvorganges wird von der Steuereinheit Geometrics G-714 übernommen. Jede Sekunde wird eine Messung ausgelöst und zusammen mit der Uhrzeit, einer Laufnummer (Fiducial number) und der Flugliniennummer auf Band aufgezeichnet. Die Bedienung der Steuereinheit erfolgt während des Fluges über eine Fernbedienung. Damit kann der Messvorgang am Anfang und am Ende der Fluglinie gestartet und gestoppt werden. Für den Anschluss zusätzlicher Peripheriegeräte stehen acht Analog/Digitalwandler zur Verfügung.



Figur 2.1: Schema der Messapparatur

- **Flugwegkamera:** Mit einer vertikal montierten Kamera (Automax 35 mm) wird alle drei Sekunden ein Photo des Untergrundes aufgenommen. Auf jedem Bild ist die aktuelle Laufnummer aufbelichtet. Anhand dieser Photos kann durch Vergleich mit der Karte die effektiv geflogene Flugroute rekonstruiert werden.
- **Peripheriegeräte:** Als Zusatzdaten werden laufend Radarhöhe (Sperry AA-200), Luftdruck (Rosemount 1241), Aussentemperatur (Davtron 301C) und die Lagewinkel (AIM 251 CFR) des Helikopters aufgezeichnet.
- **Bandgerät:** Die Aufzeichnung aller Daten erfolgt auf einem Kennedy-9700 Magnetbandgerät mit einer Schreibdichte von 800 Bpi. Die Daten werden bereits während des Schreibvorganges auf Aufzeichnungsfehler hin kontrolliert (read after write).
- **Analogschreiber:** Auf dem Analogschreiber GR-33 der Firma RMS können die Daten bereits während des Fluges auf Papier ausgegeben werden.

Die Messapparatur kann in drei verschiedene Helikoptertypen eingebaut werden. Meistens werden die Messflüge mit einem Ecureuil-Helikopter der Firma Heliswiss AG (Belp/BE) durchgeführt.

Tabelle 2.1: Technische Daten der für die Messflüge benutzten Helikopter

	Ecureuil AS350B	Alouette-III AS316B	Lama AS315B
Hersteller	Aerospatiale	Aerospatiale	Aerospatiale
Turbine	Turboméca Arriel	Artouste-IIIB	Artouste-IIIB
Leistung	523 PS	550 PS	550 PS
Kerosenverbrauch	165 l/h	200 l/h	220 l/h
Rotordurchmesser	10.65 m	11.02 m	11.02 m
Gesamtlänge	12.99 m	12.87 m	12.92 m
Breite	2.53 m	2.85 m	2.38 m
Höhe	3.08 m	2.97 m	3.05 m
Leergewicht	990 kg	1300 kg	1140 kg
Max. Abhebegewicht	1950 kg	2100 kg	1950 kg
Max. Flugzeit	3 h	2.5 h	2.5 h
Reisegeschwindigkeit	220 km/h	180 km/h	170 km/h
Max. Einsatzhöhe	4875 m/M	6500 m/M	7000 m/M
Aktionsradius	660 km	450 km	425 km

Von der Möglichkeit, die Messgeräte in einem Lama-Helikopter der gleichen Firma einzubauen, wird wegen der prekären Platzverhältnisse in der Kabine selten Gebrauch gemacht. Für Notfalleinsätze sind Alouette-III-Helikopter des EMD vorgesehen.

Detektor und Registriereinheit werden hinter den Vordersitzen der Kabine installiert. Dazu muss die Sitzbank für die Passagiere ausgebaut werden. Aus Gewichts- und Platzgründen kann neben dem Piloten nur eine Person mitfliegen, welche die Navigation und Gerätebedienung übernehmen muss.

Der Einbau der Geräte erfordert keine Anpassungen am Helikopter. Sämtliche Komponenten können an den standardmässig vorhandenen Halterungen fixiert werden. Somit kann im Prinzip jeder Helikopter des Typs Ecureuil, Alouette-III oder Lama für Messflüge eingesetzt werden.

2.2 Messkampagne

Aerogammaspektrometrische Messungen werden wegen der stabileren Wetterlage meist im Sommer und Frühherbst durchgeführt. Ausserdem liegt im Gebirge zu dieser Zeit nur noch wenig Schnee, der wegen der zusätzlichen Signaldämpfung sehr störend auf die Messungen wirkt.

Der Personalbedarf für die Durchführung einer Kampagne richtet sich vor allem nach der Grösse des zu vermessenden Gebiets. Kurze Einsätze (zwei bis drei Wochen) können mit einem Piloten, zwei Operateuren und einem Elektroniker durchgeführt werden. Für grössere Kampagnen werden zusätzlich ein Helikoptermechaniker sowie Ersatz- und Hilfspersonal benötigt.

Der Ablauf einer aerogammaspektrometrischen Messkampagne lässt sich grundsätzlich in drei Phasen gliedern:

- **Flugplanung:** Festlegung der globalen Flugparameter.
- **Messflüge:** Die eigentlichen Messungen sowie die tägliche Wartung und Eichung des Messsystems.
- **Qualitätskontrolle:** Ueberprüfung der Datenqualität im Anschluss an die Messungen.

2.2.1 Flugplanung

In der Planungsphase werden die Grenzen des Untersuchungsgebiets, der Fluglinienabstand, die Lage der Fluglinien sowie die Flughöhe festgelegt. Die Wahl der Flugparameter richtet sich nach der benötigten Messgenauigkeit, den vorhandenen finanziellen Mitteln, der Detektorempfindlichkeit und den flugtechnischen Einschränkungen.

Wegen der starken Absorption der Luft ist es wünschenswert, möglichst tief zu fliegen. Wegen der Lufthindernisse kann aus Sicherheitsgründen die Flughöhe von 92 m (300 ft) in flachem Gelände bzw. 122 m (400 ft) im Gebirge nur selten unterschritten werden.

Tabelle 2.2: Flugparameter für die Messflüge

Messauftrag	Längs- linien- abstand [m]	Quer- linien- abstand [m]	Flug- richtung	Flughöhe [m]	Flugge- schwindig- keit [m/s]	Sample- intervall[s]
KKW Ueberwachung	250	-	variabel	92	25	1
Landesaufnahme	500	3000	N-S	122	25	1

Der Fluglinienabstand richtet sich nach dem gewünschten Ueberdeckungsgrad. Der Einfluss der Fluggeschwindigkeit ist bei Messungen mit Helikoptern (die immer relativ langsam fliegen) nur von untergeordneter Bedeutung. Sie wirkt sich vor allem bei der Suche nach kleinen Quellen (Punktquellen) aus. Für die Messungen in der Schweiz wurden die in Tabelle 2.2 zusammengestellten Flugparameter verwendet.

Der bei den Messflügen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen (Messauftrag HSK) gewählte Längslinienabstand von 250 m, entspricht bei einer Flughöhe von 92 m ungefähr der Reichweite einer Punktquelle mit einer Aktivität von 0.9 GBq (25 mCi). Für die aerogammaspektrometrische Kartierung der Schweiz (Messauftrag SGPK) wurde eine Ueberdeckung von 90% für die Erfassung der Geologie angestrebt. Die Grundlagen zur Berechnung des Ueberdeckungsgrades und der Detektionslimiten werden in Kapitel 4 hergeleitet.

Die Fluglinien und Gebietsgrenzen wurden auf Originalkarten (Landestopographie) im Massstab 1:25000 aufgezeichnet. Auf denselben Karten werden alle Lufthindernisse wie Seilbahnen, Heukabel, Hochspannungsleitungen, Hochkamine usw. eingetragen. Die so erstellte Flugkarte wird als Grundlage für die Navigation verwendet.

2.2.2 Messflüge

Wegen der Komplexität des Messsystems sind eine sorgfältige Kalibration und die ständige Ueberwachung der Geräte von grosser Bedeutung.

Einen Tag vor dem eigentlichen Flugbeginn wird das Messsystem in die Helikopterkabine eingebaut. Ein Vorgang, der drei bis vier Stunden dauert. Um die Drift des Detektors zu verringern, muss seine Temperatur konstant gehalten werden. Die Heiztemperatur kann am Thermostaten in 10°-Schritten eingestellt werden. Die vorgewählte Temperatur sollte immer zehn Grad höher als die maximal erwartete Aussentemperatur sein. Nur so kann sichergestellt werden, dass der Detektor während der gesamten Messzeit dieselbe Temperatur hat. Damit sich die Temperatur stabilisieren kann, wird der Detektor etwa 18 Stunden vor Messbeginn vorgeheizt.

Das Detektorpaket besteht aus vier NaI-Detektoren. Mit der Energieeichung werden die Spektren der einzelnen Detektoren in Deckung gebracht. Die Energieeichung wird vor jedem Messflug mit einer 370 kBq (10 µCi) Cs¹³⁷-Quelle durchgeführt. Durch Verändern der Hochspannung der Photomultiplier lässt sich jeder einzelne Detektorkristall sehr genau auf die Gammaenergie der Cäsiumlinie (661 keV) einstellen. Anschliessend wird das Spektrum der Cs¹³⁷-Quelle auf dem Analogschreiber ausgedruckt und die Energieauflösung (siehe Kapitel 3.2) der Detektoren berechnet. Abschliessend wird ein Thoriumspektrum aufgenommen um die Qualität der Energieeichung anhand der Th²⁰⁸-Linie bei 2615 keV zu kontrollieren.

Um die Funktionstüchtigkeit des Messsystems zu überprüfen, wird zu Beginn und am Ende eines jeden Messfluges ein Systemtest durchgeführt. Dazu wird das Gerät noch am Boden während 30 s eingeschaltet. Die so gewonnenen Daten können auch zur nachträglichen Energieeichung herangezogen werden. Eine zweite Testlinie dient der Ueberwachung des Radongehaltes der Atmosphäre. Sie wird in einer Höhe von 305 m (1000 ft) über Grund immer an derselben Stelle durchgeführt. Testlinien, deren Werte stark vom Mittelwert aller Testlinien an der jeweiligen Basis abweichen, deuten auf eine Erhöhung der Radonkonzentration in der Atmosphäre hin. Flüge, die während solcher Perioden durchgeführt wurden, sollten mit Vorteil wiederholt werden.

Während der Messungen akkumuliert das Spektrometer die einfallende Gammastrahlung während einer Sekunde. Anschliessend wird das gesamte Spektrum auf Magnetband geschrieben. Gleichzeitig werden auch die Zeit, die Laufnummer (Fiducial), die Aussentemperatur sowie Radarhöhe und Luftdruck abgespeichert. Pro Sekunde fällt eine Datenmenge von 652 Bytes an. Alle drei Sekunden macht die aussen montierte Kamera eine Aufnahme des überflogenen Geländes. Diese Bilder dienen der späteren Rekonstruktion des Flugweges.

Die Navigation erfolgt visuell anhand der Flugkarten im Massstab 1:25'000. Dabei wird versucht, den vorgezeichneten Fluglinien so genau wie möglich zu folgen. Dies stellt im Gebirge wegen der geringen Flughöhe (weniger als 120 m über Grund) hohe Anforderungen an Pilot, Navigator und Helikopter. In den Schweizer Alpen stellen Lufthindernisse wie Luftseilbahnen und Hochspannungsleitungen das grösste Problem dar. In einzelnen Gebieten muss mit einem Kabel pro Kilometer Fluglinie gerechnet werden, wobei der Bodenabstand solcher Hindernisse bis zu 300 m betragen kann. Der Navigator kündigt dem Piloten jedes Lufthindernis an, damit es in grösserer Höhe überflogen werden kann. Die Flugrichtung wird anhand von markanten Geländepunkten angegeben. Aus Sicherheitsgründen muss die Position des Helikopters auf 100 m genau bekannt sein.

Die Navigation erfordert die ganze Aufmerksamkeit des mitfliegenden Geophysikers. Die Gerätebedienung während des Fluges muss sich deshalb auf ein absolutes Minimum beschränken. Es wird nur kontrolliert, ob die Daten registriert werden. Auf dem Flugprotokoll die wichtigsten Kenndaten jeder Fluglinie (Laufnummern vom Beginn und Ende der Fluglinie, Flugrichtung und Zeit) zu Kontrollzwecken festgehalten. Ausserdem werden Linienanfang und Linienende auf der Flugkarte mit Pfeilen markiert.

Eine Tankfüllung reicht etwa für 120-150 Flugminuten. Die effektive Messzeit während eines Fluges beträgt etwa 70 Minuten. Dies entspricht ungefähr 100 km Messstrecke. Parallel zu den Flügen werden an der Basisstation am Boden Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit aufgezeichnet. Während einiger Messkampagnen wurde ausserdem der Radongehalt mit einem Radonmonitor kontinuierlich registriert.

2.2.3 Qualitätskontrolle

Die Qualitätskontrolle der Daten erfolgt direkt im Anschluss an jeden Messflug auf der Helibasis. Der Auswerterechner muss deshalb transportierbar sein. Als Auswertesystem genügt bereits ein Personalcomputer mit angeschlossener Magnetbandstation.

Für die Datensichtung im Feld wurde ein integriertes Programmpaket entwickelt, das nicht nur der Qualitätskontrolle dient, sondern auch eine vollständige Auswertung der Daten, inklusive Kartenherstellung, im Feld ermöglicht (Schwarz (1990)). Die Bedienung der Software erfolgt über eine voll menügesteuerte Benutzeroberfläche und ist auch für Nicht-Computerfachleute leicht erlernbar.

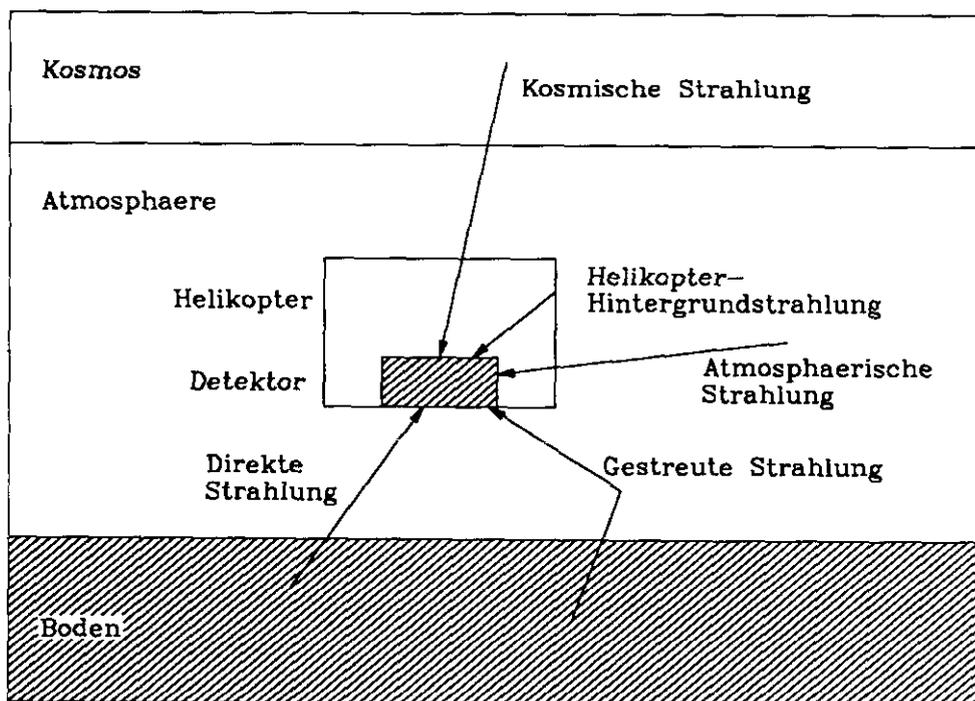
Für eine erste Kontrolle werden die Originalbänder eingelesen und auf Schreibfehler hin kontrolliert. Im weiteren werden die Energieeichung und die Energieauflösung des Messsystems überprüft. Fehlerhafte Stellen werden gelöscht und Irrtümer des Operators, wie z.B. die Eingabe eines falschen Datums oder Nichtwechseln der Liniennummer, korrigiert. Von den überprüften Bändern wird eine Sicherungskopie erstellt.

3 GRUNDKORREKTUREN

3.1 Einleitung

Die Gammastrahlung, die vom Detektor in einem Helikopter registriert wird, setzt sich aus den Beiträgen des Erdbodens, der Atmosphäre, des Helikopters sowie der kosmischen Strahlung zusammen:

- **Kosmische Strahlung:** Bei der Absorption hochenergetischer kosmischer Teilchen in der Atmosphäre entsteht Gammastrahlung, die bei Messungen mitregistriert wird.



Figur 3.1: Messsituation bei aerogammaspektrometrischen Messungen

- **Atmosphärische Strahlung:** Die wichtigste Strahlungsquelle der Atmosphäre ist das Isotop Rn^{222} des Edelgases Radon. Es wird durch den Zerfall von Uran erzeugt. Die Radonkonzentration in der Luft ist wetterabhängig und sehr starken Schwankungen unterworfen.

- **Hintergrundstrahlung von Helikopter und Detektor:** Sowohl im Helikopter als auch im Detektor selbst, sind immer geringe Mengen radioaktiven Materials vorhanden, deren Strahlung mitregistriert wird.
- **Gestreute Strahlung:** Die Strahlung kann im Detektor, in der Luft oder auch im Boden gestreut werden. Durch Streuung ändert sich die Wellenlänge der Strahlung und damit das ursprüngliche Spektrum.
- **Bodenstrahlung:** Die terrestrische Strahlung entsteht zum grössten Teil beim Zerfall der vier natürlichen Radioisotopen U^{235} , U^{238} , Th^{232} und K^{40} . Hinzu kommen eventuell langlebige Spalt- und Aktivierungsprodukte aus Kernwaffenversuchen und Nuklearanlagen wie Cs^{137} und Co^{60} .

Mit aerogammaspektrometrischen Messungen will man den Radionuklidgehalt des Untergrunds bestimmen. Dabei ist nur die direkte Bodenstrahlung von Interesse. Mit den Grundkorrekturen werden die störenden Beiträge der anderen Strahlungsquellen entfernt. So werden die Messdaten auf den Beitrag der direkten Bodenstrahlung reduziert. Die Grundkorrekturen hängen weder von der Geometrie des Untergrundes noch von der Aktivitätsverteilung im Boden ab. Sie sind deshalb ortsunabhängig und können bei jeder Anwendung durchgeführt werden. Im allgemeinen erfolgt die Grundkorrektur in fünf Schritten:

- **Spektrumausgleich:** Korrektur der Störungen, die im Messsystem selbst entstehen, insbesondere der Drift des Spektrometers.
- **Helikopter-Hintergrund/kosmische Strahlung:** Entfernung der Beiträge der Hintergrundstrahlung des Helikopters, des Detektors sowie der kosmischen Strahlung.
- **Streuung und spektrale Fremdbeiträge:** Reduktion auf den primären (direkten) Strahlungsbeitrag durch Entfernung der Streu- und Ueberlagerungseffekte.
- **Radon:** Korrektur des Beitrags der atmosphärischen Strahlung.
- **Filtern:** Glättung der Daten

In den folgenden Unterkapiteln werden die einzelnen Schritte der Grundkorrektur näher erläutert. Es werden auch die zur Bestimmung der Korrekturparameter benötigten Kalibrationsmessungen diskutiert. Die Reihenfolge der Korrekturschritte ist wegen des in dieser Arbeit verwendeten Kalibrationsverfahrens nicht austauschbar.

3.2 Spektrumausgleich

Mit Hilfe der Spektrumausgleichskorrektur werden Störungen, die im Messsystem selbst entstehen, soweit als möglich eliminiert. Die drei wichtigsten Störeffekte sind:

- **Instrumentenrauschen:** Zusätzliches Rauschen durch die Elektronik der Messgeräte.
- **Drift:** Bei Spektrometern äussert sich die Drift in einer Verschiebung der Kanal-Energiebeziehung. Die Drift wird vor allem durch instabile Photomultiplier verursacht.
- **Totzeit (Deadtime):** Während der Zeitspanne, die von der Spektrometerelektronik zur Registrierung eines Gammaquants benötigt wird, ist das Spektrometer blockiert. Besonders bei hohen Zählraten wird deshalb ein zu niedriger Wert gemessen.

Das Instrumentenrauschen wird durch die Auslegung der Elektronik des Messgerätes festgelegt. Es äussert sich durch zusätzliches Signalrauschen und kann nicht korrigiert werden.

Mit der Energieeichung werden alle Spektren auf eine einheitliche Kanalbreite normiert. Dadurch wird die Drift des Messsystems korrigiert. Eine zu starke Drift, oder ein asynchrones Driften der einzelnen Photomultiplier, kann die Daten unbrauchbar machen. Deshalb ist es sehr wichtig, die Datenqualität bereits im Feld zu überwachen. So können schlechte Messungen frühzeitig erkannt und ausgeschieden werden. Anschliessend wird die Totzeitkorrektur durchgeführt.

Um Speicherplatz auf dem Computer zu sparen, werden die Daten für die weitere Auswertung komprimiert. Dazu werden Bereiche des Spektrums definiert, die von besonderem Interesse sind, z.B. Regionen um markante Linien (sogenannte Fenster). Die Kanäle innerhalb eines solchen Fensters werden aufaddiert und ergeben die Fenstersumme, mit der anschliessend weitergearbeitet wird.

3.2.1 Instrumentenrauschen

Das Instrumentenrauschen ist bei der hohen Qualität der modernen elektronischen Bauteile sehr gering. Im Falle eines Defektes kann das Rauschen der Elektronik jedoch sehr stark zunehmen. Zur Ueberwachung des Instrumentenrauschens werden Flüge mit konstanter Flughöhe über homogenen Quellen durchgeführt.

Ueber einer konstanten Quelle ist die Standardabweichung radiometrischer Messungen gleich der Wurzel des Mittelwertes (Poissonverteilung). Wird zusätzliches Hintergrundrauschen hinzugefügt, so ist die Ungleichung 3.1 nicht mehr erfüllt (Purvance und Novak, 1983).

$$s - \sqrt{\bar{x}} \leq \frac{s}{\sqrt{2M}} + \sqrt{\bar{x}/M} \quad (3.1)$$

s^2	Varianz
\bar{x}	Mittelwert
M	Anzahl Messwerte

Für jeden Messpunkt (und jedes Fenster) der Kalibrationsflüge sowie der Testlinien am Anfang jedes Messfluges wird geprüft, ob die obenstehende Ungleichung erfüllt ist.

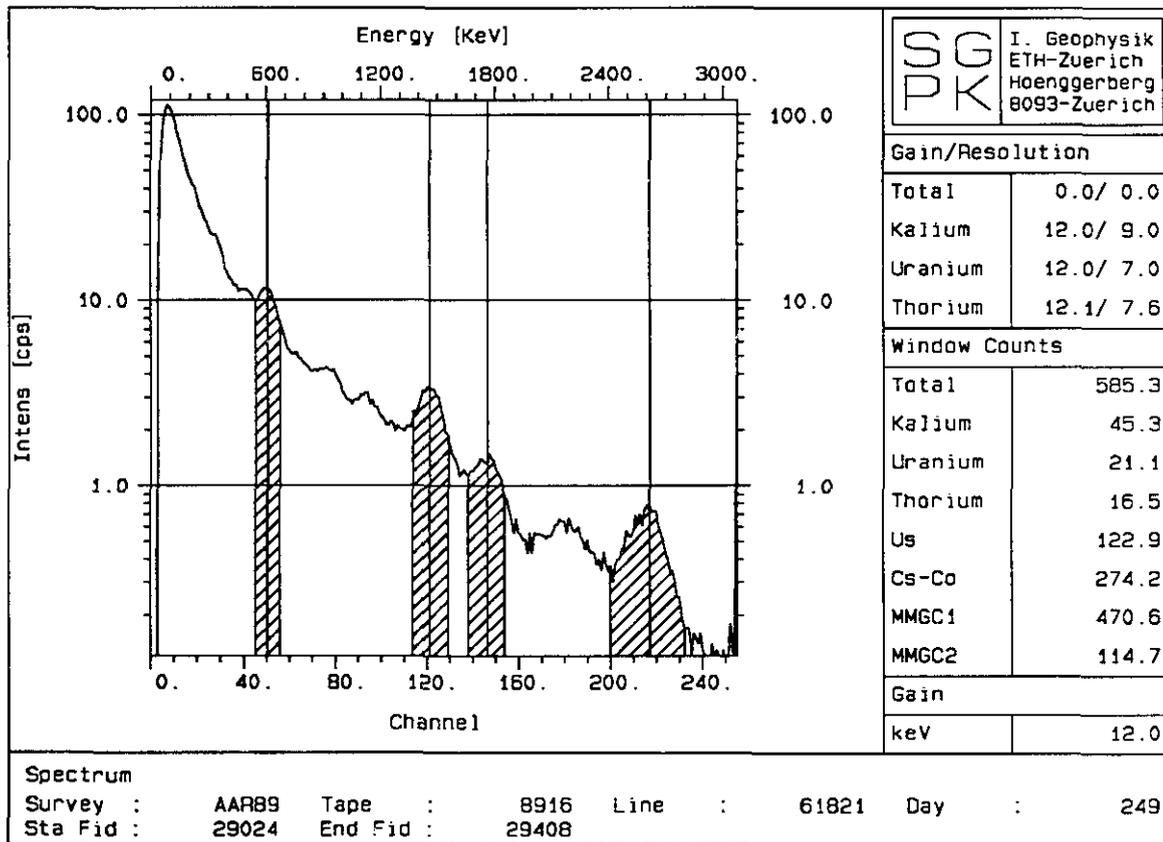
3.2.2 Energieeichung

Die Beziehung zwischen Spektrometerkanal und Energie der Gammastrahlung lässt sich durch eine lineare Gleichung (Eichgerade) beschreiben:

$$E = E_0 + \Delta E \cdot CH \quad (3.2)$$

E	Energie der Gammastrahlung	[keV]
E_0	y-Achsenabschnitt der Eichgeraden (meist gilt $E_0=0$)	[keV]
ΔE	Kanalbreite	[keV]
CH	Kanalnummer	

Das Ausgangssignal des Detektorkristalls wie auch des Photomultipliers, ist temperaturabhängig. Obwohl das Detektorpaket in einem wärmeisolierten, geheizten Gehäuse eingebaut ist, kann in einigen Fällen, z.B. bei starker Sonneneinstrahlung, die Temperatur nicht konstant gehalten werden. Dies macht sich dann durch Drift bemerkbar. Eine durch instabile Verstärker oder Analog/Digitalwandler verursachte Drift ist in modernen Geräten selten.



Figur 3.2 : Beispiel eines Spektrums

Die einzelnen Detektoren driften nie völlig synchron, so dass sich ihre Teilspektren gegeneinander verschieben. Dadurch verbreitern sich die Gamma-Linien. In schlimmen Fällen können sich sogar Doppellinien bilden. Starke Drift kann die Daten völlig unbrauchbar machen.

Für die nachträgliche Energieeichung anhand der gemessenen Spektren werden die immer vorhandenen natürlichen Gamma-Linien bei 1460 keV von K^{40} , 1765 keV von Bi^{214} und 2615 keV von Tl^{208} verwendet (siehe Figur 3.2).

Die Form einer solchen Gamma-Linie lässt sich durch eine Gausskurve mit linearem Trend annähern:

$$f(CH) = a + b \cdot CH + A \cdot e^{-\frac{(CH_c - CH)^2}{2 \cdot s^2}} \quad (3.3)$$

CH	Kanalnummer
a+b·CH	Linearer Trend
A	Amplitude
CH _c	Zentrumskanal
s ²	Varianz

Die Funktion f(CH) ist nicht linearisierbar. Für die Anpassung an die Messdaten wurde das Levenberg-Marquardt-Verfahren gewählt (Press et al., 1986; P.523). Dabei werden ausgehend von geschätzten Werten iterativ diejenigen Parameter a, b, A, CH_c und s iterativ gesucht, für die χ^2 minimal ist.

Für die erste Parameterschätzung werden die Minima links und rechts des Zentrumskanals sowie das Maximum benötigt:

$$\begin{aligned} b^0 &= (I_r - I_l) / (CH_r - CH_l) \\ a^0 &= I_l - b^0 \cdot CH_l \\ CH_l^0 &= CH_m \\ A^0 &= I_m - (a^0 + b^0 \cdot CH_m) \\ s^0 &= 1 \end{aligned} \quad (3.4)$$

CH_l, CH_m, CH_r Kanal des linken Minimums, Maximums und rechten Minimums
I_l, I_m, I_r Zählraten in den Kanälen CH_l, CH_m, CH_r

Die Prozedur liefert als Resultat die Parameter a, b, A, CH_c und s (sowie die zugehörigen Fehler). Daraus lassen sich die Kanalbreite sowie die Halbwertsbreite der Gamma-Linie berechnen:

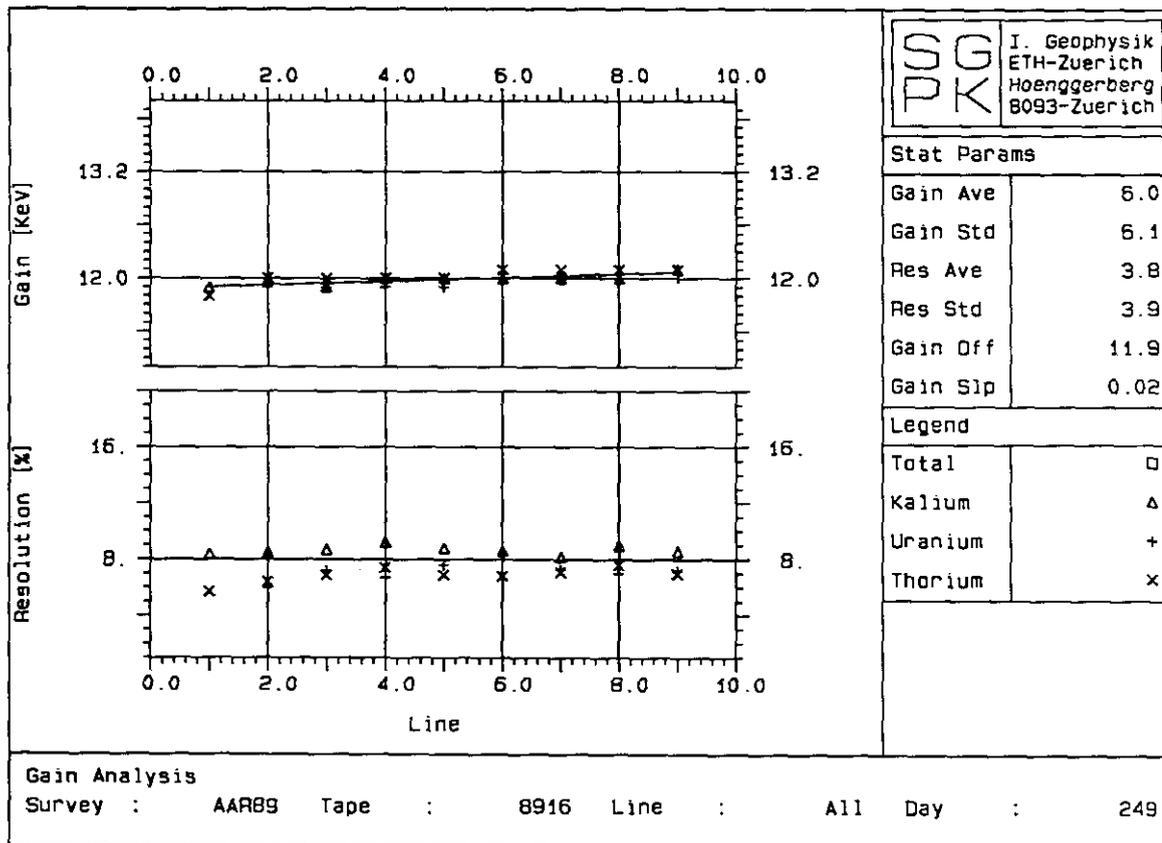
$$\Delta E = E_c / CH_c \quad \Delta CH_{1/2} = s \cdot \sqrt{-8 \cdot \ln(1/2)} \quad (3.5)$$

ΔE	Kanalbreite	[keV]
$\Delta CH_{1/2}$	Halbwertsbreite der Gamma-Linie	
E_c	Energie der Gamma-Linie	[keV]

Die Energieauflösung ist ein Mass für die Linienbreite. Die in der Praxis verwendete FWHM-Auflösung (Full Width Half Maximum Resolution) ist über die Halbwertsbreite $\Delta CH_{1/2}$ der Gamma-Linie definiert:

$$FWHM = \frac{\Delta CH_{1/2} \cdot \Delta E}{E_C} \cdot 100\%$$

(3.6)



Figur 3.3 : Beispiel eines Kontrolldiagramms der Kanalbreiten und der Energieauflösungen während eines Messfluges

Falls das Spektrometer optimal geeicht ist, beträgt die Energieauflösung etwa 9% bei 660 keV. Asynchrone Drift bewirkt eine Verbreiterung der Gamma-Linien. Dadurch verschlechtert sich das Energieauflösungsvermögen. Für Qualitätskontrollen können die Kanalbreiten und Energieauflösungen eines ganzen Fluges in graphischer Form ausgegeben werden (Figur 3.3).

Bei guten Daten sollte die Kanalbreite ungefähr 12 keV betragen und während des ganzen Fluges konstant bleiben. Die Energieauflösung lässt sich anhand normaler Messdaten nicht sehr genau bestimmen und streut deshalb etwas. Der Mittelwert sollte 10% nicht übersteigen.

3.2.3 Totzeit

Die Zeit, die ein Messsystem benötigt, um einen Messimpuls zu verarbeiten, wird Totzeit (Deadtime) genannt. Während dieser Zeitspanne können keine weiteren Quanten registriert werden. Im Gegensatz zu anderen Detektortypen, wie z.B. Geiger-Müller-Zählrohren, weist der NaI-Kristall selbst keine Totzeit auf. Die Spektrometerelektronik benötigt jedoch eine gewisse Zeit, um ein Signal zu analysieren.

Falls die Totzeit unabhängig von der Zählrate ist (was bei NaI-Detektoren der Fall ist), beträgt der Korrekturfaktor (nach Adams und Gasparini 1970):

$$I_{corr} = I_{raw} \cdot \frac{1}{1 - I_{tot} \cdot \tau} \quad (3.7)$$

I_{corr}	Korrigierte Zählrate (Kanal oder Fenster)	[cps]
I_{raw}	Unkorrigierte Zählrate (Kanal oder Fenster)	[cps]
I_{tot}	Gesamt-Zählrate des Messsystems	[cps]
τ	Totzeit	[s]

Die Totzeit τ beträgt laut Gerätespezifikationen für unser Messsystem 5 μ s (EG&G Geometrics, 1985).

3.2.4 Fensterberechnung

Während der Messflüge werden immer die gesamten Gammaskpektren aufgezeichnet. Für die weitere Verarbeitung werden die Messspektren auf acht Fenster komprimiert. Durch die Fensterbildung kann der Speicherbedarf der Daten auf ein Sechzehntel der ursprünglich benötigten Menge reduziert werden. Ausserdem kann durch das Zusammenfassen von mehreren Kanälen zu einem Fenster die Zählstatistik verbessert werden.

Tabelle 3.1 : Fensterdefinition für die aerogammaskpektrometrischen Messungen

Bezeichnung	Isotop	γ -Linienenergie [keV]	Untergrenze [keV]	Obergrenze [keV]
Total	-	-	400	3000
Kalium	K^{40}	1460	1360	1560
Uran	Bi^{214}	1765	1665	1865
Thorium	Tl^{208}	2615	2415	2815
Us	Bi^{214}	609	543	673
Cäsium	Cs^{137}	660	600	720
Kobalt	Co^{60}	-	1100	1400
Cs-Co	-	-	600	1400
MMGC1	-	-	400	1400
MMGC2	-	-	1400	3000

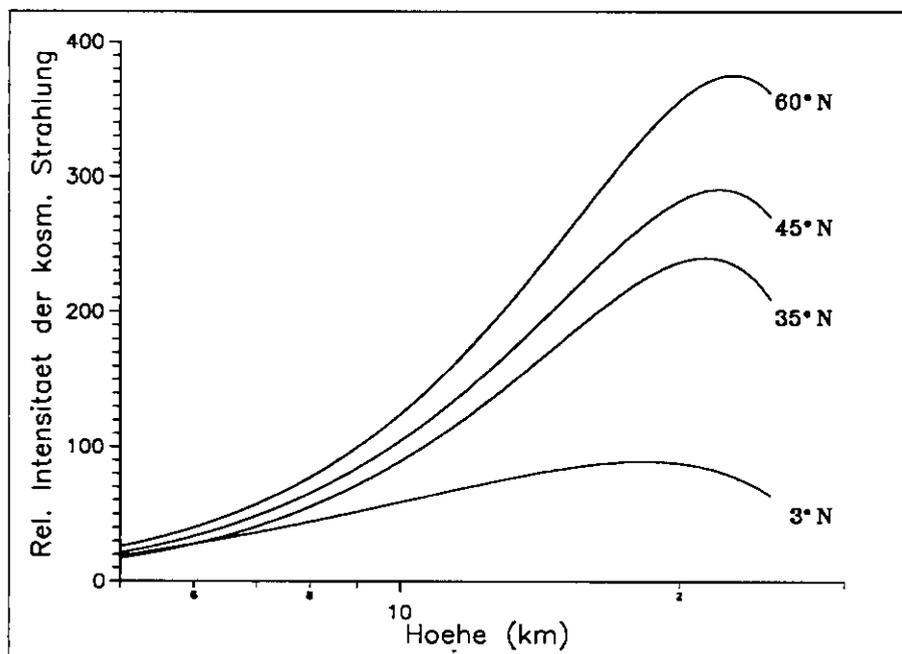
Die Fenster werden in Spektralbereiche gelegt, die von besonderem Interesse sind. Für die Erfassung der natürlichen Radioaktivität wird der Bereich um die 1460 keV Linie von K^{40} zur Bestimmung des Kaliumgehaltes verwendet. Bei Uran benutzt man die 1765 keV Linie der Urantochter Bi^{214} . Für Thorium ist es die 2615 keV Linie von Tl^{208} . Die Wahl dieser Fenster hat sich als günstig erwiesen, weil die Absorption durch Luft bei höheren Energien abnimmt. Ausserdem liegen sie genügend weit auseinander und werden nicht von anderer Strahlung überdeckt. Ein weiteres Fenster, welches das ganze Spektrum abdeckt, dient der Erfassung der Totalstrahlung. Für einige Spezialanwendungen wird auch ein Fenster bei der 609 keV Linie von Bi^{214} verwendet (Us).

Für die Bestimmung der künstlichen Radioaktivität stehen ebenfalls fünf Fenster zur Verfügung. Je eines im Bereich von 660 keV und 1200 keV zur Erfassung von Cs^{137} beziehungsweise Co^{60} , sowie die zwei Summenfenster MMGC1 und MMGC2 (Man

Made Gross Count). Mit dem Energiebereich 400-1400 keV von MMGC1 wird vor allem die Strahlung aus künstlichen Quellen abgedeckt. Im restlichen Bereich von 1400-3000 keV von MMGC2 wird vor allem natürliche Strahlung registriert. Die spektralen Beiträge von Cs^{134} (bei 796 keV) werden mit dem Cäsium/Kobalt-Summenfenster (Cs-Co) erfasst.

3.3 Hintergrundstrahlung und kosmische Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung setzt sich aus 87% Protonen, 12% Alphateilchen und 1% schwererer Kerne zusammen. Die Energie dieser Teilchen liegt zwischen 10 und 10^{14} MeV. Beim Auftreffen auf Atome in der Atmosphäre wird eine ganze Reihe von Reaktionen ausgelöst. Dabei werden Myonen, Positronen, Pionen usw. erzeugt, die wiederum reagieren können. Während dieses kaskadenartigen Prozesses entsteht auch Gammastrahlung (Adams et al., 1972). Das Spektrum der kosmischen Gammastrahlung ist glatt und zeigt nur die Annihilationslinie bei 511 KeV. Die Strahlungsintensität nimmt gegen höhere Energien ab.



Figur 3.4 : Der Effekt von Höhe und geographischer Breite auf die Intensität der kosmischen Strahlung (nach E.M. Durrance 1986)

Die Intensität der kosmischen Strahlung hängt vor allem von der Mächtigkeit der Atmosphäre über dem Messpunkt und damit von Luftdruck und Meereshöhe ab. Durch die Ablenkung der geladenen primären Teilchenstrahlung im Erdmagnetfeld, ist auch eine Abhängigkeit von der geographischen Breite feststellbar (siehe Figur 3.4).

Der Helikopter-Hintergrund wird vor allem durch Staub in der Kabine sowie bei älteren Helikoptern durch radioaktive Leuchtfarbe an den Fluginstrumenten verursacht. Beiträge durch radioaktive Verunreinigungen im Detektor selbst (vor allem K^{40}) werden ebenfalls dazugerechnet. Der Helikopter-Hintergrund wird als konstant betrachtet.

Das Spektrum der kosmischen Strahlung deckt den gesamten Energiebereich der Gammastrahlung ab. Oberhalb einer Energie von 3000 keV ist keine terrestrische Gammastrahlung mehr feststellbar. Im Messsystem wird der Energiebereich von 3000 keV bis 6000 keV in einem speziellen Spektrometerkanal erfasst. In diesem sogenannten kosmischen Fenster wird also unabhängig vom Ort immer nur die kosmische Strahlung registriert. Obwohl die Intensität der kosmischen Strahlung variiert, bleibt die Form des Spektrums konstant. Diese Tatsache wird bei der *Bestimmung von Helikopter-Hintergrund und kosmischer Strahlung* ausgenützt.

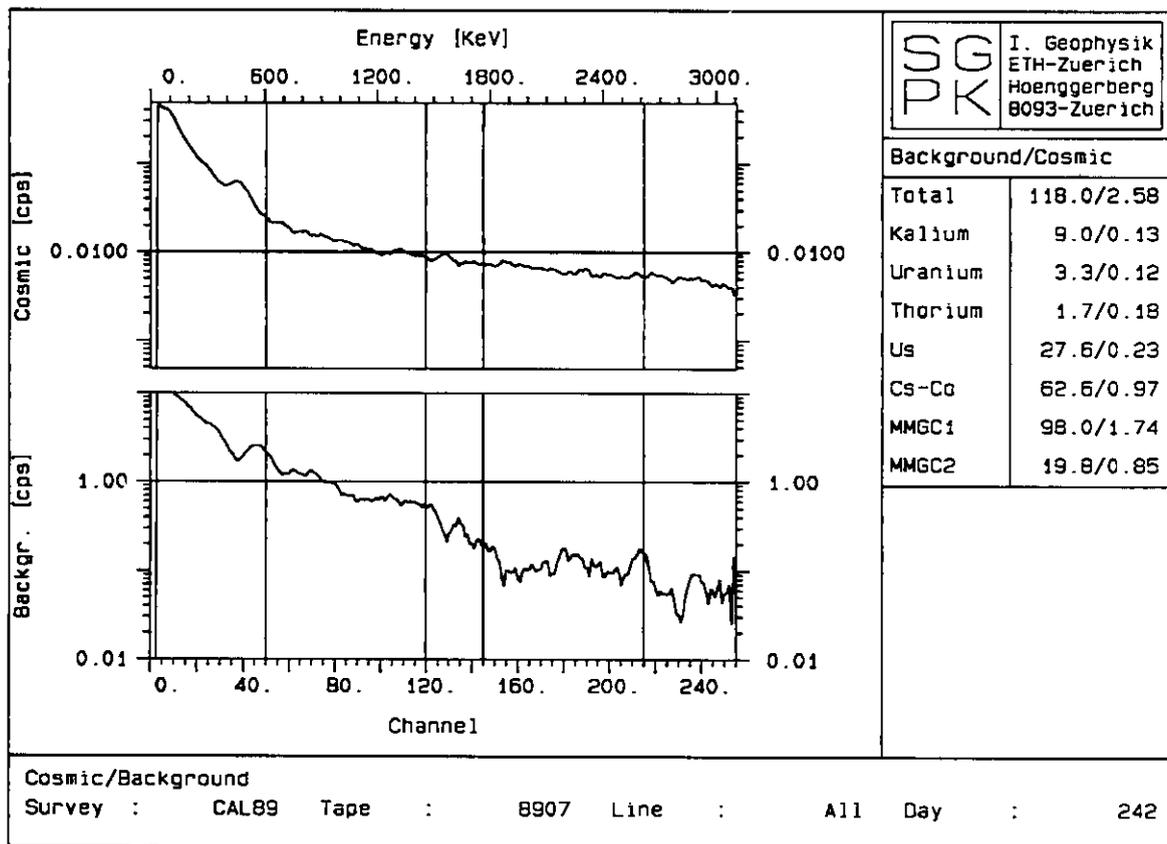
Für die Bestimmung der Helikopter-Hintergrundstrahlung und des Beitrags der kosmischen Strahlung werden Flüge über grossen Seen durchgeführt. Durch das Wasser wird die gesamte Bodenstrahlung absorbiert, so dass nur *Helikopter-Hintergrund und kosmische Strahlung registriert werden*. In der Schweiz eignen sich vor allem der Genfer- und der Bodensee für solche Flüge. Als Flughöhen wurden 1830 m, 2440 m, 3050 m, 3660 m und 4270 m (6000 ft, 8000 ft, 10000 ft, 12000 ft und 14000 ft) über Meer gewählt. Die Messdauer für jede Höhe beträgt jeweils fünf Minuten.

Während der Helikopter-Hintergrund konstant ist, nimmt der Beitrag der kosmischen Strahlung mit der Höhe zu. Wiederholte Messungen haben gezeigt, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Zählrate in jedem Kanal und dem kosmischen Fenster besteht (Purvance und Novak, 1983):

$$I = I_B + S_C \cdot I_C \quad (3.8)$$

I	Messung	[cps]
I_B	Helikopter-Hintergrund	[cps]
S_C	Streufaktor der kosmischen Strahlung	
I_C	Zählrate im kosmischen Fenster	[cps]

Mit Hilfe linearer Regression lassen sich die Konstanten R_B und S_C für jedes Fenster bzw. für jeden Kanal bestimmen.



Figur 3.5 : Das berechnete Hintergrundspektrum des Helikopters und das normalisierte kosmische Spektrum des Messfluges vom 31.8.1989 über dem Bodensee

Zur Kontrolle der Resultate werden die für jeden Kanal bestimmten Konstanten $I_B(CH)$ und $S_c(CH)$ graphisch dargestellt. $I_B(CH)$ stellt direkt das Hintergrundspektrum des Helikopters dar. Es sollte möglichst niedrige Werte aufweisen und ausser der K^{40} -Linie bei 1460 keV keine weiteren deutlichen Gamma-Linien enthalten. Die Streufaktoren der kosmischen Strahlung $S_c(CH)$ können als normalisiertes Spektrum der kosmischen Strahlung interpretiert werden und sollten ausser der Anihilationslinie bei 511 keV keine Spitzen oder Löcher aufweisen.

Die Korrekturkonstanten hängen vom verwendeten Helikopter und vom Detektortyp ab. Die Kalibrationsflüge werden einmal pro Jahr bzw. nach jedem Helikopterwechsel durchgeführt.

Tabelle 3.2 : Helikopter-Hintergrund und kosmische Streufaktoren (Messflug vom 31.8.1989 über dem Bodensee). Zum Vergleich sind die kosmischen Streufaktoren von typengleichen Messsystemen (Lama1 und Lama2, EG&G Geomterics, 1980) der Herstellerfirma aufgeführt

Fenster	Helikopter-Hintergrund		Kosmische Streufaktoren ETH		Kosmische Streufaktoren EG&G	
	I_B	ΔI_B	S_c	ΔS_c	S_c (Lama1)	S_c (Lama2)
Total	118.0	1.9	2.58	0.022	3.02	3.32
Kalium	9.0	0.6	0.13	0.007	0.17	0.18
Uran	3.3	1.3	0.12	0.015	0.14	0.15
Thorium	1.7	0.6	0.18	0.007	0.19	0.20
Cäsium	17.9	1.5	0.30	0.017	-	-
Kobalt	15.5	0.3	0.25	0.003	-	-
Us	27.6	2.2	0.23	0.025	-	-
Cs-Co	62.6	1.2	0.97	0.014	-	-
MMGC1	98.0	1.9	1.74	0.022	-	-
MMGC2	19.8	0.9	0.85	0.010	-	-

Die Korrektur der Daten erfolgt für jedes Fenster nach der Formel:

$$I_{corr} = I_{raw} - (I_B + S_C \cdot I_C) \quad (3.9)$$

I_{corr}	Korrigierter Fensterwert	[cps]
I_{raw}	Unkorrigierter Fensterwert	[cps]
I_B	Helikopter-Hintergrund	[cps]
S_C	Streufaktor der kosmischen Strahlung	
I_C	Zählrate im kosmischen Fenster	[cps]

3.4 Streuung und spektrale Fremdbeiträge

Das während eines Messfluges registrierte Gammaspektrum ist sehr komplex. Es setzt sich aus den Strahlungsbeiträgen mehrerer Radioisotopen zusammen. Eine weitere Komplizierung erfährt das Spektrum durch die Streuung im Boden, in der Luft und im Detektor selbst. So werden beispielsweise im Uranfenster nicht nur direkte Photonen von Bi^{214} , sondern auch gestreute oder unvollständig absorbierte Anteile der Tl^{208} -Linie bei 2615 keV registriert.

Durch die Korrektur werden die gestreuten Anteile und die spektralen Fremdbeiträge so entfernt, dass nur noch die direkte Primärstrahlung (Anteil des "Photopeaks") des interessierenden Isotops übrigbleibt. Die Korrektur wird natürlich nur auf Fenster angewendet, die sich auf "Photopeaks" beziehen. Bei Totalfenstern ist sie sinnlos.

Die Streufaktoren werden idealerweise mit speziellen etwa 8 x 8 m grossen und 50 cm dicken Kalibrationsplatten aus Beton, mit genau bekannten Uran-, Thorium-, und Kaliumgehalten, bestimmt (Ward, 1978; Killeen, 1979). So ist es möglich, die Effekte der Streuung im Untergrund zu bestimmen. Mit Sperrholzbrettern lässt sich auch die Streuung in der Luft simulieren (Grasty et al., 1985).

Leider stehen in Mitteleuropa keine Kalibrationsplattformen zur Verfügung. Die Streufaktoren müssen deshalb mit Punktquellen bestimmt werden. Damit lassen sich die Fremdbeiträge der anderen Nuklide sowie die Streuung im Detektor erfassen. Die Wirkung der Streuung in Luft und Untergrund wird auf rechnerischem Wege bestimmt.

3.4.1 Bestimmung der Streufaktoren mittels Punktquellen

Für die Bestimmung der Streufaktoren werden Laborquellen mit Aktivitäten von ungefähr 37 kBq (1 µCi) verwendet. Die Aktivität der Eichquellen muss für die Bestimmung der Streufaktoren nicht bekannt sein, da nur mit Verhältnissen gearbeitet wird. Für jedes zu korrigierende Fenster wird die zugehörige Eichquelle benötigt. Im vorliegenden Fall sind dies je eine Kalium-, Uran-, Thorium-, Kobalt- und Cäsiumquelle.

Die Zählrate eines Fensters setzt sich aus der direkten Primärstrahlung des zugehörigen "Photopeaks" und den Beiträgen der anderen Komponenten zusammen. Für die weiteren Berechnungen wird angenommen, dass ein linearer Zusammenhang zwischen den Fremdbeiträgen in den anderen Fenstern und den zugehörigen "Photopeak"-Intensitäten besteht.

$$I_i = \sum_{j=1}^{j_{\max}} I_j^* \cdot f_{ji} \quad (3.10)$$

I_i	Zählrate im Fenster i	[cps]
I_j^*	Direkte Primärstrahlung von Komponente j im Fenster j	[cps]
f_{ji}	Streufaktoren	

Bei Messungen mit Kalibrationsquellen reduziert sich die obige Beziehung zu:

$$I_i^j = I_j^j \cdot f_{ji} \quad (3.11)$$

I_i^j	Zählrate im Fenster i mit Kalibrationsquelle j	[cps]
I_j^j	Direkte Primärstrahlung der Kalibrationsquelle j im Fenster j	[cps]
f_{ji}	Streufaktoren	

Für Kalibrationsquellen gilt definitionsgemäss $I_j^j = I_j^*$. Die Streufaktoren lassen sich wie folgt bestimmen:

$$f_{ji} = \frac{I_i^j}{I_j^j} \quad (3.12)$$

Für die Fehler der Streufaktoren gilt:

$$\Delta f_{ji} = \sqrt{f_{ji} \cdot \frac{I_i^j + I_j^i}{I_j^2}} \quad (3.13)$$

Die Kalibrationsmessungen wurden im Winter 1988 im Labor durchgeführt. Die Quellen wurden in einem Abstand von 1 m vom Detektor positioniert und während 100 s gemessen. Zu Beginn und am Ende eines Messzyklus wurde die Umgebungsstrahlung ohne Quellen bestimmt und von den Messspektren abgezogen.

Tabelle 3.3 : Resultat der Bestimmung der Streufaktoren mit Punktquellen

Quellen → Fenster ↓	Cäsium		Kobalt		Kalium		Uran		Thorium	
	f_{ji}	Δf_{ji}								
Cäsium	1.00	-	0.22	0.01	0.16	0.05	3.02	0.11	1.82	0.08
Kobalt	0.00	0.00	1.00	-	0.30	0.07	1.75	0.07	0.50	0.03
Kalium	0.00	0.00	0.15	0.01	1.00	-	0.72	0.04	0.37	0.02
Uran	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	1.00	-	0.24	0.02
Thorium	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.07	0.01	1.00	-

3.4.2 Korrektur der Streufaktoren

In einer Punktquelle tritt keine Streuung auf. Um aus den im Abschnitt 3.4.1 gefundenen Werten für die Streufaktoren jene zu erhalten, welche während der Messflüge angetroffen werden, muss die Streuung in der Luft und im Untergrund berücksichtigt werden. Bei der Streuung ändert die Energie eines Teils der Gammaquanten und damit ändern sich die Streufaktoren.

Dieser Effekt soll am Beispiel einer Punktquelle näher erläutert werden. Bei den Kalibrationsmessungen, die 1989 bei Spiez statt fanden, wurde die Strahlung einer 1.8 GBq (50 mCi) Co⁶⁰-Punktquelle aus den Abständen 30.5 m, 61 m, 91.5 m, 122 m, und 152.5 m gemessen. Dabei hat sich gezeigt, dass der Streufaktor von

Kobalt ins Cäsiumfenster stark vom Abstand zur Quelle abhängt. Die Zunahme der experimentell bestimmten Streufaktoren bei grösseren Quellenabständen ist aus der Tabelle 3.4 deutlich ersichtlich.

Nach Grasty (1975) beträgt die durch die Streuung der Gammastrahlung in der Luft verursachte Zunahme der Streufaktoren:

$$g_{ji} = \frac{(e^{-\mu_j r} - e^{-\mu_i r}) \cdot \kappa_{ji} \cdot \mu_j \cdot \epsilon_i}{(\mu_i - \mu_j) \cdot e^{-\mu_j r} \cdot (1 + \kappa_{jj} \cdot \mu_j \cdot r) \cdot \epsilon_j} \quad (3.14)$$

$g_{ji}(r)$	Zunahme des Streufaktors	
r	Abstand von der Quelle	[m]
ϵ_i, ϵ_j	Detektorausbeute (Efficiency) in den Fenstern i und j	[cps/ γ]
μ_i, μ_j	Abschwächungskoeffizienten der Luft in den Fenstern i und j	[m ⁻¹]
κ_{ji}	Compton-Streufaktor, Anteil der Photonen mit der Energie E_j , die ins Fenster i gestreut werden	
κ_{jj}	Compton-Streufaktor, Anteil der Photonen mit der Energie E_j , die ins Fenster j gestreut werden	

Die Compton-Streufaktoren κ_{ji} und κ_{jj} lassen sich mit der Klein-Nishina-Formel berechnen:

$$\kappa_{ji} = \frac{F(\beta, \Theta_i^j) - F(\beta, \Theta_i^i)}{2 \cdot G(\beta)} \quad (3.15)$$

$$\kappa_{jj} = \frac{F(\beta, \Theta_j^j)}{2 \cdot G(\beta)} \quad (3.16)$$

Θ_i^j, Θ_i^i	Compton-Streuwinkel der Photonen für Unter- bzw. Obergrenze des Fensters i
β	Verhältnis der Photonenenergie zur Ruheenergie des Elektrons ($\beta = \gamma/511 \text{ keV}$)
$G(\beta)$	Totaler Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung
$F(\beta, \Theta)$	Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung im Streuwinkel Θ

Für die beiden Wirkungsquerschnitte $G(\beta)$ und $F(\beta, \Theta)$ gilt:

$$G(\beta) = \frac{1+\beta}{\beta^2} \left[\frac{2 \cdot (1+\beta)}{1+2 \cdot \beta} - \frac{1}{\beta} \cdot \ln(1+2 \cdot \beta) \right] + \frac{1}{2 \cdot \beta} \cdot \ln(1+2 \cdot \beta) - \frac{1+3 \cdot \beta}{(1+2 \cdot \beta)^2} \quad (3.17)$$

$$F(\beta, \Theta_i) = [2 \cdot \beta^2 \cdot (1 + \beta - \beta \cdot \cos \Theta_i)^2]^{-1} \cdot [4 + 10 \cdot \beta + 8 \cdot \beta^2 + \beta^3 - (4 + 16 \cdot \beta + 16 \cdot \beta^2 + 2 \cdot \beta^3) \cdot \cos \Theta_i + (6 \cdot \beta + 10 \cdot \beta^2 + \beta^3) \cos^2 \Theta_i - 2 \cdot \beta^2 \cdot \cos^3 \Theta_i] + \beta^{-3} \cdot (\beta^2 - 2 \cdot \beta - 2) \cdot \ln(1 + \beta - \beta \cdot \cos \Theta_i) \quad (3.18)$$

mit

$$\cos \Theta_i = 1 - \frac{1}{\beta} \cdot \left[\frac{\gamma_j}{\gamma_i} - 1 \right] \quad (3.19)$$

Die für die numerische Auswertung der Formel 3.14 benötigten Abschwächungskoeffizienten der Luft wurden experimentell bestimmt (siehe Kapitel 5.2.1). Die letzte Unbekannte, das Verhältnis der Detektorausbeutung bei den Energien γ_i und γ_j , lässt sich durch eine Potenzfunktion annähern:

$$\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_j} = \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_j} \right)^c \quad (3.20)$$

Die Detektorkonstante $c = -0.56$ wurde ebenfalls experimentell bestimmt (siehe Kapitel 5.4.1). Weil mit Formel 3.14 nur die Zunahme der Streufaktoren berechnet werden kann wurden in Tabelle 3.4 die Differenzen zum extrapolierten Wert in 0 m Quellabstand ($f=0.22$) aufgeführt. Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, stimmen die experimentell bestimmten Streufaktoren recht gut mit den berechneten Werten überein.

Tabelle 3.4 : Streufaktoren von Kobalt ins Cäsiumfenster in Abhängigkeit vom Quellenabstand (Kalibrationsmessungen vom 29.8.1989 in Spiez). Der mit * bezeichnete Wert wurde extrapoliert

Abstand zur Quelle	Streufaktor (Experiment)	Zunahme des Streufaktors (Experiment)	Zunahme des Streufaktors (Theorie)
0.0	0.22*	-	-
30.5	0.28	0.06	0.04
61.0	0.34	0.12	0.09
92.5	0.34	0.12	0.14
122.0	0.38	0.16	0.17
152.5	0.42	0.20	0.21

Die natürlichen Radioisotopen sind meist mehr oder weniger homogen im Untergrund verteilt und bilden eine Volumenquelle. Im Gegensatz zu Punktquellen wird in Volumenquellen ein Teil der abgestrahlten Gammaquanten gestreut. Weil die Streufaktoren mittels Punktquellen bestimmt wurden, müssen diese für die zusätzliche Streuung in der Quelle (wie auch in der Luft) korrigiert werden. Die Zunahme der Streufaktoren über einem homogenen Halbraum wird von Grasty (1975) folgendermassen angegeben:

$$g_{ji}(h) = \frac{\epsilon_i \cdot \kappa_{ji} \cdot \mu_i}{\epsilon_j \cdot (\mu_i - \mu_j)} \cdot \frac{E_2(\mu_j \cdot h) - \frac{\mu_j}{\mu_i} \cdot E_2(\mu_i \cdot h)}{E_2(\mu_j \cdot h) + \kappa_{ji} e^{-\mu_j \cdot h}} \quad (3.21)$$

$g_{ji}(h)$	Zunahme des Streufaktors	
h	Höhe	[m]
E_2	Exponentielles Integral zweiter Ordnung (Abramowitz und Stegun, 1972; P.228)	

Die Formel 3.21 kann im interessierenden Höhenbereich von 50 m bis 250 m durch eine Gerade angenähert werden ($g = g_{\text{off}} + g_{\text{slp}} \cdot h$). In der untenstehenden Tabelle sind Steigung und y-Achsenabschnitt dieser Geraden aufgelistet.

Tabelle 3.5 : Korrektur der Streufaktoren für die zusätzliche Streuung in Luft und Untergrund
(Quelle=Halbraum)

Quellen→ Fenster↓	Kalium		Uran		Thorium	
	g_{off}	g_{ab}	g_{off}	g_{ab}	g_{off}	g_{ab}
Cäsium	0.20	0.0004	0.19	0.0003	0.17	0.0002
Kobalt	0.26	0.0009	0.23	0.0007	0.18	0.0004
Kalium	-	-	0.14	0.0006	0.11	0.0003
Uran	-	-	-	-	0.10	0.0003
Thorium	-	-	-	-	-	-

Die Korrektur der Streufaktoren für die zusätzliche Streuung im Untergrund ist nur für die Fenster der natürlichen Radioisotope nötig, da nur diese eine Volumenquelle bilden. Künstliche Nuklide kommen meist als Punktquellen oder in dünnen Schichten vor, in denen die Streuung vernachlässigt werden kann. Die Korrektur wird zu den im Abschnitt 3.4.1 bestimmten Werten addiert.

3.4.3 Korrektur von Streuung und spektralen Fremdbeiträgen

Die Formel für die Korrektur von Streuung und spektralen Fremdbeiträgen lautet:

$$\vec{I}_{corr} = \mathbf{s} \cdot \vec{I}_{raw} \quad (3.22)$$

\vec{I}_{corr}	Vektor der korrigierten Fensterwerte	[cps]
\vec{I}_{raw}	Vektor der unkorrigierten Fensterwerte	[cps]
\mathbf{s}	Inverse Streufaktoren-Matrix ($\mathbf{s}=\mathbf{f}^{-1}$)	

Für die Korrektur muss die inverse der Streufaktorenmatrix bestimmt werden. In Tabelle 3.6 sind die Korrekturfaktoren, die sich auf natürliche Radioisotopen beziehen, zusammengestellt. Die Vergleichswerte stammen von typengleichen Detektoren der Herstellerfirma (EG+G Geometrics 1980).

Tabelle 3.6 : Vergleich der Streufaktoren der natürlichen Radioisotopen mit an typengleichen Messsystemen (Lama1 und Lama2, EG&G Geomterics, 1980) bestimmten Werten

Messsystem→ Streu- Faktoren↓	ETH	EG&G Lama 1	EG&G Lama 2
S _{UK}	-0.83	-0.82	-0.82
S _{TU}	-0.32	-0.28	-0.28
S _{TK}	-0.19	-0.18	-0.17
S _{KU}	0.00	0.00	0.00
S _{UT}	-0.07	-0.07	-0.07
S _{KT}	0.00	0.00	0.00

Die Streufaktoren werden in erster Linie durch die Grösse und Form des Detektors bestimmt. Die Einflüsse des Helikopters sind nur von untergeordneter Bedeutung.

3.5 Atmosphärische Strahlung

Die atmosphärische Strahlung wird zum grössten Teil durch aus dem Boden herausströmendes Radon (Rn^{222}) verursacht. Das radioaktive Edelgas Radon ist ein Tochterprodukt in der Zerfallsreihe von Uran (U^{238}). Daher wirkt es sich vor allem im Uranfenster aus. Obwohl Radon nur eine Halbwertszeit von etwa vier Tagen hat, ist das Edelgas immer in der Luft vorhanden, weil es im Boden ständig nachproduziert wird.

Der Radongehalt der Atmosphäre variiert sehr stark. Am ausgeprägtesten sind die täglichen Schwankungen. Im weiteren wurde auch eine Korrelation der Radonkonzentration mit Luftdruck, Temperatur und Bodenfeuchtigkeit festgestellt (Kogan et al., 1969). Die Mechanismen, die zu diesen Schwankungen führen, sind wegen ihrer Komplexität nur ansatzweise bekannt. Als Standardlösung für die Radonkorrektur hat sich die Verwendung eines zusätzlichen, gegen unten abgeschirmten Detektors (*upward looking*), durchgesetzt. Damit kann gezielt nur die aus Atmosphäre und Kosmos stammende Strahlung registriert und somit korrigiert werden (Purvance und Novak, 1983).

Im schweizerischen Messsystem ist kein Upward-Looking-Detektor integriert. Der Beitrag der atmosphärischen Strahlung muss deshalb auf einem anderen Weg bestimmt werden. Als mögliche Lösungen bleiben:

- **Messflüge über Wasser:** Ueber Seen oder grösseren Flüssen wird die gesamte Bodenstrahlung durch das Wasser absorbiert. Der Detektor registriert nur noch den atmosphärischen Beitrag der Gammastrahlung (Damley und Grasty, 1970).
- **Direkte Bestimmung des Radongehaltes:** Mit einem speziellen Messgerät, einem Radonmonitor, kann durch Messung der Alphastrahlung die Radonkonzentration in Bodennähe direkt bestimmt werden.
- **Steigflüge:** Anhand der Abnahme der Strahlungsintensität mit zunehmender Flughöhe lässt sich die Radonkonzentration in der Luft ungefähr abschätzen.

Wegen der Schwankungen der Radonkonzentration sollten die Bestimmungen mehrmals täglich erfolgen. Wenn die Einsatzbasis nicht in der Nähe eines Sees liegt, fallen Messflüge über Wasser aus Kostengründen meist ausser Betracht. Trotzdem sollten, so oft wie möglich, Flüge über Wasserflächen durchgeführt werden, da diese Daten eine sehr genaue Bestimmung der atmosphärischen Gammastrahlung erlauben. Mit am Boden aufgestellten Radonmonitoren kann der Radongehalt während der Flugzeit bestimmt werden. Der Rückschluss auf die vom Radon erzeugte Gammastrahlung unter Flugbedingungen ist mit grossen Unsicherheiten verbunden. Die Bestimmung des Radongehalts mittels Steigflügen kann überall durchgeführt werden und ist nur mit geringen Zusatzkosten verbunden. Wie im Folgenden gezeigt werden soll, ist die durch das atmosphärische Radon erzeugte Gammastrahlung in einem grossen Höhenbereich (bis 600 m) ungefähr konstant. So lässt sie sich relativ einfach von der Bodenstrahlung, deren Strahlungsintensität mit zunehmender Höhe sehr schnell abnimmt, unterscheiden. Die Radongehaltsbestimmung mit Steigflügen liefert jedoch weniger genaue Ergebnisse als Messflüge über Gewässern.

3.5.1 Strahlungsfeld der Atmosphäre

Zur Abschätzung des Einflusses des atmosphärischen Radons auf die Messungen soll seine Gammastrahlung modelliert werden. Zur Vereinfachung der Berechnungen wird angenommen, dass der Transport des Radons nur durch Diffusion erfolgt.

Unter Gleichgewichtsbedingungen bildet sich in der Atmosphäre eine mit zunehmender Höhe exponentiell abnehmende Radonverteilung aus.

$$q(z) = q_0 \cdot e^{-\beta_a z} \quad (3.23)$$

q_0	Spezifische Radonaktivität der Luft in Bodennähe	$[\gamma/m^3]$
β_a	Abnahmekoeffizient in der Luft ($\beta_a \approx 6E-4$)	$[m^{-1}]$

Bei rein "diffusivem" Gastransport kann die Radonkonzentration in Bodennähe (q_0) aus dem Urangehalt, dem Emanations- und dem Diffusionskoeffizienten des Untergrunds abgeleitet werden (Kogan et al., 1969).

$$q_0 = \eta \cdot q_u \cdot \frac{\beta_a}{\beta_a + \sqrt{\lambda D}} \quad (3.24)$$

q_u	Spezifische Aktivität von Uran im Boden	$[\gamma/m^3]$
η	Emanationskoeffizient ($\eta \approx 0.1$)	
λ	Zerfallskonstante von Radon ($\lambda = 2.1E6$)	$[s^{-1}]$
D	Diffusionskoeffizient von Boden ($D = 5.0E-6$)	$[m^2/m]$

Die durch das atmosphärische Radon verursachte Strahlungsintensität J_A , bei einem Detektor in einer Höhe h über Grund, ergibt sich aus der Summe der Beiträge der Luft oberhalb des Detektors J_1 und der Luft zwischen Detektor und Boden J_2 . Die Strahlungsintensität der einzelnen Beiträge erhält man durch Integration über die einzelnen Höhenbereiche.

$$J_1 = \frac{q_0 \cdot e^{-\beta_a h}}{2 \cdot \beta_a} \cdot \ln(1 + \beta_a / \mu_a) \quad (3.25)$$

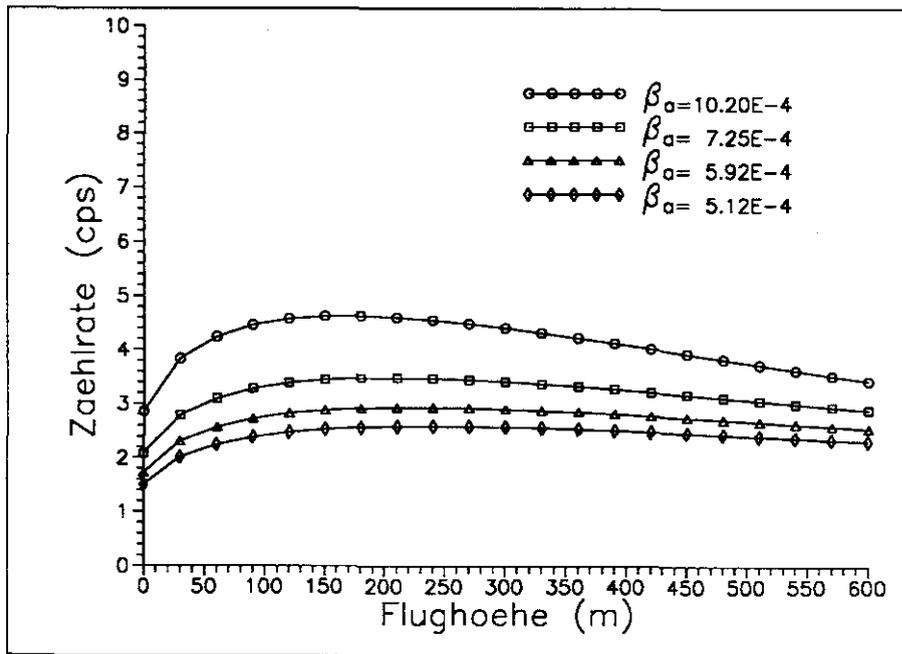
$$J_2 = \frac{q_0 \cdot e^{-\beta_a h}}{2 \cdot \beta_a} \cdot [E_1(\mu_a h) \cdot e^{\beta_a h} - E_1(\mu_a h(1 - \beta_a / \mu_a)) + \ln\left(\frac{\mu_a}{\mu_a - \beta_a}\right)] \quad (3.26)$$

h	Bodenabstand des Detektors	[m]
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizient von Boden bzw. Luft	[m ⁻¹]
E_1	Exponentielles Integral erster Ordnung (Abramowitz und Stegun, 1972; P.228)	

Im Rechenbeispiel wurde der Beitrag des atmosphärischen Radons über einem Halbraum mit einem Urangehalt von 1 ppm modelliert. Für die Parameter η und D wurden Mittelwerte aus der Literatur eingesetzt (Gesell, 1983 und Kogan, 1969). Wie aus der Figur 3.6 ersichtlich ist, bleibt der Beitrag der atmosphärischen Strahlung in einem grossen Höhenbereich (100 m bis 600 m) ungefähr konstant. Daran ändert sich auch wenig, wenn der Abnahmekoeffizient β_a variiert wird. Der Emanationskoeffizient η und der Diffusionskoeffizient D haben keinen Einfluss auf die Form der Kurve, da sie nur linear in die Gleichungen eingehen.

Die Kurven in Figur 3.6 wurden unter Annahme eines rein "diffusiven" Radontransports hergeleitet. In der Natur wird diese Annahme nur selten erfüllt. So spielen "konvektive" Effekte beim Radontransport im Boden eine grosse Rolle. Solange eine Höhenabnahme der Radonkonzentration vorhanden ist, ändert sich an der Form der Strahlungsintensitäts-Kurve nur wenig.

Um den relativen Beitrag der atmosphärischen Strahlung im Uranfenster abzuschätzen, muss die Bodenstrahlung berücksichtigt werden. Während der Beitrag der Atmosphäre ungefähr konstant bleibt, nimmt die Bodenstrahlung mit



Figur 3.6 : Modellierte Zählrate (für das Messsystem der ETH) über einem Halbraum mit 1 ppm Urangehalt für verschiedene Abnahmekoeffizienten

zunehmender Höhe sehr schnell ab. Dadurch wird der relative Beitrag des Radons zur Gesamtstrahlung mit zunehmender Höhe immer grösser. Bei Gleichgewichtsbedingungen stammt in 50 m Höhe 30% der im Uranfenster gemessenen Strahlung vom atmosphärischen Radon. In 120 m Höhe macht der Beitrag des Radons bereits 70% aus. Solch hohe Werte werden in Realität jedoch nur in Ausnahmefällen erreicht. Normalerweise sorgen Winde für eine Durchmischung der Luftschichten, sodass die Radonkonzentration in der Luft meist weit geringer als im verwendeten Modell ist. Während gewisser Wetterlagen kann jedoch die Durchmischung zum Erliegen kommen (Windstille, Temperaturinversion), so dass eine beträchtliche Radonkonzentration auftreten kann. Der Überwachung des Radongehaltes der Atmosphäre kommt deshalb eine grosse Bedeutung zu.

3.5.2 Bestimmung der atmosphärischen Gammastrahlung

Der Beitrag des atmosphärischen Radons wird über ebenem Gelände mit möglichst homogener Uranverteilung bestimmt. Die Messflüge werden in den Höhen von 30.5 m, 61 m, 91.5 m, 122 m, 152.5 m, 229 m und 305 m von je 100 s Dauer durchgeführt. Die Zählrate im Uranfenster lässt sich mit der Formel eines Halbraums, aus dem Radon heraus diffundiert, beschreiben. Der Beitrag des Radons in der Luft kann in erster Näherung als konstant angenommen werden (siehe Kapitel 3.5.1).

$$I(h) = I_A + I_0 \cdot E_2(\mu_a \cdot h) \quad (3.27)$$

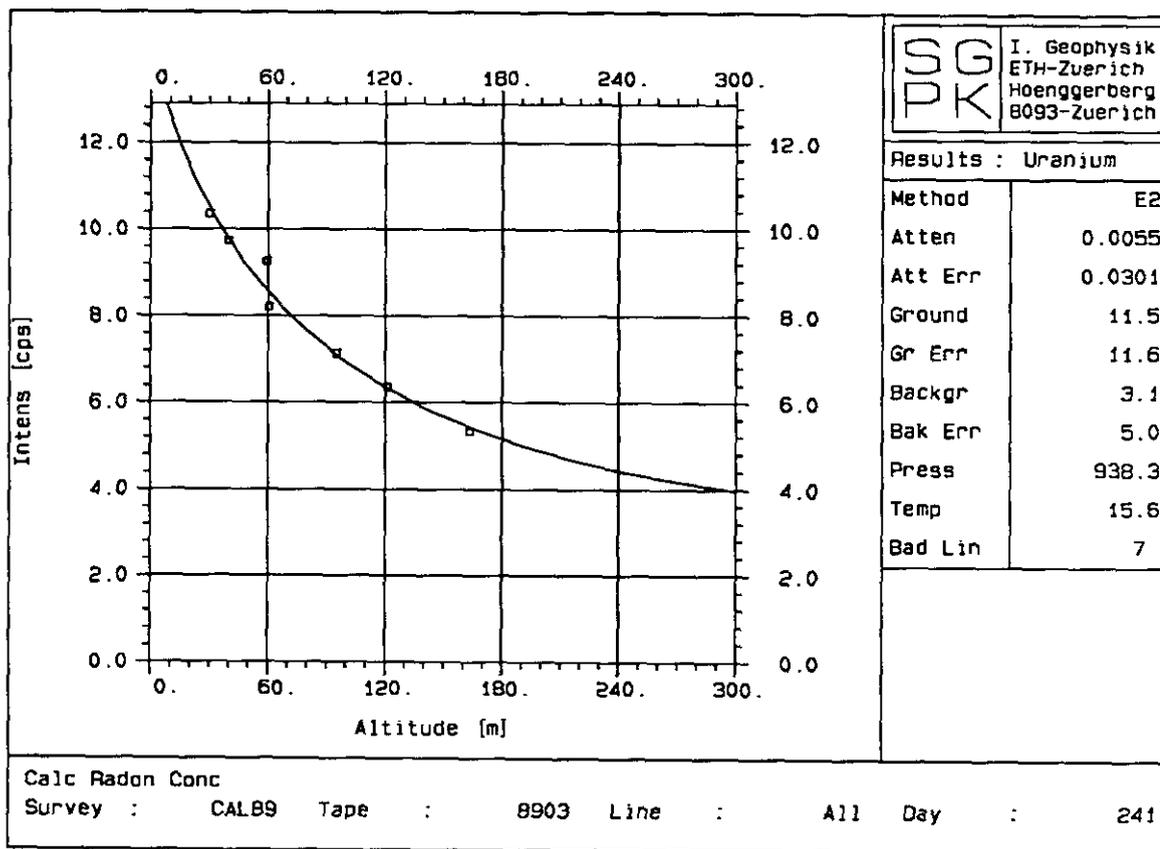
Durch Differentiation wird der Beitrag der Atmosphäre I_A eliminiert:

$$\frac{dI(h)}{dh} = -h \cdot I_0 \cdot E_1(\mu_a \cdot h) \quad (3.28)$$

h	Höhe	[m]
$I(h)$	Zählrate in Höhe h	[cps]
I_A	Beitrag des Radons in der Luft	[cps]
I_0	Zählrate am Boden	[cps]
μ_a	Abschwächungskoeffizient von Luft	[m ⁻¹]

Die Funktion 3.28 wird mit dem Levenberg-Marquart-Verfahren (Press et al., 1986; P.523) an die numerische Ableitung der Messdaten angepasst. Mit dem so gefundenen Abschwächungskoeffizienten μ_a können in einem zweiten Schritt mit der Formel 3.27 die atmosphärische Strahlung I_A sowie die Bodenstrahlung I_0 bestimmt werden.

Bei den Kalibrationsmessungen vom 29.8.1989 in Spiez bestand die Möglichkeit, den mit Hilfe von Steigflügen bestimmten atmosphärischen Beitrag (siehe Figur 3.7) anhand von Messungen über dem nahegelegenen Thunersee zu kontrollieren. Die Steigflüge lieferten ein Ergebnis von $I_A=3$ cps (± 5 cps). Ueber dem See wurden 2 cps bei einer Standardabweichung von 2 cps gemessen. Beide Methoden liefern somit übereinstimmende Resultate.



Figur 3.7 : Bestimmung des Beitrages des Radons in der Luft mittels Steigflügen. Das Beispiel stammt aus den Kalibrationsmessungen, die am 29.8.1989 in Spiez durchgeführt wurden

Wegen der Schwankungen des Radonpegels sollten die Steigflüge relativ oft, optimalerweise mehrmals täglich, wiederholt werden. Ein Steigflug dauert rund zehn Minuten. Dieses Vorgehen ist, bedingt durch die hohen Flugkosten, relativ teuer. Für die reine Ueberwachung des Radongehaltes der Luft kann auch ein einfacheres Verfahren angewendet werden. Dazu wird in einer Flughöhe von 305 m (1000 ft), an derselben Stelle, an der die Steigflüge durchgeführt wurden, eine Fluglinie von rund 3 km Länge vermessen. Diese Fluglinien werden Radonlinien genannt. Messwerte, die stark vom Mittelwert aller Radonlinien an der gleichen Stelle abweichen, deuten auf eine erhöhte Radonkonzentration in der Atmosphäre hin.

Die Kombination von Steigflügen und Radonlinien erlaubt eine effiziente Ueberwachung des Radongehaltes der Atmosphäre an einem bestimmten Ort (meist in der Nähe der Helikopterbasis). Die Ergebnisse aller bisher durchgeführten Steigflüge zeigen relativ niedrige Werte für die atmosphärische Strahlung. Ein Grund für die

niedrigen Radonkonzentrationen in der Luft während der aeroradiometrischen Messkampagnen im Hochsommer könnte in der guten vertikalen Luftdurchmischung durch Winde liegen.

Wegen den starken täglichen Schwankungen, denen die Radonkonzentration immer unterworfen ist, weisen Messdaten, die bei erhöhten Radonkonzentrationen erhoben wurden, immer eine typische Streifung (banding) im Uranfenster auf (Green, 1987). Eine solche Streifung wurde bei den Messungen in der Schweiz bisher nicht festgestellt. Ausserdem können mit der verwendeten Methode zur Bestimmung der Radonkonzentration keine Aussagen über die laterale Verteilung der Radonkonzentration im Messgebiet gemacht werden. Auf eine Korrektur des Beitrags der atmosphärischen Strahlung wird deshalb vorläufig verzichtet.

3.6 Filtern

Die Standardabweichung radiometrischer Messungen über einer konstanten Quelle ist gleich der Wurzel des Messwertes (Poissonverteilung). Besonders schwache Messsignale weisen deshalb eine sehr grosse Streuung auf und müssen für die weitere Verarbeitung geglättet werden. Die üblichen Filter, wie Tiefpassfilter oder gleitende Mittelwertbildung, sind zur Glättung nicht besonders geeignet, weil sie schmale Anomalien verwischen.

Von Mathis (1987) wurde für gammaspektrometrische Daten ein adaptives Filter vorgeschlagen, das zusätzlich die im Totalfenster vorhandene Information miteinbezieht. Das Prinzip des Filters ist sehr einfach. Es beruht auf folgenden Tatsachen:

- Das Totalfenster enthält die Summe der Zählpulse aller Energiefenster.
- Die Werte im Totalfenster streuen wegen der höheren Zählrate weniger stark als die Werte in den einzelnen Energiefenstern.

Die für die Filterung der Fluglinien benötigten Filtergewichte werden anhand des weniger streuenden Signals im Totalfenster berechnet und auf das jeweilige Eneriefenster angewendet. Die Filterfunktion lautet:

$$y_i^* = \sum_{j=i-(w-1)/2}^{i+(w-1)/2} a_{ij} \cdot y_j \quad (3.29)$$

y_i^*	Gefilterte Werte
y_j	Ungefilterte Werte
a_{ij}	Filtergewichte
w	Filterlänge

Die benötigten Filtergewichte a_{ij} berechnen sich wie folgt:

$$a_{ij} = \frac{\operatorname{erfc}(z_{ij})}{\sum_{k=i-(w-1)/2}^{i+(w-1)/2} \operatorname{erfc}(z_{ik})} \quad (3.30)$$

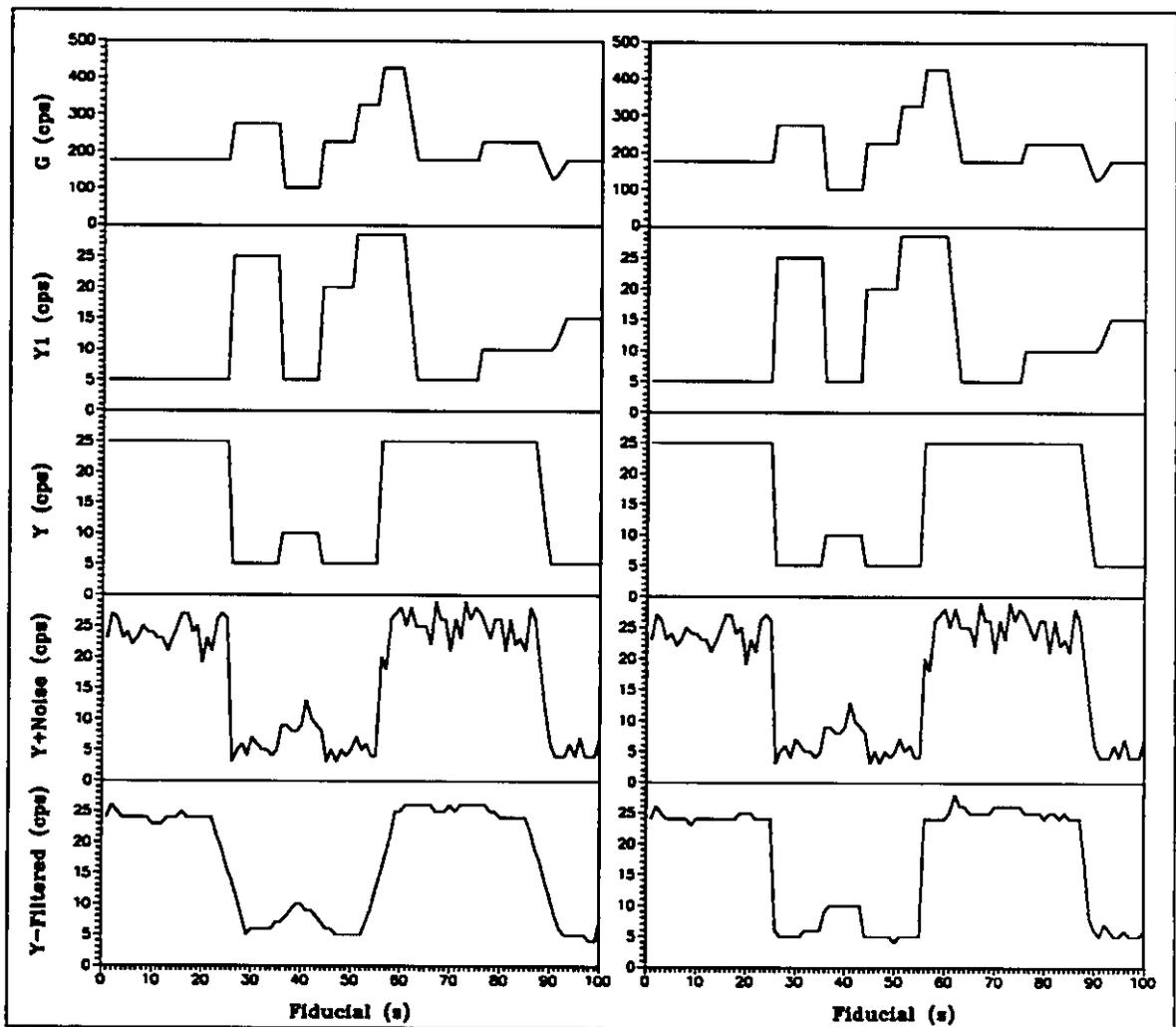
mit

$$z_{ij} = \frac{|G_i - G_j|}{\sqrt{G_i + G_j}} \quad (3.31)$$

G_i, G_j Werte im Totalfenster

Die Funktion zur Bestimmung der Filtergewichte wurde so gewählt, dass diese bei kleinen z_{ij} (d.h. wenn $G_i \approx G_j$) grosse und bei grossen z_{ij} kleine Gewichte liefert. Wenn das Stützsinal konstant ist, entspricht das Mathis-Filter einer normalen gleitenden Mittelwertbildung. In Fluglinienabschnitten, bei denen das Totalfenster-Signal Spitzen oder Sprünge enthält (und damit eines oder mehrere der Fenstersignale auch Anomalien aufweisen), wird weniger stark geglättet. So wird es möglich, mit grösseren Filterlängen zu arbeiten, ohne die Anomalien zu stark zu verwischen.

Die beiden synthetischen Beispiele (Figur 3.8) zeigen die deutliche Verbesserung durch das neue Filter. Die Stützfunktion G wurde aus den Signalen Y_1 und Y nach der Formel $G=10 \cdot Y_1+5 \cdot Y$ konstruiert. Zum Y -Signal wurde Poisson-Noise addiert (Y_n) und jeweils mit einem Tiefpassfilter und dem Mathisfilter geglättet. Für die Filterung aerogammaspektrometrischer Daten haben sich Filterlängen zwischen 5 und 15 Messwerten als optimal erwiesen.



Figur 3.8 : Gleitende Mittelwertbildung (links) und Mathisfilter (rechts) auf ein synthetisches Signal angewendet (nach Mathys 1987)

4 MODELLIERUNG DES STRAHLUNGSFELDES

4.1 Einleitung

Modelle des Strahlungsfeldes von Gammastrahlung finden vor allem in der Flugplanung ihre Anwendung. Sie werden zur Bestimmung des Fluglinienabstands und der optimalen Flughöhe beigezogen.

Ein wichtiges Einsatzgebiet der Aeroradiometrie stellt die Suche nach verlorenen Quellen dar. Ein Beispiel für einen solchen Einsatz wäre die Lokalisation der radioaktiven Bruchstücke von abgestürzten Satelliten. Um Planungsgrundlagen für einen Sucheinsatz nach solchen Bruchstücken herzuleiten, wird die Strahlung von Punktquellen modelliert (Kapitel 4.3). Bei der Planung aeroradiometrischer Messkampagnen zur grossräumigen Kartierung des Strahlungspegels (künstliche und natürliche Radioaktivität) interessieren vor allem Ueberdeckungsgrad und Nachweisgrenze bei vorgegebenem Fluglinienabstand und vorgegebener Flughöhe.

Ein weiteres Anwendungsgebiet von Modellrechnungen des Strahlungsfeldes ist die Abschätzung der Effekte von Störgrössen. Bei Messungen im Hochgebirge ist an dieser Stelle vor allem der Einfluss der Topographie zu nennen. In Kapitel 4.5 wird die Methodik zur Modellierung des Strahlungsfeldes beliebiger topographischer Strukturen hergeleitet. Eine praktische Anwendung finden diese Modellkurven bei der Interpretation aeroradiometrischer Daten, insbesondere bei der Ausscheidung von Anomalien, die durch die Topographie verursacht werden.

4.2 Definitionen

Zur Beschreibung der Stärke radioaktiver Quellen wird die **Aktivität** verwendet. Sie gibt an, wie viele Kerne pro Sekunde in einer Quelle zerfallen. Die SI-Einheit für die Aktivität ist das Becquerel (1 Bq=1 Zerfall/s). Je nach Form der Quelle wird mit der Aktivität (für Punktquellen, Bq), der Flächenaktivität (für Flächenquellen, Bq/m²) oder der Volumenaktivität (für Volumenquellen, Bq/m³) gearbeitet.

Bei gammaspektrometrischen Anwendungen sind nur die bei einem Zerfall ausgestrahlten Gammaquanten von Interesse. Deshalb wird meist mit der **spezifischen Gamma-Aktivität** einer Quelle gearbeitet. Die spezifische Gamma-Aktivität gibt an, wie viele Gammaquanten einer bestimmten Energie pro Sekunde von einer Quelle abgegeben werden. Sie kann aus der Aktivität der Quelle und der Zerfallsausbeute (Anzahl Gammaquanten pro Zerfall) abgeleitet werden. Die Zerfallsausbeute der verschiedenen Gamma-Linien ist beispielsweise in Rakow (1962) tabelliert. Für die spezifische Aktivität existiert keine SI-Einheit. Sie wird meist in [γ/s] angegeben.

$$Q = A \cdot ZA \quad (4.1)$$

Q	Spezifische Gamma-Aktivität	[γ/s]
A	Aktivität	[Bq]
ZA	Zerfallsausbeute	[γ/s·Bq]

Für geologische Anwendungen hingegen, wobei es vor allem um die Erfassung der natürlichen Radioaktivität geht, werden statt der Volumenaktivität oft auch die äquivalenten Kalium-, Uran- und Thoriumkonzentrationen angegeben. Für die Umrechnung in die entsprechende Volumenaktivität können die Faktoren aus Tabelle 4.1 verwendet werden.

Die Fähigkeit eines Stoffes, Gammaquanten zu absorbieren, wird mit Hilfe des linearen **Abschwächungskoeffizienten** [m⁻¹] beschrieben. Dieser hängt von der Atommasse sowie von der Dichte des Absorbers ab. Je grösser die Dichte bzw. die Atommasse eines Stoffes ist, desto höher ist sein Absorptionsvermögen. Zusätzlich hängt der Abschwächungskoeffizient auch von der Energie der Gammastrahlung ab.

Tabelle 4.1 : Umrechnungsfaktoren zur Berechnung der Volumenaktivität aus den Radioisotopkonzentrationen für eine Gesteinsdichte von 2670 kg/m³ (Adams und Gasparini, 1970)

Element	Konzentration	Volumenaktivität bei einer Dichte von 2670 kg/m ³ [kBq/m ³]
Kalium	1 %	830
Uran	1 ppm	31.5
Thorium	1 ppm	10.9

Als Masseinheit für die Stärke der Strahlung im Beobachtungspunkt (Detektor) werden **Zählrate** und **Strahlungsintensität** verwendet. Die Zählrate ist die eigentliche Messgrösse des Detektors. Sie gibt an, wie viele Gammaquanten vom Messsystem pro Zeiteinheit registriert werden. Zählraten werden im Text mit dem Buchstaben I bezeichnet und sind in [cps] angegeben. Die Strahlungsintensität ist als Quantenfluss durch die zur Verbindungslinie Quelle-Beobachtungspunkt senkrecht stehende Einheitsfläche definiert. Für die Strahlungsintensität wird der Buchstabe J gewählt. Die Einheit für die Strahlungsintensität ist [γ/m^2s].

Für die Umrechnung der Zählrate in die entsprechende Strahlungsintensität müssen **Detektoreffizienz** und **Detektorquerschnitt** sowie der Einfallswinkel Θ der Gammastrahlung bekannt sein. Die Detektoreffizienz gibt den Anteil der Gammaquanten an, die beim Durchgang durch den Detektor registriert werden. Mit dem Detektorquerschnitt wird die Querschnittsfläche senkrecht zur Verbindungslinie Detektor-Quelle bezeichnet.

$$I = J \cdot s(\Theta) \cdot \epsilon(\Theta) \quad (4.2)$$

I	Zählrate	[cps]
J	Strahlungsintensität	[γ/m^2s]
s(Θ)	Detektorquerschnitt	[m ²]
$\epsilon(\Theta)$	Detektoreffizienz	
Θ	Einfallswinkel	

Sowohl Detektorquerschnitt als auch Detektoreffizienz sind, ausser bei kugelförmigen Detektoren, richtungsabhängig. Die Berechnung des effektiven Detektorquerschnittes ist besonders bei prismatischen Detektoren relativ aufwendig. In der Praxis wird deshalb oft mit einer Näherung gearbeitet (Grasty et al., 1979).

$$I = J \cdot k \cdot \bar{\epsilon} \cdot (1 + f \cdot \cos \Theta) \quad (4.3)$$

k, f Anisotropie-Konstanten
 $\bar{\epsilon}$ Mittlere Detektoreffizienz

Für die Modellrechnungen werden, falls nicht Strahlungsintensitäten angegeben sind, die Detektorparameter des schweizerischen Messsystems verwendet.

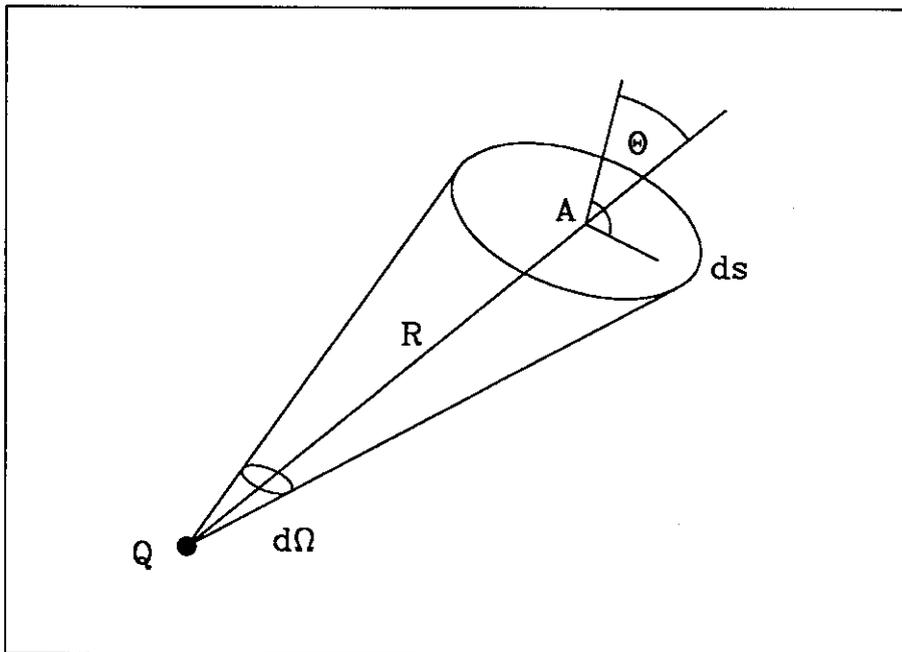
Tabelle 4.2 : Detektorparameter des schweizerischen aerogammaspektrometrischen Messsystems

Masse	40.6 cm X 40.6 cm x 10.2 cm
Grundfläche	0.1652 m ²
Seitenfläche	0.0413 m ²
Volumen	16.8 l
Detektoreffizienz bei 660 keV	70%
Absorption durch Helikopter	30%
Detektor-Anisotropie	k=0.062/f=1.67

4.3 Das Strahlungsfeld von Punktquellen

4.3.1 Strahlungsintensität und Zählrate

In einem ersten Schritt wird das Strahlungsfeld einer Punktquelle in einem absorbierenden Medium behandelt.



Figur 4.1 : Skizze Punktquelle

Die Fläche ds im Beobachtungspunkt A deckt einen Raumwinkel $d\Omega = ds \cdot \cos\Theta / R^2$ ab, wobei Θ den Winkel zwischen der Flächennormalen von ds und der Sichtlinie zur Quelle darstellt (siehe Figur 4.1). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Gammaquant im Raumwinkel $d\Omega$ ausgesendet wird, beträgt:

$$P(d\Omega) = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{ds \cdot \cos\Theta}{4 \cdot \pi \cdot R^2} \quad (4.4)$$

ds	Fläche im Beobachtungspunkt	$[m^2]$
$d\Omega$	Von ds abgedeckter Raumwinkel	
Θ	Sichtwinkel	
R	Quellenabstand	$[m]$

Die Modellierung berücksichtigt nur primäre Gammaquanten. Ihr Quantenfluss hängt nur von der Verteilung der Absorber entlang der Verbindungslinie zwischen Quelle und Beobachtungspunkt ab. Mit $P(R)$ wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, mit welcher ein Gammaquant auf der Strecke von der Quelle zum Beobachtungspunkt weder gestreut noch absorbiert wird:

$$P(R) = e^{-\int_0^R \mu(r) dr} \quad (4.5)$$

$\mu(r)$ Abschwächungskoeffizient entlang der Sichtlinie [m^{-1}]

Die Anzahl der Photonen, die die Fläche ds pro Zeiteinheit durchströmen, erhält man durch Kombination der Formeln 4.4 und 4.5:

$$F_{\Theta} \cdot ds = Q \cdot P(R) \cdot P(d\Omega) \quad (4.6)$$

Q Spezifische Gamma-Aktivität der Quelle [γs^{-1}]

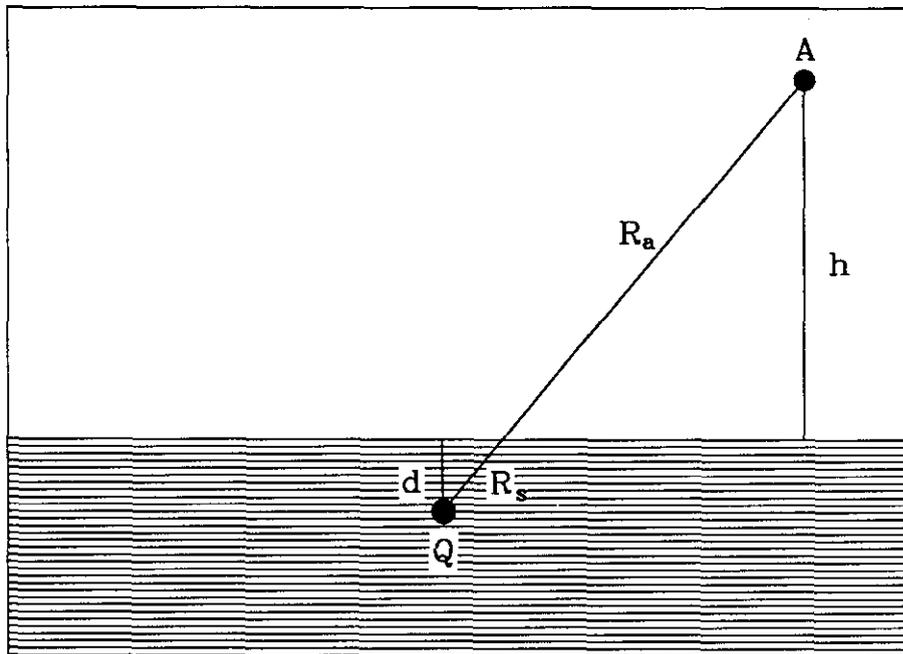
Nach Division mit der Fläche ergibt sich der Photonenfluss F_{Θ} bzw. die Strahlungssintensität J_p im Beobachtungspunkt:

$$F_{\Theta} = \frac{Q \cdot \cos \Theta}{4\pi \cdot R^2} \cdot e^{-\int_0^R \mu(r) dr} \quad (4.7)$$

$$J_p = \frac{Q}{4\pi \cdot R^2} \cdot e^{-\int_0^R \mu(r) dr} \quad (4.8)$$

Eine Anwendung für die Formel 4.8 findet sich bei der Planung der Suche nach radioaktiven Bruchstücken abgestürzter Satelliten. Zur Ozeanüberwachung werden aktive Radarsatelliten verwendet. Da diese Satelliten Radarsignale aussenden, benötigen diese sehr viel Energie, die nicht mehr durch Solarzellen geliefert werden kann. Sie enthalten deshalb einen kleinen Kernreaktor. Während der letzten zwölf Jahre sind bereits drei solcher Satelliten abgestürzt (einer davon auf Kanada). Die radioaktiven Bruchstücke verteilen sich beim Absturz auf einer Fläche von 100 km x 600 km. Das Gewicht der Trümmer bewegt sich im Gramm- bis Kilo-

grammbereich, bei Aktivitäten von 4-40 GBq (100-1000 mCi) (Bristow, 1978). Für die Festlegung der Flughöhen und Fluglinienabstände bei Suchflügen nach solchen Bruchstücken wird das Strahlungsfeld eines Satellitentrümmers berechnet.



Figur 4.2 : Skizze Satellitenbruchstück

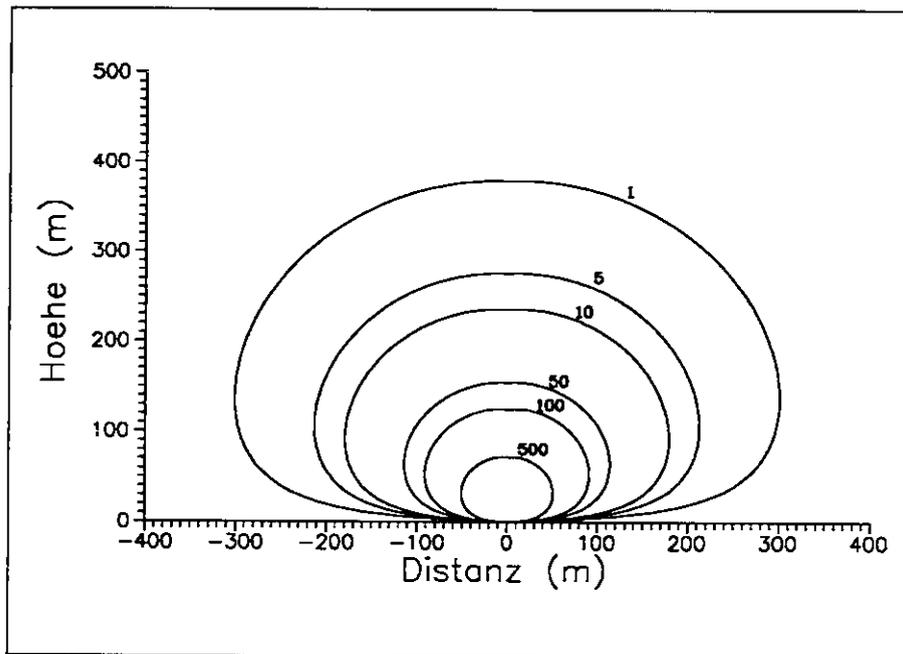
Durch den Aufprall bohrt sich dieses in den Boden. In diesem Fall beträgt die Strahlungsintensität im Beobachtungspunkt (vgl. Figur 4.2):

$$J_p = \frac{Q}{4\pi \cdot R^2} \cdot e^{-\mu_a \cdot \left(R - \frac{d}{\cos\Theta}\right) - \mu_s \cdot \frac{d}{\cos\Theta}} \quad (4.9)$$

J_p	Strahlungsintensität des Trümmers	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
Q	Spezifische Gamma-Aktivität der Quelle	$[\gamma s^{-1}]$
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizienten von Boden und Luft	$[m^{-1}]$
R	Quellenabstand	$[m]$
Θ	Sichtwinkel	
d	Tiefe der Quelle	$[m]$

Aus der Strahlungsintensität lässt sich die eigentliche Zählrate des Detektors unter Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit der Detektorleistung (siehe Formel 4.3) bestimmen.

$$I_p = \frac{Q \cdot k \cdot (1 + f \cdot \cos \Theta) \cdot \bar{\epsilon}}{4\pi \cdot R^2} \cdot e^{-\mu_a \cdot \left(R - \frac{d}{\cos \Theta}\right) - \mu_s \cdot \frac{d}{\cos \Theta}} \quad (4.10)$$



Figur 4.3 : Feldlinien (1, 5, 10, 50, 100, 500 cps) einer 1.8 GBq (50 mCi) Cs^{137} -Quelle in einer Tiefe von 1 cm. Als Detektorparameter wurden die Werte des Messsystems der SGPK verwendet.

Die Feldlinie (in Polarkoordinaten) für eine bestimmte Zählrate wird mit Hilfe der Gleichung 4.10 auf numerischem Wege mittels Bisektion (Press et al., 1986; P.89) bestimmt. In Figur 4.3 sind die Feldlinien einer 1.8 GBq (50 mCi) Cs^{137} -Quelle in einer Tiefe von 1 cm aufgetragen.

Die Formel 4.10 wird nicht nur bei im Boden versenkten Punktquellen angewendet. Selbst wenn die radioaktive Punktquelle auf der Erdoberfläche liegt, wird ihre Strahlung durch Bodenunebenheiten abgeschwächt. Feldversuche haben gezeigt, dass sich diese Abschwächung durch Einführen einer Eindringtiefe von einem Zentimeter annähern lässt.

4.3.2 Nachweisgrenze

Eine radioaktive Quelle kann nur entdeckt werden, falls ihre Strahlung stärker als die Hintergrundstrahlung ist. In einem Gebiet mit einer Hintergrundzählrate I_B kann eine Quelle mit einem Beitrag I_Q nur dann detektiert werden, wenn die totale Zählrate ausserhalb des Konfidenzintervalls der Hintergrundstrahlung zu liegen kommt. Für eine erfolgreiche Detektion (Detektionswahrscheinlichkeit von 95% = 2σ) muss demnach folgende Ungleichung erfüllt sein:

$$I_B + I_Q - 2 \cdot \sqrt{I_B + I_Q} \geq I_B + 2 \cdot \sqrt{I_B} \quad (4.11)$$

I_B	Hintergrundzählrate	[cps]
I_Q	Beitrag der Quelle	[cps]

Die Auflösung nach I_Q ergibt:

$$I_Q \geq 4 \cdot (\sqrt{I_B} + 1) \quad (4.12)$$

Wird der Beitrag der Hintergrundstrahlung als unabhängig von der Flughöhe betrachtet, was einer konservativen Annahme entspricht (mit zunehmender Flughöhe ist normalerweise eine Abnahme der Hintergrundstrahlung zu beobachten), kann mit der Formel 4.12 die zur Detektion der Quelle benötigte Zählrate abgeschätzt werden.

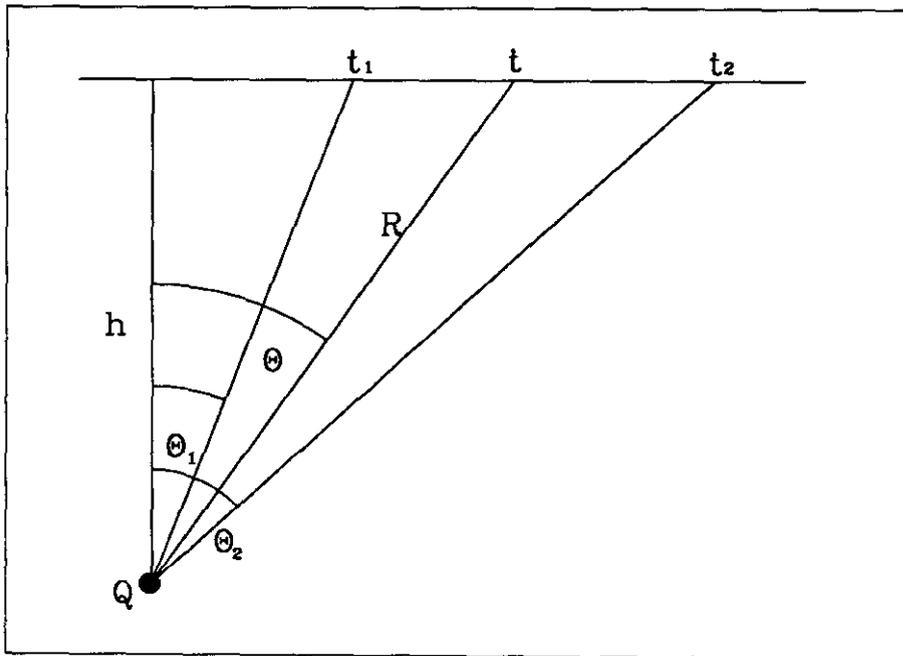
Während des Aeroradiometrie-Kurses für Mitarbeiter von verschiedenen Bundesstellen konnte die Suche nach Punktquellen unter realistischen Bedingungen in der Umgebung von Alpnach geübt werden. Die ausgelegte Cs^{137} -Quelle wies eine Aktivität von 1.6 GBq (50 mCi) auf. Die durchschnittliche Hintergrundstrahlung im Cäsiumfenster betrug 100 cps. Für eine erfolgreiche Detektion muss nach Formel 4.12 der Beitrag der Quelle rund 50 cps betragen. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn sich der Helikopter innerhalb der 50 cps Feldlinie in Figur 4.3 befindet. Im vorliegenden Beispiel sind bei einer Flughöhe von 122 m (400 ft) Fluglinienabstände bis zu rund 250 m möglich.

Die Auswertung der Daten hat gezeigt, dass die Quelle aufgrund der Messwerte im Cäsiumfenster allein kaum zu erkennen war. Der Grund hierfür liegt bei Schwankungen der Hintergrundstrahlung. Wegen Variationen der Flughöhe, Wald und Gewässern ist die Hintergrundstrahlung nicht konstant. Dadurch wird es sehr schwierig, die durch die Quelle verursachte Erhöhung der Zählrate von den natürlichen Schwankungen zu unterscheiden. Erst die Berechnung des MMGC-Ratios erlaubte eine sichere Ortung der Quelle mit einer Genauigkeit von +/-80 m. Die Nachweisgrenze für Punktquellen liegt bei einer Flughöhe von 122 m und einem Fluglinienabstand von 250 m somit bei etwa 2 GBq.

Wegen der beschränkten Genauigkeit der Navigation kann der Fluglinienabstand von 250 m kaum unterschritten werden. Die Minimale Flughöhe beträgt je nach Topographie und Anzahl Lufthindernisse zwischen 60 m und 120 m. Damit können Cs¹³⁷-Punktquellen mit Aktivitäten zwischen 1.3 GBq und 2 GBq (33 mCi bis 55 mCi) detektiert werden. Unter optimalen Bedingungen, d.h. in Gebieten mit flachem Gelände, ohne Wald, können auch viel schwächere Quellen ausgemacht werden (Winkelmann et al., 1989). In der Schweiz sind solche Gebiete jedoch nur äusserst selten anzutreffen.

4.3.3 Einfluss der Fluggeschwindigkeit

Ein weiterer Parameter, der bei der Flugplanung festgelegt werden muss, ist die Fluggeschwindigkeit. Bisher wurde nur der stationäre Fall betrachtet. Die Feldmessungen erfolgen jedoch kontinuierlich während der Fortbewegung des Helikopters.



Figur 4.4 : Skizze Fluggeschwindigkeit

Die Messzeit einer Einzelmessung sei Δt . Während dieser Zeit wird der Detektor um die Strecke $v \cdot \Delta t$ weiterbewegt (v =Fluggeschwindigkeit). Die Zählrate für den bewegten Detektor beträgt somit:

$$I_M = \frac{Q \cdot k}{4\pi \cdot \Delta t} \cdot e^{-\mu R} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \frac{1 + f \cdot \cos \Theta}{R^2} dt \quad (4.13)$$

I_M	Zählrate bei Bewegung	[cps]
t_1, t_2	Beginn, bzw. Ende der Messung	[s]
R	Quellenabstand	
Θ	Sichtwinkel zur Quelle	

Statt über die Zeit wird über den Sichtwinkel Θ integriert. Wie aus der Figur 4.4 ersichtlich ist, gilt $R = h / \cos \Theta$ und $\tan \Theta = v \cdot t / h$. Weil die Messzeit relativ kurz ist (üblicherweise eine Sekunde), wird zudem der Term $e^{-\mu R}$ als konstant betrachtet. Die Integration von 4.13 mit der Substitution $t = h \cdot \tan \Theta / v$ liefert die Zählrate für einen Detektor, der mit der Geschwindigkeit v bewegt wird:

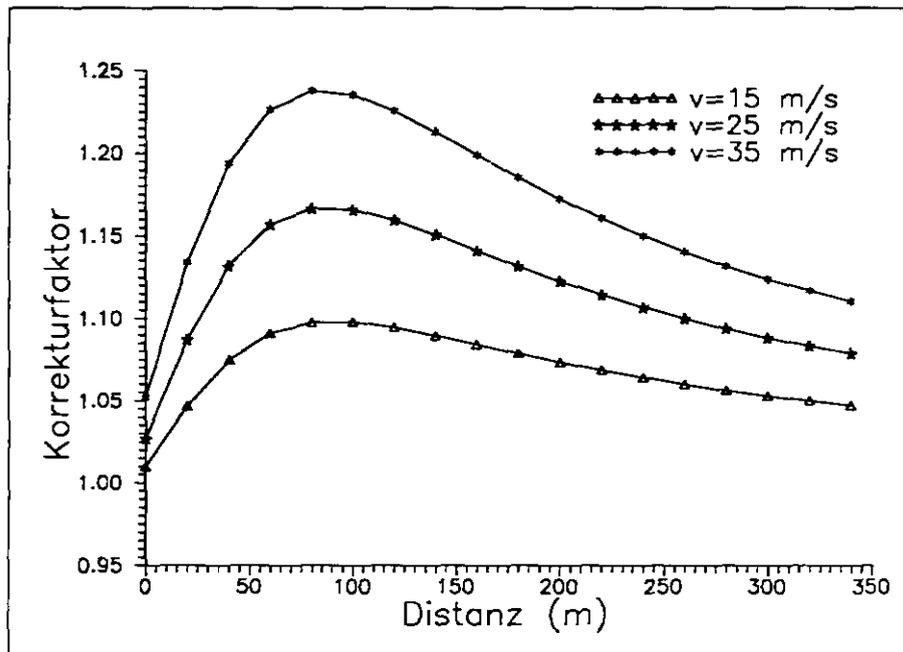
$$I_M = \frac{Q \cdot k}{4\pi \cdot h \cdot v \cdot \Delta t} \cdot e^{-\mu R} \cdot [(\Theta_2 - \Theta_1) + f \cdot (\sin \Theta_2 - \sin \Theta_1)] \quad (4.14)$$

Die entsprechende Zählrate am Startpunkt der Messung im stationären Schwebeflug beträgt:

$$I_S = \frac{Q \cdot k}{4\pi} \cdot e^{-\mu R} \cdot \frac{(1 + f \cdot \cos \Theta_1) \cdot \cos^2 \Theta_1}{h^2} \quad (4.15)$$

Der Faktor für die Korrektur der Daten eines bewegten Detektors ergibt sich aus dem Verhältnis I_S/I_M :

$$F = \frac{v \cdot \Delta t}{h} \cdot \frac{(1 + f \cdot \cos \Theta_1) \cdot \cos^2 \Theta_1}{[(\Theta_2 - \Theta_1) + f \cdot (\sin \Theta_2 - \sin \Theta_1)]} \quad (4.16)$$



Figur 4.5 : Korrekturfaktoren für verschiedene Fluggeschwindigkeiten

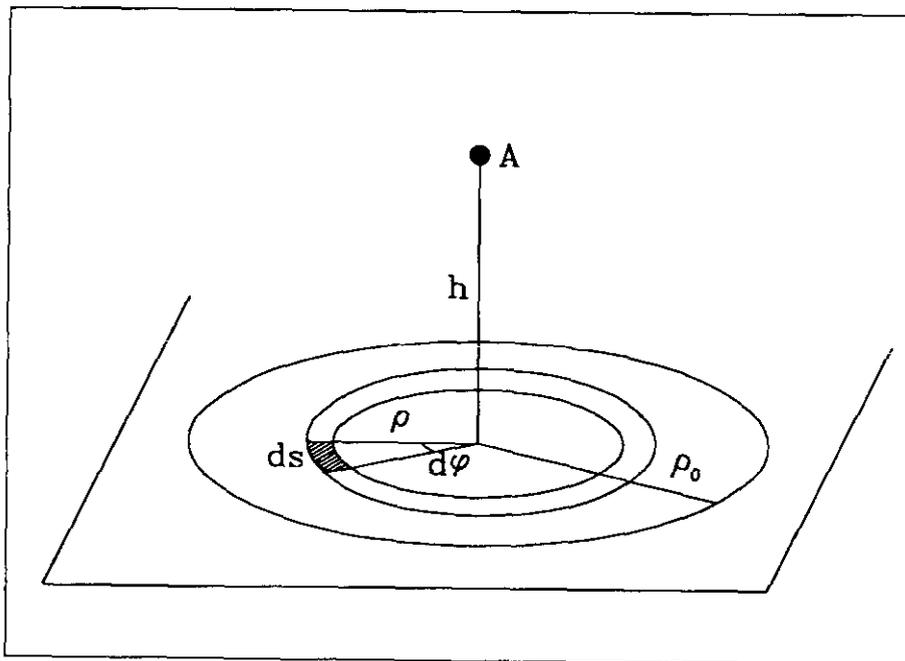
Der Einfluss der Fluggeschwindigkeit ist bei helikoptergestützten Messkampagnen relativ gering. Die maximale Erniedrigung der Zählrate beträgt bei der üblichen Fluggeschwindigkeit von 25 m/s etwa 15% (siehe Figur 4.5). Eine Korrektur der Fluggeschwindigkeit kann nur vorgenommen werden, wenn die Position der Quelle genau bekannt ist. Sie wird im allgemeinen nur angewendet, wenn die Aktivität einer bereits lokalisierten Quelle quantitativ bestimmt werden soll.

4.4 Das Strahlungsfeld ausgedehnter Quellen

4.4.1 Flächenquellen

Radioaktive Stoffe, die z.B. bei einem Kernkraftwerkunfall oder einem Kernwaffenversuch austreten, liegen meist als Gase bzw. Aerosole vor. Durch Winde kann diese radioaktive Wolke sehr weit verfrachtet werden. Nach dem Unfall in Tschernobyl, beispielsweise, wurde Radioaktivität bis nach Nordschweden und auch nach Mitteleuropa verfrachtet (KUeR, 1988 und Umweltbundesamt, 1986). Durch Regenfälle werden die Aerosole ausgewaschen und lagern sich in Form einer dünnen Schicht am Boden an. Das Feld einer solchen dünnen radioaktiven Schicht soll in diesem Kapitel bestimmt werden.

Bei grossen Quellen mit Ausdehnungen von mehreren Kilometern kann für die Feldberechnungen von einer axialsymmetrischen Geometrie ausgegangen werden.



Figur 4.6 : Skizze Flächenquelle

Aus praktischen Gründen wird bei Flächenquellen mit der Flächenaktivität σ gearbeitet ($\sigma=q \cdot dz$). Ein Flächenelement ds erzeugt im Detektor, der sich auf der z-Achse befindet, die Strahlungsintensität dJ_f (siehe Figur 4.6):

$$dJ_f = \frac{\sigma \cdot \rho \cdot d\rho \cdot d\varphi}{4\pi \cdot (h^2 + \rho^2)} e^{-\mu\sqrt{h^2 + \rho^2}} \quad (4.17)$$

dJ_f	Strahlungsintensität des Flächenelements ds	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
σ	Flächenaktivität der Schichtquelle	$[Bq/m^2]$
μ	Abschwächungskoeffizient von Luft	$[m^{-1}]$
h	Höhe des Detektors über der Schichtquelle	$[m]$
ρ	Abstand des Flächenelements ds von der z-Achse	$[m]$

Den Beitrag J_f einer Scheibe mit Radius ρ_0 erhält man durch Integration nach $d\varphi$ und $d\rho$.

$$J_f = \frac{\sigma}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_0} \frac{\rho}{2\pi \cdot (h^2 + \rho^2)} e^{-\mu\sqrt{h^2 + \rho^2}} \cdot d\rho \cdot d\varphi \quad (4.18)$$

$$J_f = \frac{\sigma}{2} \int_0^{\rho_0} \frac{\rho}{(h^2 + \rho^2)} e^{-\mu\sqrt{h^2 + \rho^2}} \cdot d\rho \quad (4.19)$$

Mit der Substitution $\tau = \mu \cdot \sqrt{h^2 + \rho^2}$ lässt sich das verbleibende Integral auf folgende Form bringen:

$$J_f = \frac{\sigma}{2} \int_{\mu h}^{\mu\sqrt{h^2 + \rho_0^2}} \frac{e^{-\tau}}{\tau} d\tau \quad (4.20)$$

Integrale der Form $E_n(x) = x^{n-1} \int_x^\infty \frac{e^{-\tau}}{\tau} d\tau$ werden als exponentielle Integrale bezeichnet.

Für die numerische Berechnung des exponentiellen Integrals erster Ordnung $E_1(x)$ existieren sehr einfache Näherungsformeln (Abramowitz und Stegun, 1972; P.228). Die Integrale höherer Ordnung können iterativ aus E_1 hergeleitet werden:

$$E_{n+1}(x) = \frac{1}{n} [e^{-x} - x \cdot E_n(x)] \quad (4.21)$$

In die Formel 4.19 eingesetzt, ergibt sich für das Feld einer dünnen Scheibe mit Radius ρ_0 :

$$J_f = \frac{\sigma}{2} [E_1(\mu h) - E_1(\mu \sqrt{h^2 + \rho_0^2})] \quad (4.22)$$

Wegen $\lim_{x \rightarrow \infty} E_n(x) = 0$ (Abramowitz und Stegun, 1972; P.229) erhält man für

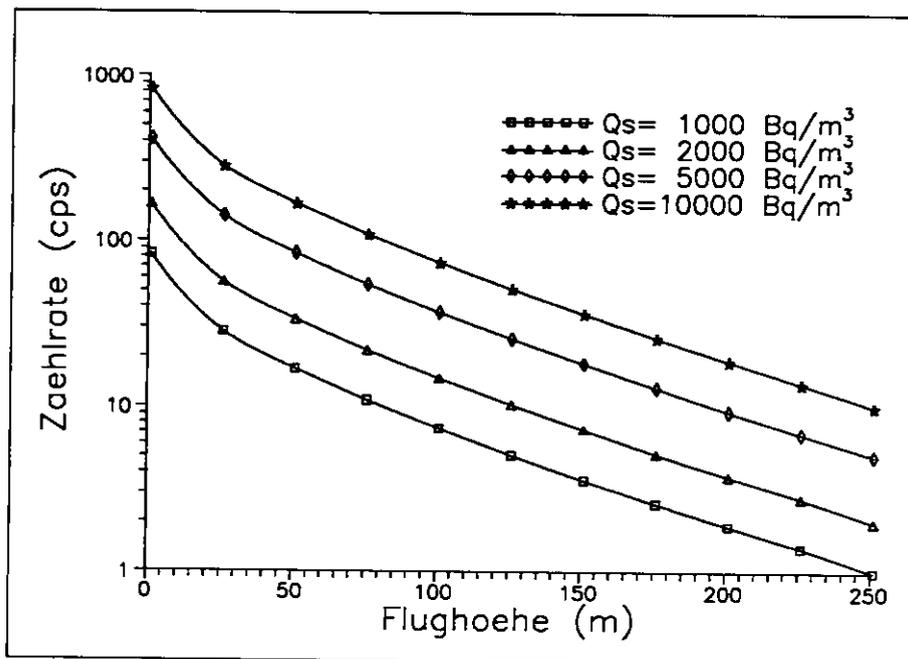
eine unendlich grosse dünne Scheibe:

$$J_f = \frac{\sigma}{2} E_1(\mu h) \quad (4.23)$$

Für die Zählrate eines richtungsabhängigen Detektors über einer ausgedehnten Schichtquelle gilt analog:

$$I_f = \frac{\sigma \cdot k \cdot \varepsilon}{2} [E_1(\mu h) + f \cdot E_2(\mu h)] \quad (4.24)$$

Wie aus Figur 4.7 ersichtlich ist, nimmt die Zählrate mit zunehmender Flughöhe sehr schnell ab. Wird wie im Beispiel der Punktquellen (vgl. Kapitel 4.3.2) eine Hintergrundstrahlung von 100 cps angenommen, kann eine Cäsium-Flächenquelle mit einer Aktivität von 5000 Bq/m² aus 90 m Höhe noch nachgewiesen werden.



Figur 4.7 : Abhängigkeit der Zählrate von der Flughöhe über Flächenquellen (Cs^{137}) mit Aktivitäten Q_s von 1000 Bq/m^2 , 2000 Bq/m^2 , 5000 Bq/m^2 und $10'000 \text{ Bq/m}^2$. Als Detektorparameter wurden die Werte des schweizerischen Messsystems verwendet

4.4.2 Volumenquellen

Die natürlichen Radioisotope sind mehr oder weniger gleichmässig im Gestein verteilt und bilden eine ausgedehnte Volumenquelle. Deshalb ist der Strahlungsfeldverlauf von Volumenquellen vor allem bei der Planung von Messkampagnen zur Erfassung der natürlichen Radioaktivität von Bedeutung.

Für die Berechnung der Strahlungsintensität über einer Volumenquelle kann auf die in Kapitel 4.4.1 gefundenen Resultate zurückgegriffen werden. Das Feld lässt sich durch die Integration der Beiträge von Flächenquellen berechnen. Im einfachsten Fall kann von einer homogenen Aktivitätsverteilung ausgegangen werden ($q(z)=q$). Das Strahlungsfeld einer ausgedehnten Schicht mit einer Mächtigkeit d beträgt somit:

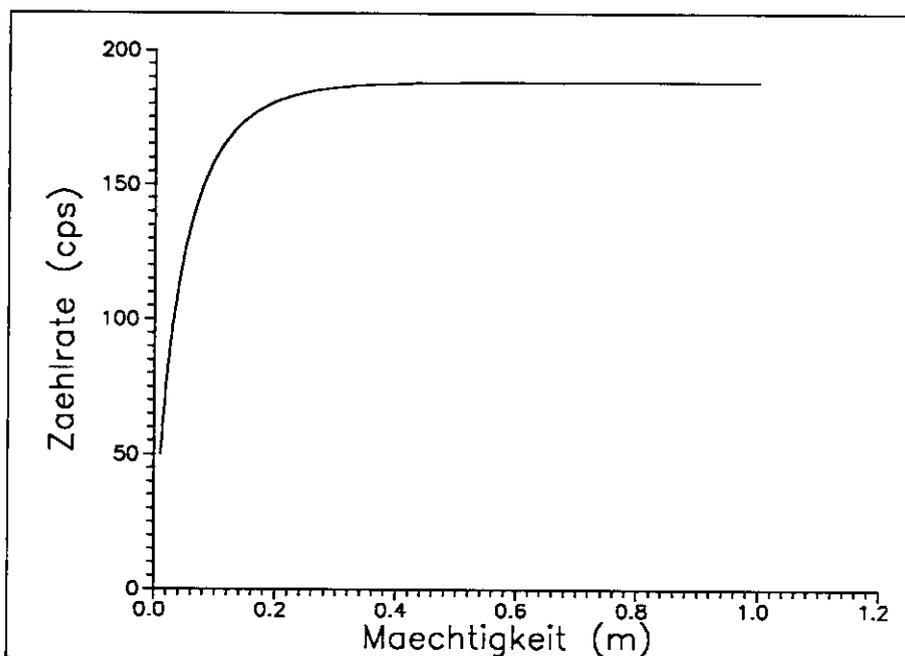
$$J_l = \frac{q}{2} \int_0^d E_1(\mu_a h_a + \mu_s z) dz \quad (4.25)$$

J_l	Strahlungsintensität einer Schicht mit Mächtigkeit d	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
q	Volumenaktivität des Bodens	$[Bq/m^3]$
d	Schichtmächtigkeit	$[m]$
h_a	Bodenabstand des Detektors	$[m]$
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizient von Boden bzw. Luft	$[m^{-1}]$

Die Lösung des Integrals erhält man mit der Substitution $\tau = \mu_a \cdot h_a + \mu_s \cdot z$ (Abramowitz und Stegun, 1972; P. 230):

$$J_l = \frac{q}{2\mu_s} [E_2(\mu_a h_a) - E_2(\mu_a h_a + \mu_s d)] \quad (4.26)$$

Die Figur 4.8 zeigt, dass die Schichtmächtigkeit d nur geringen Einfluss auf die Strahlungsintensität hat.



Figur 4.8 : Strahlungsintensität einer Schicht mit homogener Aktivitätsverteilung von $50'000 \text{ Bq/m}^2$. Für die Abschwächungskoeffizienten von Luft und Boden wurden Mittelwerte eingesetzt ($\mu_a=0.005 \text{ m}^{-1}$, $\mu_s=12.0 \text{ m}^{-1}$)

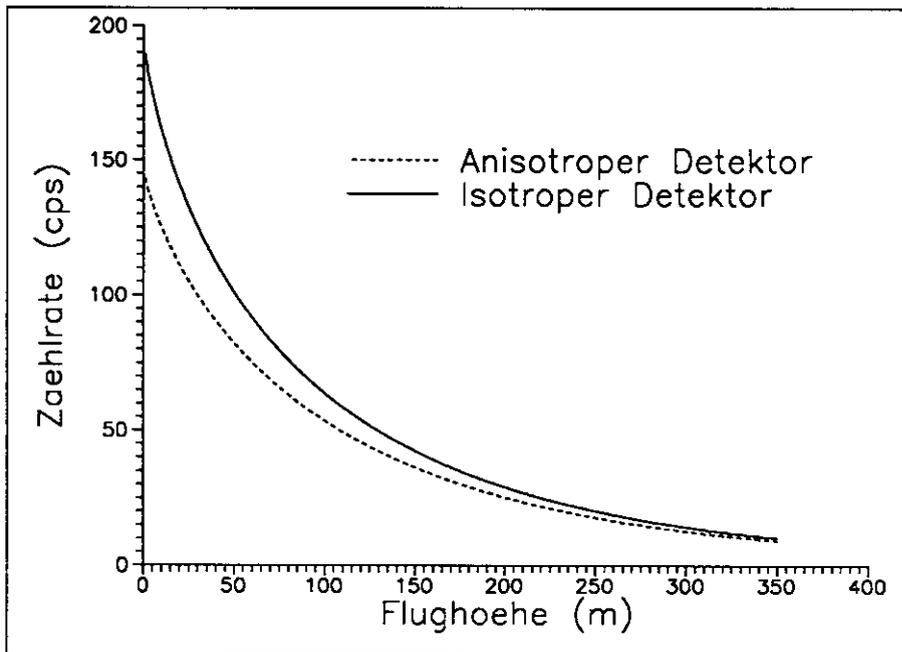
Bereits eine Schicht von 50 cm Mächtigkeit liefert je nach Dichte etwa 95% der Strahlungsintensität eines Halbraums. Der grösste Teil der Gammastrahlung stammt aus den obersten Bodenschichten. Das darunterliegende Gestein hat kaum mehr Einfluss auf das Resultat. Zur Vereinfachung der Berechnungen wird bei Volumenquellen meist mit unendlich grossen Mächtigkeiten gearbeitet. Für den Halbraum reduziert sich Formel 4.26 auf:

$$J_h = \frac{q}{2\mu_s} E_2(\mu_a h_a) \quad (4.27)$$

Zur Bestimmung der Zählrate muss das Integral 4.27 unter Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit der Detektoreffizienz berechnet werden.

$$I_h = \frac{q \cdot k \cdot \varepsilon}{2\mu_s} [E_2(\mu_a h_a) + f \cdot E_3(\mu_a h_a)] \quad (4.28)$$

In Figur 4.9 ist die Zählrate über einer homogenen Volumenquelle für einen isotropen und einen anisotropen Detektor dargestellt.



Figur 4.9 : Abhängigkeit der Zählrate von der Flughöhe über einer Volumenquelle mit einer Aktivität von $50'000 \text{ Bq/m}^3$. Als Detektorparameter wurden die Werte des schweizerischen Messsystems verwendet. Beim isotropen Detektor wurde $f=0$ eingesetzt (siehe Formel 4.28)

Im Gegensatz zu einer Fotokamera, hat ein Gamma-Detektor keinen festen Öffnungswinkel, da er Strahlung aus allen Richtungen registrieren kann. Deshalb kann auch das räumliche Auflösungsvermögen aeroradiometrischer Messungen nicht genau angegeben werden. Statt mit dem Auflösungsvermögen, wird in der Aeroradiometrie meist mit dem Einflussbereich einer Messung gearbeitet. Der Einflussbereich ist das Gebiet unterhalb des Detektors, aus dem ein vorgegebener hoher Prozentsatz P (meist $P=75\%$) der Gesamtstrahlung stammt. Der 75%-Einflussbereich entspricht ungefähr der Fläche der kleinsten auflösbaren Struktur (Pitkin und Duval, 1980). Selbstverständlich hängt der relative Beitrag verschiedener Bereiche des Untergrunds auch von der Aktivitätsverteilung ab. Eine sehr starke Quelle kann auch dann detektiert werden, wenn sie ausserhalb des nominellen Einflussbereichs liegt. Nur über einer homogenen ausgedehnten Quelle kann der Einflussbereich exakt definiert werden. Trotzdem liefert dieses Konzept auch bei inhomogener Aktivitätsverteilung wichtige Hinweise über den relativen Beitrag der Gebiete unterhalb des Detektors und damit über das räumliche Auflösungsvermögen der Messungen.

Bei Messungen im stationären Flug oder bei niedrigen Fluggeschwindigkeiten, kann mit einem kreisförmigen Einflussbereich gearbeitet werden (Grasty et al., 1979). Sein Strahlungsbeitrag kann durch Integration von Formel 4.26 über die Tiefe bestimmt werden:

$$J_k = \frac{q}{2\mu_x} \left[E_2(\mu_a h) - \frac{h}{\sqrt{h^2 + \rho_e^2}} \cdot E_2(\mu_a \sqrt{h^2 + \rho_e^2}) \right] \quad (4.29)$$

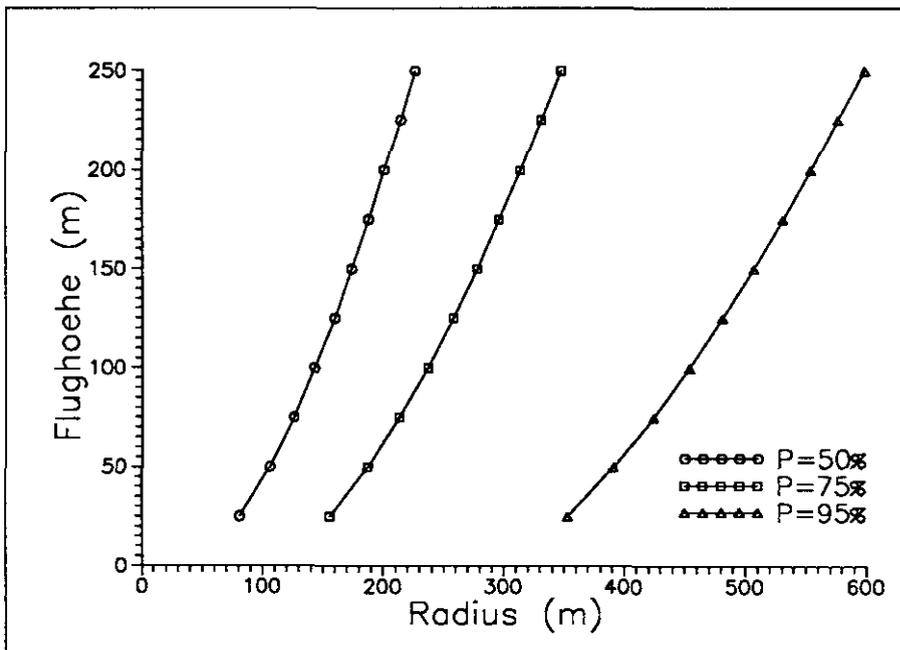
ρ_e Radius des Einflussbereichs [m]

Die Division mit dem Wert für den Halbraum ergibt den relativen Beitrag des Kreises. Soll der Einflussbereich einen vorgegebenen Prozentsatz P beitragen, muss folgende Gleichung erfüllt sein:

$$\frac{E_2(\mu_a h) - \frac{h}{\sqrt{h^2 + \rho_e^2}} E_2(\mu_a \sqrt{h^2 + \rho_e^2})}{E_2(\mu_a h)} \cdot 100 - P = 0 \quad (4.30)$$

Mit Bisektion (Press et al., 1986; P.89) lässt sich die Nullstelle der obigen Gleichung und somit der Radius ρ_e des Einflussbereiches bestimmen.

Die aeroradiometrische Uebersichtskartierung der Schweiz wird in einer Flughöhe von 122 m (400 ft) bei einem Fluglinienabstand von 500 m durchgeführt. Der Einflussbereich (P=75%) einer Messung weist einen Radius von 250 m auf.

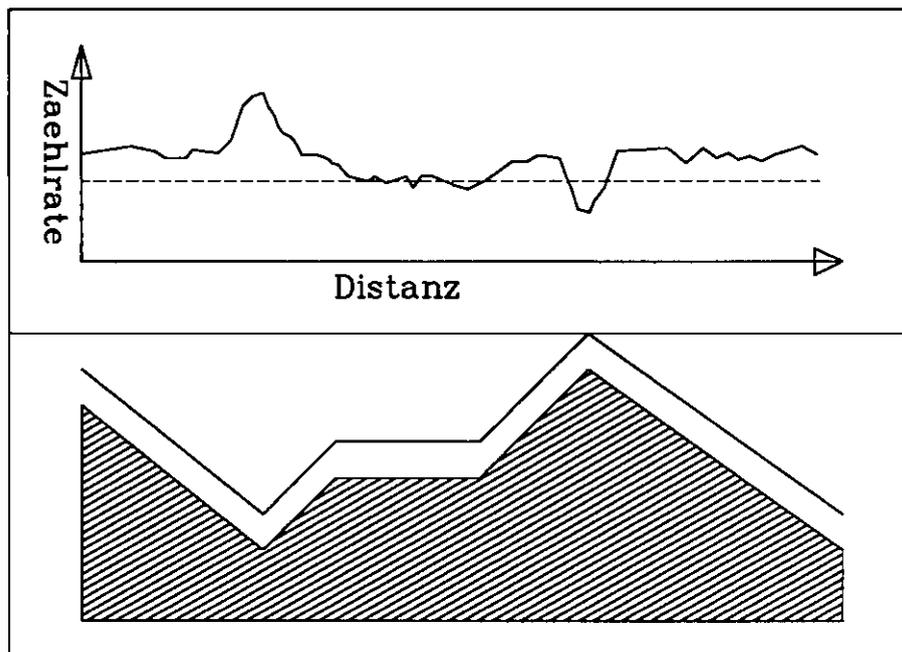


Figur 4.10 : Einflussbereich von Messungen über einer Volumenquelle (K^{40}) in Abhängigkeit von der Flughöhe. Die drei Kurven geben den Radius des 50%-, 75%- bzw. 95%-Einflussbereichs an

4.5 Modellierung der Topographie-Effekte

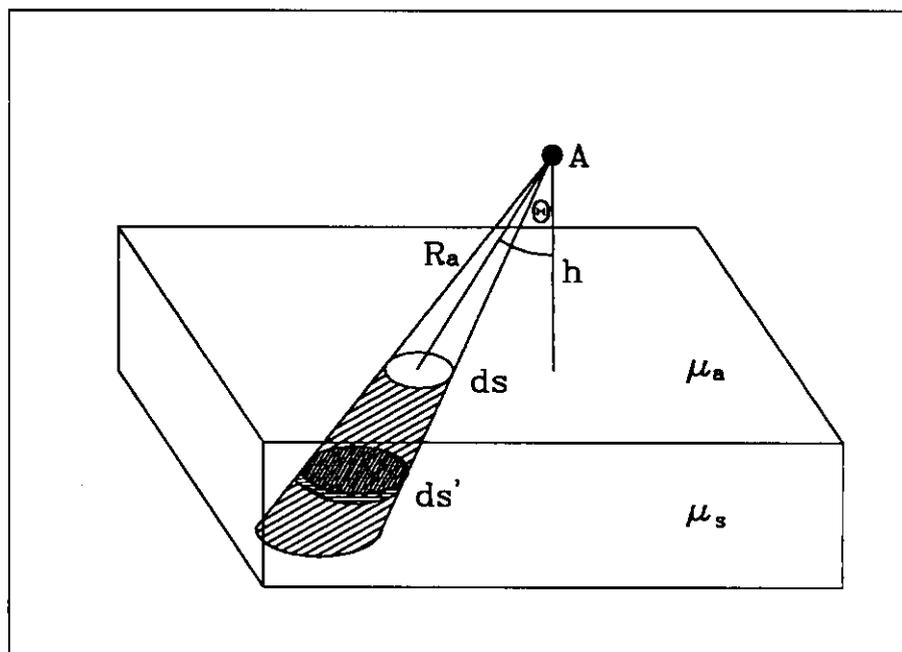
Die vom Detektor registrierte Zählrate hängt nicht nur von der Ausdehnung und der Aktivität der radioaktiven Quelle, sondern auch von ihrer Form ab.

So wird ein Detektor, der vollständig von radioaktivem Material umgeben ist (4π -Geometrie), eine deutlich höhere Zählrate registrieren als über einem Halbraum (2π -Geometrie) gleicher Zusammensetzung. Im Flachland kann das überflogene Gelände in erster Näherung als Halbraum betrachtet werden. In den Bergen ist dies jedoch nicht der Fall. So ist der vom Untergrund abgedeckte Raumwinkel in einem engen Tal deutlich grösser als 2π . Man wird deshalb eine grössere Zählrate messen als über einem Halbraum gleicher Untergrundaktivität. Im Gegensatz dazu wird über einer Bergspitze (Raumwinkel $< 2\pi$) ein geringerer Messwert registriert. Um die Grössenordnung dieser geometriebedingten Effekte abzuschätzen, soll in diesem Kapitel das Strahlungsfeld einer beliebig geformten Topographie berechnet werden.



Figur 4.11 : Effekte der Form des Untergrundes.

Die Aktivitätsverteilung des Untergrundes lässt sich durch im Boden verteilte Punktquellen annähern. Die Strahlungsintensität im Beobachtungspunkt erhält man, wie im Falle des Halbraums (siehe Kapitel 4.4), durch Integration der Beiträge der Punktquellen.



Figur 4.12 : Skizze Raumwinkelstab

Die dabei auftretenden Volumenintegrale lassen sich nur in Ausnahmefällen analytisch lösen. Um die rechenintensive Bestimmung der Raumintegrale zu vermeiden, werden stattdessen Raumwinkelstäbe als Integrationselemente verwendet. Damit lassen sich die Volumenintegrale näherungsweise durch ein Flächenintegral ersetzen.

Der Beitrag eines Volumenelementes (siehe Figur 4.12) des Raumwinkelstabes beträgt:

$$dJ'_r = \frac{q \cdot ds' \cdot \cos \Theta \cdot dR}{4\pi \cdot R^2} \cdot e^{-R_a(\mu_a - \mu_s) - R\mu_s} \quad (4.31)$$

dJ'_r	Strahlungsintensität des Volumenelements	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
q	Volumenaktivität des Bodens	$[\gamma m^{-3} s^{-1}]$
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizienten von Boden und Luft	$[m^{-1}]$
R_a	Abstand Beobachtungspunkt-ds	$[m]$
R	Abstand Beobachtungspunkt-dV	$[m]$
Θ	Sichtwinkel	

Innerhalb des Raumwinkelstabes bleibt der Raumwinkel $d\Omega$ definitionsgemäss konstant:

$$d\Omega = \frac{ds' \cdot \cos \Theta}{4\pi \cdot R^2} = \frac{ds \cdot \cos \Theta}{4\pi \cdot R_a^2} \quad (4.32)$$

ds'	Querschnittfläche des Raumwinkelstabes im Abstand R vom Beobachtungspunkt	$[m^2]$
ds	Querschnittfläche des Raumwinkelstabes im Abstand R_a vom Beobachtungspunkt	$[m^2]$

Den Strahlungsbeitrag eines Stabsegmentes der Länge d erhält man durch Integration von Formel 4.31 über den Bereich von R_a bis R_a+d .

$$dJ_r = \frac{q \cdot ds \cdot \cos \Theta}{4\pi \cdot R_a^2 \cdot \mu_s} \cdot e^{-\mu_a R_a} \cdot [1 - e^{-\mu_s d}] \quad (4.33)$$

Der durchschnittliche Abschwächungskoeffizient (μ_s) von Gestein oder Boden beträgt rund 12 m^{-1} . Der Term $[1 - e^{-\mu_s d}]$ strebt sehr schnell gegen Eins. Ein Stabsegment von 50 cm Länge liefert bereits 99.8% der Strahlung eines unendlich langen Stabes. Deshalb kann, ohne grosse Fehler einzuführen, die Aktivität innerhalb eines solchen Stabes als konstant angenommen und seine Länge zur Vereinfachung der Berechnungen ins Unendliche ausgedehnt werden.

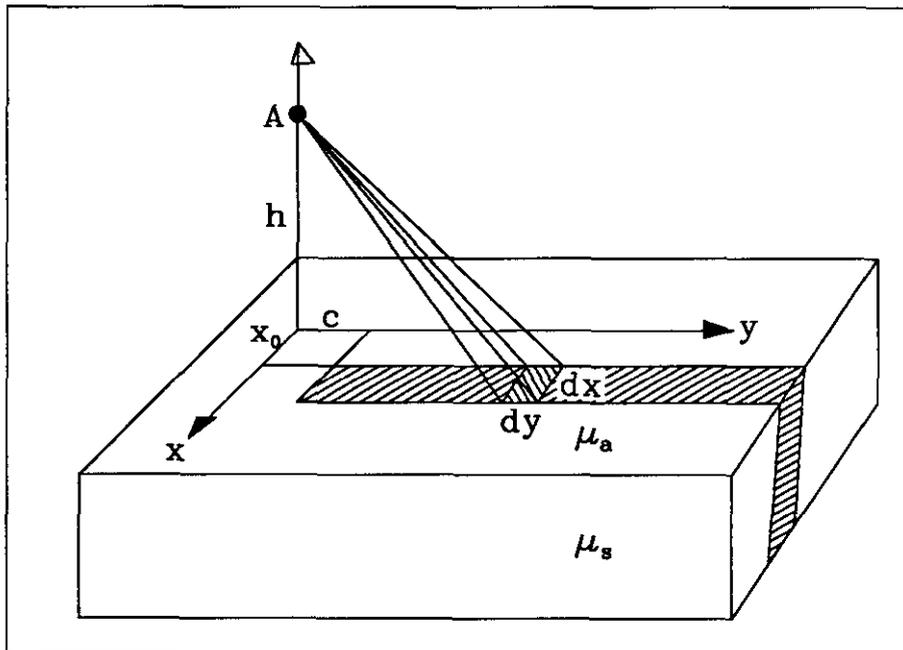
$$dJ_r = \frac{q \cdot ds \cdot \cos \Theta}{4\pi \cdot R_a^2 \cdot \mu_s} \cdot e^{-\mu_a \cdot R_a} \quad (4.34)$$

Durch Integration über alle Raumwinkelstäbe einer beliebig geformten Oberfläche lässt sich die Strahlungsintensität für einen beliebigen Beobachtungspunkt berechnen. Solche Integrale lassen sich nur in Ausnahmefällen analytisch bestimmen. Im allgemeinen muss die Lösung auf numerischem Weg gefunden werden. Das Problem bei der Modellierung der Topographieeffekte liegt bei der Optimierung des Integrationsverfahrens und der Wahl der Grösse bzw. Form der Integrationselemente.

4.5.1 Zweidimensionale Modelle

Bei zweidimensionalen Modellen wird die Erdoberfläche durch parallele, unendlich lange Streifen angenähert. Die Strahlungsintensität in einem beliebigen Beobachtungspunkt kann durch Aufsummieren der Beiträge der Geländestreifen berechnet werden. Die genaue Bestimmung des Strahlungsbeitrags eines solchen Geländestreifens ist, wie im folgenden gezeigt werden soll, ziemlich rechenaufwendig. Für die Modellierung wird deshalb eine Näherungslösung von Kogan et al. (1969) verwendet, die für aeroradiometrische Anwendungen ausreichend präzise Resultate liefert.

Die exakte Lösung erfordert in einem ersten Schritt die analytische Bestimmung des Strahlungsfelds eines infinitesimal dünnen Streifens. Das Feld des gesamten Geländestreifens erhält man durch anschliessende numerische Integration.



Figur 4.13 : Skizze dünner Streifen

Für die Berechnung der Strahlungsintensität eines (infinitesimal) dünnen Streifens wird die Formel des Raumwinkelstabes mit höhennormierten kartesischen Koordinaten verwendet. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass der Streifen in einem Abstand x_0 parallel zur y -Achse liegt. Das Strahlungsfeld des Streifens erhält man durch Integration der Beiträge der Raumwinkelstäbe in y -Richtung:

$$dJ_s = \frac{q \cdot dx}{4\pi \cdot \mu_s} \int_c^{\infty} \frac{e^{-\mu_a h \sqrt{1+x_0^2+y^2}}}{\sqrt{1+x_0^2+y^2}} dy \quad (4.35)$$

dJ_s	Strahlungsintensität eines dünnen Streifens	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
q	Volumenaktivität des Bodens	$[\gamma m^{-3} s^{-1}]$
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizienten von Boden und Luft	$[m^{-1}]$
h	Höhe des Detektors	$[m]$
x_0	Abstand des Streifens von der y -Achse (höhennormiert)	
c	Untergrenze des Streifens (höhennormiert)	

Die Untergrenze des Integrals ist im Falle eines unendlich langen Streifens auf $c=-\infty$ zu setzen. Für die Herleitung der Lösung kann c aber beliebig angesetzt werden.

Die Substitution $u = \sqrt{1+x_0^2+y^2}$ mit anschliessender partieller Integration liefert:

$$dJ_s = \frac{q \cdot \mu_a h \cdot dx}{4\pi \cdot \mu_s \cdot (1+x_0^2)} \cdot \left[\frac{-c \cdot e^{-\mu_a h \sqrt{1+x_0^2+c^2}}}{\mu_a h \sqrt{1+x_0^2+c^2}} + \int_{\sqrt{1+x_0^2+c^2}}^{\infty} \sqrt{1-\frac{1+x_0^2}{u^2}} e^{-\mu_a h u} du \right] \quad (4.36)$$

Um das verbleibende Integral zu bestimmen, wird die Wurzel als Reihe entwickelt (Bronstein und Semendjajew, 1978; P.83) und termweise integriert.

$$\sqrt{1-\frac{1+x_0^2}{u^2}} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \cdot \binom{1/2}{n} \cdot \left(\frac{1+x_0^2}{u^2}\right)^n \quad (4.37)$$

$$\int_{\sqrt{1+x_0^2+c^2}}^{\infty} \frac{e^{-\mu_a h u}}{u^{2n}} du = \frac{1}{\sqrt{1+x_0^2+c^2}^{2n-1}} E_{2n}(\mu_a h \sqrt{1+x_0^2+c^2}) \quad (4.38)$$

Damit erhält man für die Strahlungsintensität eines dünnen Streifens:

$$dJ_s = \frac{q \cdot \mu_a \cdot h \cdot dx}{4\pi \cdot \mu_s \cdot (1+x_0^2)} \cdot \left[(\sqrt{1+x_0^2+c^2}-c) \cdot E_0(\mu_a h \sqrt{1+x_0^2+c^2}) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \binom{1/2}{n} \cdot \frac{(1+x_0^2)^n}{\sqrt{1+x_0^2+c^2}^{2n-1}} \cdot E_{2n}(\mu_a h \sqrt{1+x_0^2+c^2}) \right] \quad (4.39)$$

Für die numerische Berechnung von Formel 4.39 eignet sich ein iteratives Vorgehen. Sei dJ_{s_1} der Wert der Summe bis $n=1$.

$$dJ_{s_1} = p_1 \cdot \left[(b - c) \cdot E_0(\mu_a h b) - \frac{1 + x_0^2}{2b} \cdot E_2(\mu_a h b) \right] \quad (4.40)$$

$$b = \sqrt{1 + x_0^2 + c^2} \quad (4.41)$$

$$p_1 = \frac{q \cdot \mu_a \cdot h \cdot dx}{4\pi \cdot \mu_s \cdot (1 + x_0^2)} \quad (4.42)$$

So können die weiteren Reihenterme nach folgender Formel iterativ abgeleitet werden:

$$dJ_{s_{n+1}} = dJ_{s_n} + p_{n+1} \cdot E_{2n+2}(\mu_a \cdot h \cdot b) \quad (4.43)$$

$$p_{n+1} = p_n \cdot \frac{(1 + x_0^2)}{b^2} \cdot \frac{(2n - 3)}{2n} \quad (4.44)$$

$$E_{2n+2}(\mu_a h \cdot b) = \frac{1}{2n + 1} \cdot \left[e^{-\mu_a h \cdot b} \cdot \frac{2n - \mu_a h \cdot b}{2n} + \mu_a^2 h^2 b^2 \cdot E_{2n}(\mu_a h \cdot b) \right] \quad (4.45)$$

Für eine relative Genauigkeit von 10^{-5} müssen nur die Terme bis $dJ_{s_{10}}$ berücksichtigt werden. Durch die frei wählbare Untergrenze c des Streifens dJ_s kann auch das Feld von Streifensegmenten berechnet werden (Differenz aus dem Wert der Ober- und Untergrenze). So ist es möglich, das Strahlungsfeld von Rechtecken, Dreiecken und breiten Streifen durch numerische Integration von Formel 4.39 zu berechnen.

Im Beispiel der zweidimensionalen Modelle wird das Feld eines (unendlich langen) Geländestreifens mit einer Breite d benötigt. In diesem Fall reduziert sich die Formel 4.39 auf:

$$J_s = \int_{a-d/2}^{a+d/2} \frac{q \cdot \mu_a \cdot h}{2 \cdot \pi \cdot \mu_s \sqrt{1+x^2}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \cdot \binom{1/2}{n} \cdot E_{2n}(\mu_a \cdot h \cdot \sqrt{1+x^2}) \cdot dx \quad (4.46)$$

J_s	Strahlungsintensität eines Streifens	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
q	Volumenaktivität des Bodens	$[\gamma m^{-3} s^{-1}]$
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizienten von Boden und Luft	$[m^{-1}]$
h	Höhe des Detektors	$[m]$
x	Höhennormierte X-Koordinate	
a	Höhennormierter Zentrumsabstand	
d	Höhennormierte Streifenbreite	

Feldberechnungen mit der exakten Lösung sind, wegen des nicht vermeidbaren numerischen Integrals, relativ aufwendig. Für die Modellierung wird deshalb eine Näherungsformel von Kogan et al. (1969) verwendet.

Die Flughöhen bei aeroradiometrischen Messungen liegen fast immer zwischen 20 m und 300 m. Das Produkt $\mu_a h$ nimmt also nur Werte zwischen 0.1 und 1.6 an. In diesem Fall kann das Strahlungsfeld des Raumwinkelstabes durch folgende Funktion angenähert werden:

$$dJ_r = \frac{q \cdot dx \cdot dy}{4\pi \cdot \mu_s} \cdot e^{-\mu_a h} \left[A_1 \cdot e^{-\alpha_1(x^2+y^2)} + A_2 \cdot e^{-\alpha_2(x^2+y^2)} \right] \quad (4.47)$$

$$A_1 = 0.76 + 0.20 \cdot \mu_a h$$

$$\alpha_1 = 1.45 + 0.322 \cdot \mu_a h$$

$$A_2 = 1.00 - A_1$$

$$\alpha_2 = 0.207 + 0.187 \cdot \mu_a h$$

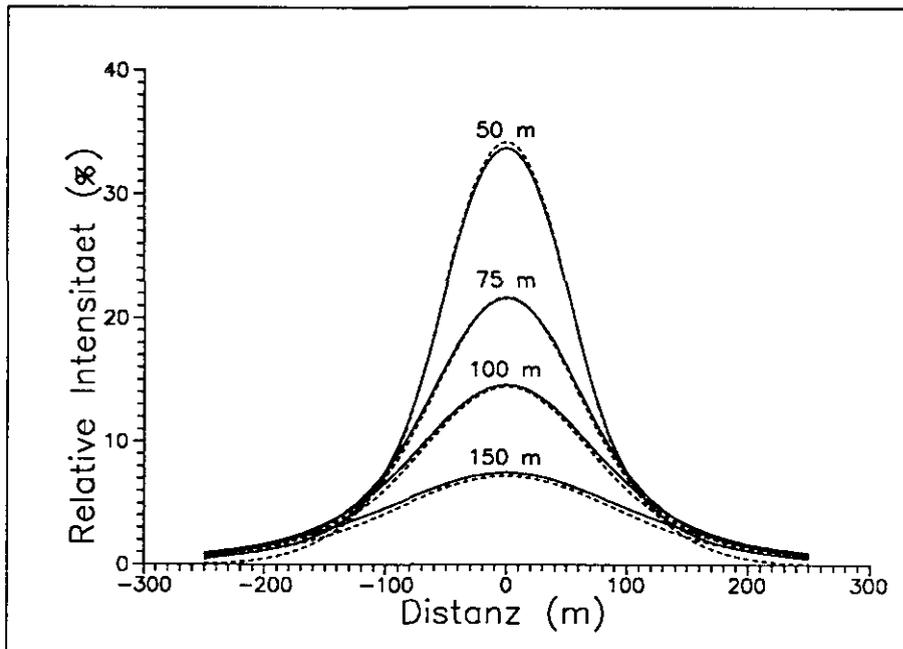
Diese Funktion lässt sich nun sehr einfach integrieren und führt im Fall des Geländestreifens auf die Formel:

$$J_s = \frac{q}{8 \cdot \mu_s} \cdot e^{-\mu_s \cdot h}$$

$$\left\{ \frac{A_1}{\alpha_1} \cdot [\operatorname{erf}(\sqrt{\alpha_1} \cdot (a + d/2)) - \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha_1} \cdot (a - d/2))] + \right.$$

$$\left. \frac{A_2}{\alpha_2} \cdot [\operatorname{erf}(\sqrt{\alpha_2} \cdot (a + d/2)) - \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha_2} \cdot (a - d/2))] \right\}$$

(4.48)



Figur 4.14 : Vergleich der Resultate der Näherungsformel 4.48 (gestrichelt) und der exakten Lösung 4.46 (durchgezogen) für einen Streifen von 100 m Breite in verschiedenen Flughöhen (50 m, 75 m, 100 m und 150 m)

Ein Vergleich der beiden Formeln 4.46 und 4.48 hat gezeigt, dass für Höhen über 50 m und Streifenbreiten unter 200 m die Näherungsformel genügend genaue Resultate liefert. In Figur 4.14 sind die Resultate der Näherungsformel und der exakten Lösung am Beispiel eines Streifens von 100 m Breite in verschiedenen Flughöhen dargestellt.

Für die Berechnung des Streifenbeitrags mit Formel 4.48 werden die Streifenbreite, die Höhe des Beobachtungspunktes über dem Streifen und der Abstand zum Streifen benötigt. Im zweidimensionalen Fall liegen die Geländedaten in Form von Höhenprofilen vor. Ein Geländestreifen wird durch seine Endpunkte (x_1, y_1) und (x_2, y_2) definiert. Die Koordinaten des Fusspunktes des Lotes (x_F, y_F) vom Beobachtungspunkt (x_A, y_A) auf den Streifen lassen sich wie folgt berechnen:

$$x_F = \frac{b_2 - b_1}{m + 1/m} \qquad y_F = b_1 + m \cdot x_F \qquad (4.49)$$

mit

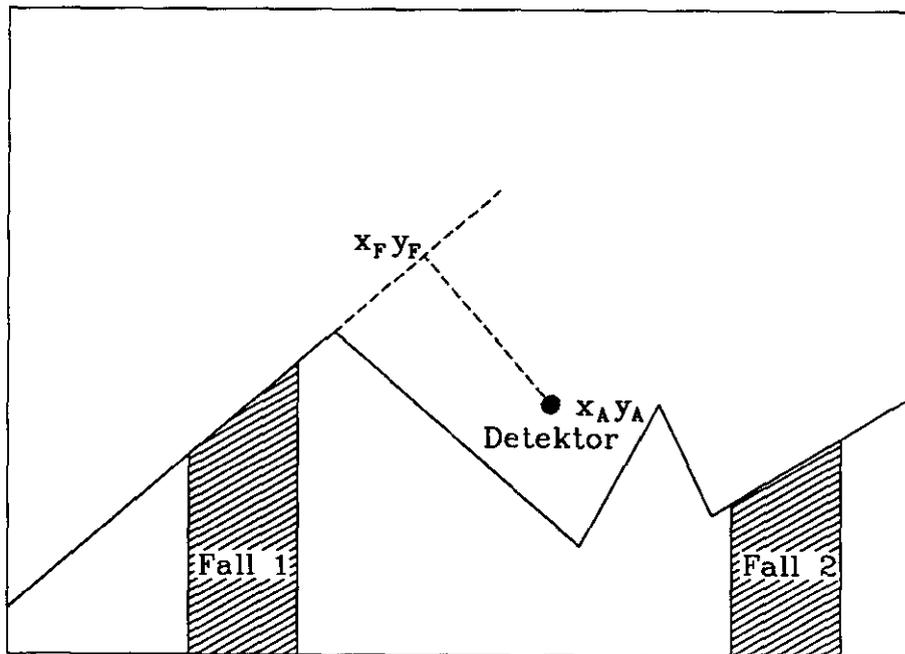
$$m = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \qquad b_1 = y_1 - x_1 \cdot m \qquad b_2 = y_2 - x_2 \cdot m$$

Daraus ergeben sich die gesuchte Höhe h , der Abstand a und die Streifenbreite d :

$$\begin{aligned} h &= \sqrt{(x_A - x_F)^2 + (y_A - y_F)^2} \\ a &= \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(x_1 - x_F)^2 + (y_1 - y_F)^2 + (x_2 - x_F)^2 + (y_2 - y_F)^2} \\ d &= \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} \end{aligned} \qquad (4.50)$$

Im weiteren muss berücksichtigt werden, dass ein Streifen nur dann einen Beitrag liefert, wenn er vom Beobachtungspunkt aus sichtbar ist. Sonst wird seine Strahlung durch das Erdreich absorbiert. Für die Abklärung der Sichtbarkeit können zwei Fälle unterschieden werden (siehe Figur 4.15).

Wenn die y -Koordinate des Fusspunktes des Lotes y_F grösser als die y -Koordinate des Beobachtungspunktes y_A ist, liegt der Streifen auf einer vom Beobachtungspunkt abgewandten Hangseite. Er ist somit nicht sichtbar (Fall 1). Die Verdeckung von Streifen durch vorgelagerte Hügel (Fall 2) kommt bei Flughöhen von über 50 m, im Einflussbereich einer Messung von einigen 100 Metern, selten vor. Auf eine spezielle Behandlung solcher Verdeckungen kann verzichtet werden.

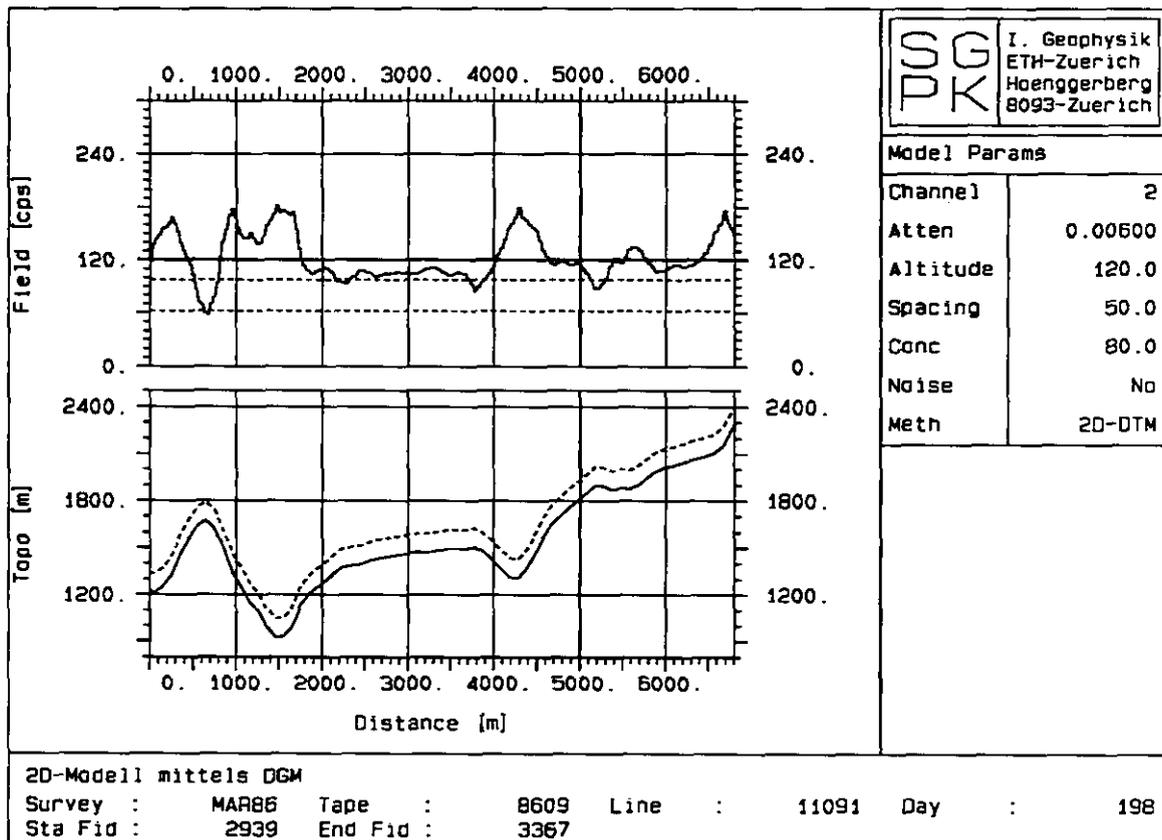


Figur 4.15 : Skizze Sichtbarkeit

Damit sind alle Parameter zur Berechnung des Beitrags eines Streifens bekannt. Die Strahlungsintensität im Beobachtungspunkt erhält man durch Aufsummieren der einzelnen Streifenbeiträge. Wegen der Absorption der Gammastrahlung durch die Luft müssen nur Streifen in der näheren Umgebung des Beobachtungspunktes berücksichtigt werden. Für praktische Anwendungen reicht ein Summationsbereich von 700 m aus.

Das Programm zur Modellierung der Strahlungsintensität benötigt ein Höhenprofil als Eingabe. Zu jedem Profilpunkt können die Flughöhe und die Bodenaktivität vorgegeben werden. Um die Modellkurven möglichst realitätsgetreu zu gestalten, kann die Streuung der Messwerte durch Addition von Poisson-Noise simuliert werden.

Das Beispiel in Figur 1.16 wurde anhand von Geländedaten des Messgebietes Marcottes im Aiguilles Rouges Massiv (Wallis) berechnet. Dieses Gebiet wurde 1986 im Rahmen der Landesaufnahme aeroradiometrisch vermessen. Um die Modellkurven mit den tatsächlich gemessenen Daten vergleichen zu können, wurden Höhenprofile entlang der Fluglinien gelegt. Die Höhendaten stammen aus dem digitalen Geländemodell (DGM) der Schweiz (Rasterweite 50 x 50 m), welches am Institut für Geophysik für gravimetrische Zwecke erstellt wurde. Die simulierte



Figur 4.16 : Modellierte (2-D) Strahlungsintensität der Linie 11091 (Messgebiet Marcottes) berechnet anhand von Höhendaten aus einem digitalen Geländemodell (DGM). Im oberen Graph ist die modellierte Zählrate im Kaliumfenster, im unteren Graph sind die Topographie (durchgezogen) und die Flugbahn (gestrichelt) dargestellt

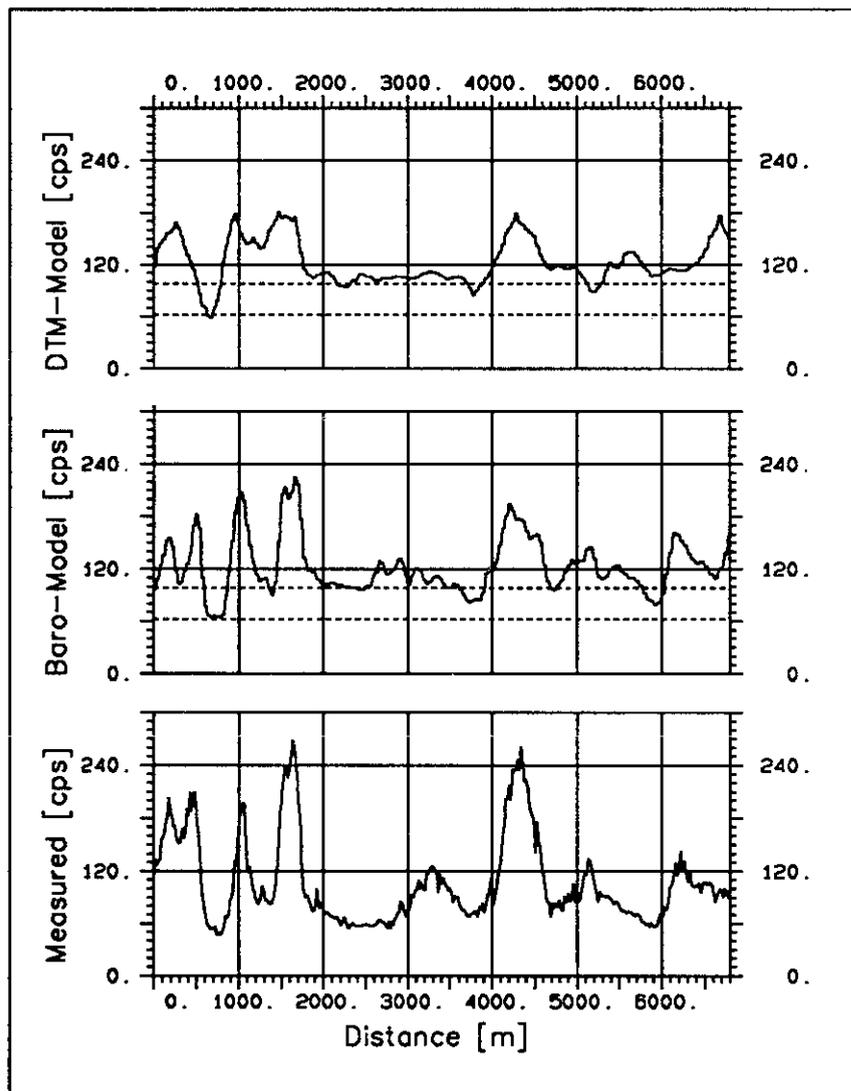
Flughöhe beträgt konstant 120 m, was der Sollflughöhe der radiometrischen Messungen entspricht. Für das ganze Profil wurde eine konstante Bodenaktivität gewählt, die über einem Halbraum in 120 m Höhe eine Zählrate von 80 cps erzeugen würde.

Topographie und Flugweg (gestrichelt) sind in Figur 4.16 im unteren Graph aufgetragen. Der obere Graph zeigt die modellierte Zählrate. Der erwartete Streubereich bei Messungen über ebenem Gelände wird durch die beiden horizontalen gestrichelten Linien begrenzt.

Generell ist eine Erhöhung der Zählrate erkennbar. Der Grund dafür liegt in der Definition der Flughöhe. Diese gibt den vertikalen Abstand zum Boden an, wie er auch vom Radarhöhenmesser bestimmt wird. Der wahre Abstand des Helikopters zu einem geneigten Hang ist jedoch kleiner ($h' = h \cdot \cos \alpha$, α = Hangneigung). Dies äussert sich durch eine entsprechend höhere Zählrate. Im vorliegenden Fall traten

Hangneigungen bis 43 Grad auf. Ueber den beiden Bergspitzen ist wie erwartet eine Erniedrigung um 20%, über engen Taleinschnitten eine Erhöhung um bis zu 80%, erkennbar.

Die Erstellung eines DGM's ist sehr aufwendig und teuer. Oft steht kein DGM des Messgebietes zur Verfügung. Um trotzdem Modelle berechnen zu können, kann die Geländeform mit einer sehr einfachen Methode konstruiert werden. Während der Messungen werden kontinuierlich die barometrische Höhe (Höhe über Meer) und die Radarhöhe (Höhe über Grund) aufgezeichnet. Die Differenz der beiden Höhen ergibt die Topographie.

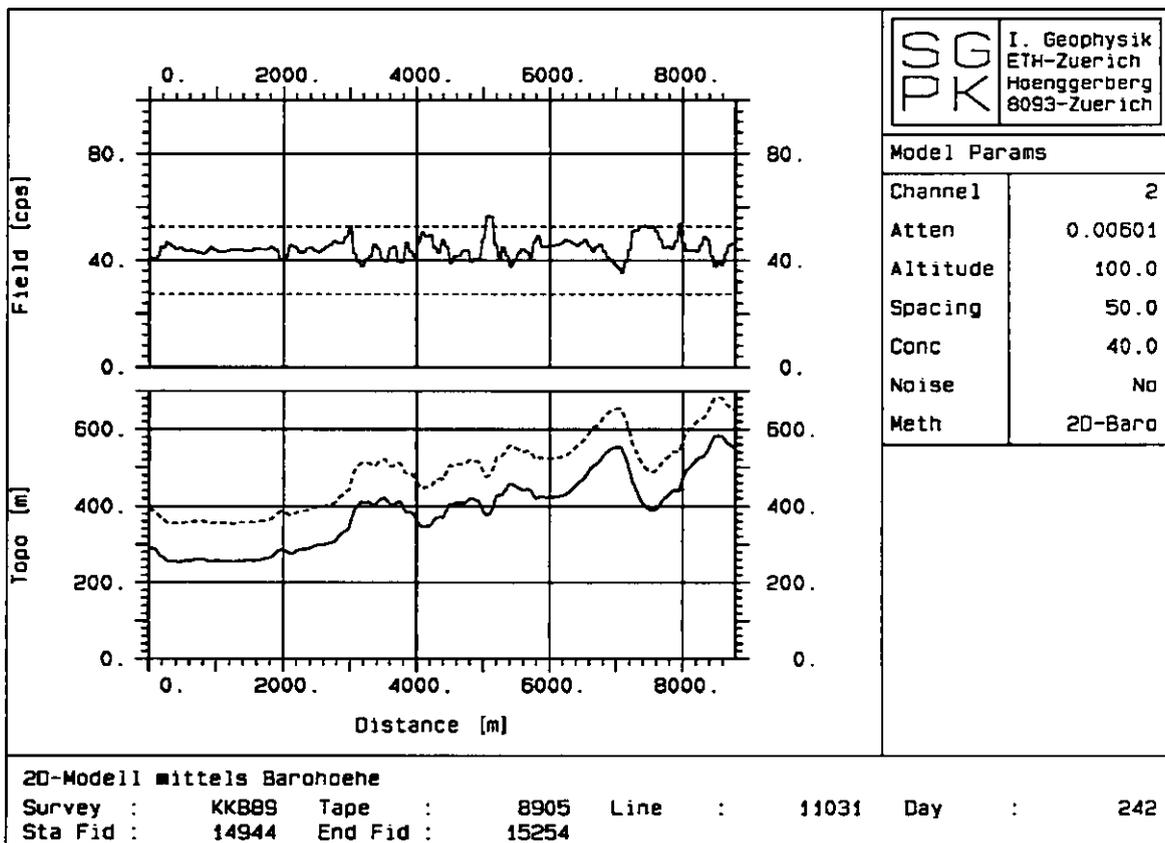


Figur 4.17 : Modellierte Strahlungsintensität der Fluglinie 11091: DGM-Modell (oben), Barometer-Modell (mitte). Zum Vergleich die höhenkorrigierten Messdaten der gleichen Fluglinie (unten)

In Figur 4.17 sind die modellierten Strahlungsintensitäten anhand von rekonstruierter und wahrer Topographie zusammengestellt. Zum Vergleich wurden die höhenkorrigierten (Referenzhöhe ebenfalls 120 m) Messdaten ebenfalls dargestellt.

Wie der Vergleich der Modellkurven anhand der wahren und der rekonstruierten Topographie zeigt, kann das Höhenprofil der Fluglinie aus der standardmässig aufgezeichneten Barometerhöhe mit genügender Genauigkeit hergeleitet werden. Die Messdaten weisen eine grosse Uebereinstimmung mit den Modellkurven auf. Es zeigt sich sehr schön, dass die schmalen Anomalien bei 1000 m, 1600 m und 4300 m, vor allem durch die Topographie verursacht werden.

Das zweite Beispiel (Figur 4.18) stammt aus der Gegend von Würenlingen im Schweizer Mittelland. Die Strahlungsintensität wurde anhand des aus Barometer- und Radarhöhe rekonstruierten Topographieprofils berechnet.

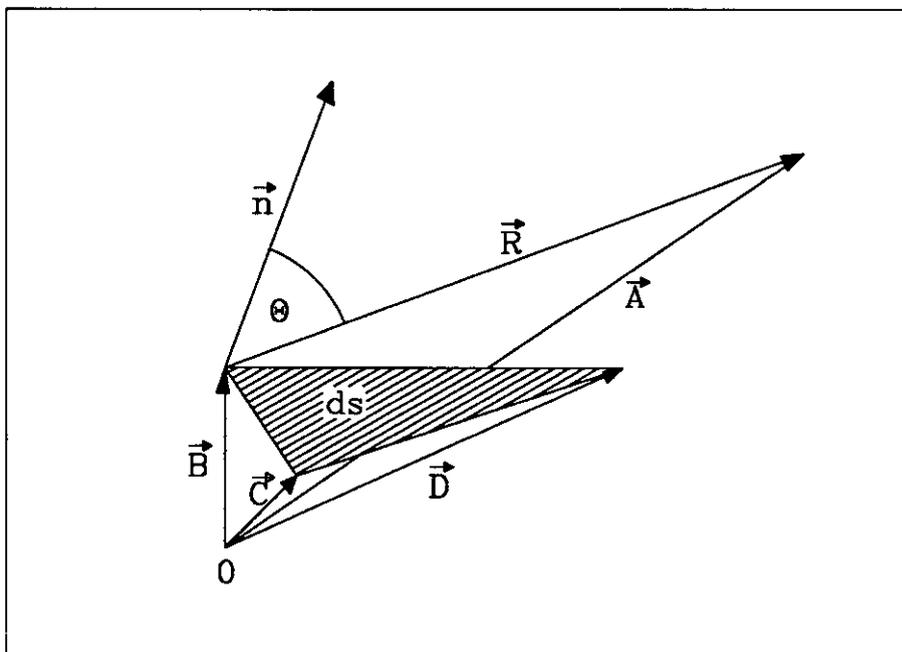


Figur 4.18 : Modellierte (2-D) Strahlungsintensität der Linie 11031 (Messgebiet PSI/KKB) anhand eines aus Barometer- und Radarhöhe rekonstruierten Topographieprofils. Im oberen Graph ist die modellierte Zählrate im Kaliumfenster, im unteren Graph sind die Topographie (durchgezogen) und die Flugbahn (gestrichelt) dargestellt

Wie aus dem Höhenprofil ersichtlich, ist das topographische Relief in diesem Gebiet nicht sehr ausgeprägt. Die Topographie-Effekte in solchem, leicht hügeligem Gelände, übersteigen kaum 15% des Messwerts und liegen somit noch im Streubereich der Daten.

4.5.2 Dreidimensionale Modelle

Im Normalfall werden in einem Messgebiet auch Bereiche auftreten, in denen die Fluglinien mehr oder weniger parallel zu den topographischen Strukturen verlaufen. Für die Modellierung dieser Bereiche wird ein dreidimensionales Modell benötigt.



Figur 4.19 : Skizze zur Berechnung von R , ds und Θ

Die Strahlungsintensität erhält man, wie im zweidimensionalen Fall, durch Integration von Formel 4.34 über die gesamte Erdoberfläche. Voraussetzung für die Modellierung ist ein digitales Geländemodell (DGM). Die Höhendaten sind darin in Gitterform abgespeichert. Jede Gittermasche des DGM's wird sternförmig in acht Dreiecke unterteilt. Der Raumwinkelstab, der durch ein solches Dreieck und den Beobachtungspunkt definiert wird, dient als Integrationselement. Für die Berechnung des Beitrags eines Integrationselementes werden der Abstand vom Beobachtungspunkt R , die Oberfläche ds und der Sichtwinkel Θ benötigt.

Sei das Dreieck BCD die Deckfläche eines Raumwinkelstabes und A der Beobachtungspunkt, so ergibt sich gemäss Skizze 4.19:

$$\begin{aligned}\vec{R} &= \vec{A} - \vec{B} & \vec{n} &= (\vec{C} - \vec{B}) \times (\vec{D} - \vec{B}) \\ \cos \Theta &= \frac{\vec{R} \cdot \vec{n}}{R \cdot n} & ds &= \frac{n}{2}\end{aligned}$$

(4.51)

Eingesetzt in die Formel 4.34 erhält man für den Beitrag eines Integrationselementes:

$$dJ_r = \frac{q}{8\pi \cdot \mu_s} \cdot \frac{\vec{R} \cdot \vec{n}}{R^3} \cdot e^{-\mu_a \cdot R}$$

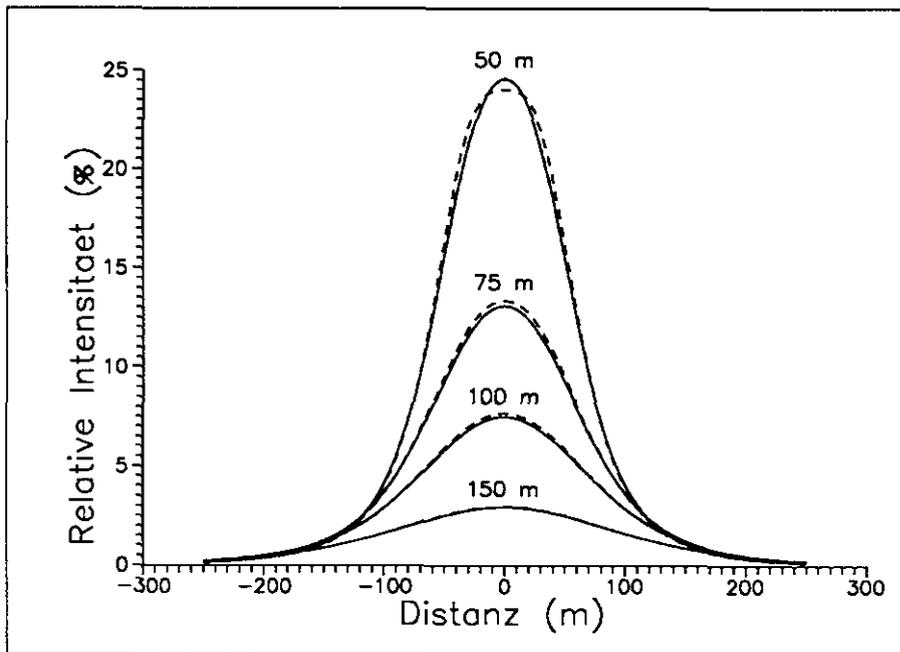
(4.52)

Die Berechnung erfordert, wenn vom konstanten Term $q/8\pi\mu_s$ abgesehen wird, 18 Additionen, 15 Multiplikationen, 1 Quadratwurzel und 1 Exponentialfunktion. Für die lineare Interpolation der fünf zusätzlich benötigten Topographiezwischenpunkte kommen pro DGM-Gittermasche noch 5 Additionen und 5 Multiplikationen dazu. Der Rechenaufwand pro Integrationselement ist so gesehen relativ gering.

Für die Abklärung der Sichtbarkeit wird analog zum 2D-Modell vorgegangen. In einem DGM müssen die Normalenvektoren auf alle Flächen eine positive Z-Komponente aufweisen, weil keine senkrechten oder überhängenden Flächen darstellbar sind. Ein Integrationselement ist vom Beobachtungspunkt aus nur dann sichtbar, wenn der Sichtwinkel Θ kleiner als 90° , d.h. wenn $\vec{R} \cdot \vec{n}$ positiv ist. Auf die Berücksichtigung von Verdeckungen kann auch im dreidimensionalen Fall wegen des seltenen Auftretens verzichtet werden.

Für Genauigkeitsabschätzungen wurde das Feld eines Quadrates mit 100 m Seitenlänge je mit der oben beschriebenen Methode und der genauen Lösung (siehe Kapitel 4.5.1) berechnet.

Die Graphik (Figur 4.20) zeigt ein Querprofil über das Zentrum des Quadrates. Die Näherungslösung ist gestrichelt, die exakte Lösung durchgezogen dargestellt. Die maximale Abweichung beträgt 2.4%.



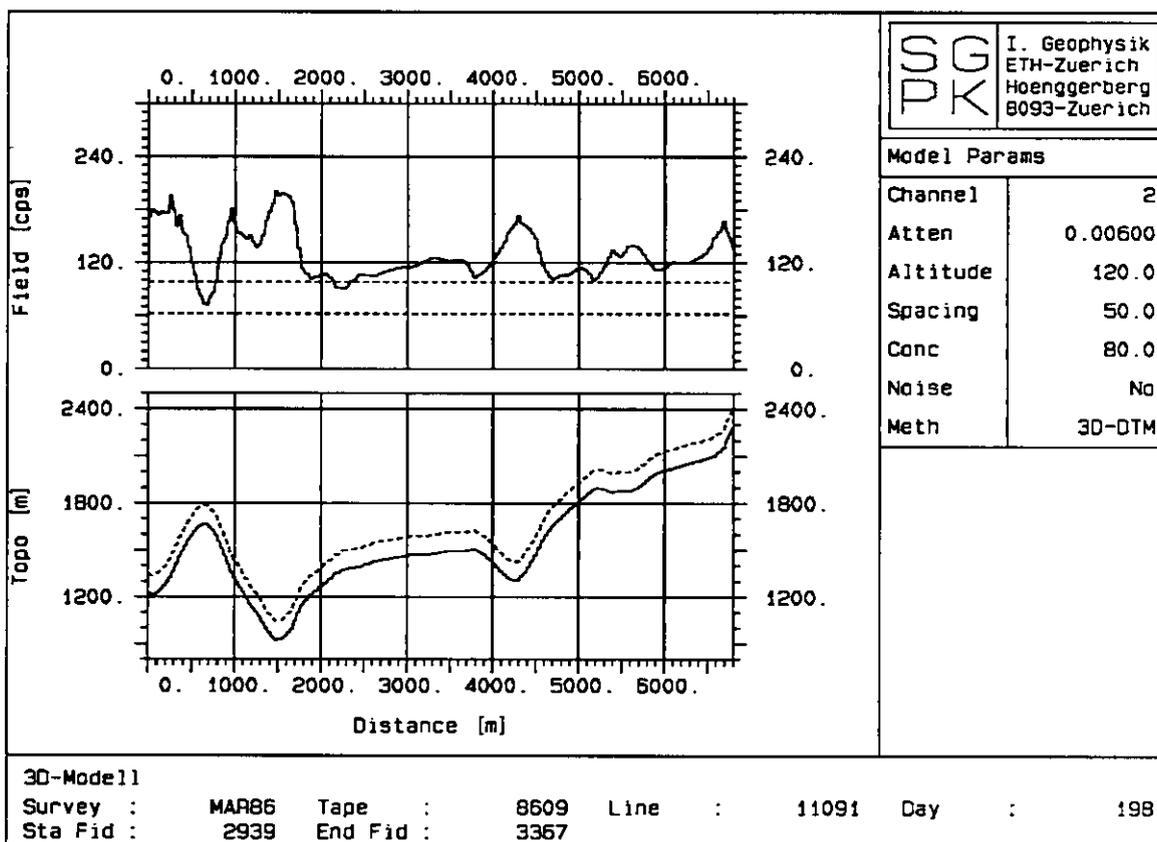
Figur 4.20 : Vergleich der Resultate der Näherungslösung (gestrichelt) und der exakten Lösung (durchgezogen) für ein Quadrat mit 100 m Kantenlänge in verschiedenen Flughöhen (50 m, 75 m, 100 m und 150 m)

Um die Berechnungen weiter zu beschleunigen, wird nicht über die gesamte sichtbare Oberfläche integriert. Als Integrationsbereich wird ein Quadrat mit einer Seitenlänge, die der fünffachen Flughöhe entspricht, gewählt. Aus diesem Bereich stammt der grösste Teil (rund 80%) der registrierten Strahlung. Durch Division des Beitrags aus dem Integrationsbereich mit dem theoretischen Beitrag eines ebenen Quadrats gleicher Grösse J_0 erhält man den relativen Einfluss der Topographie. Um die Strahlungsintensität zu berechnen, muss anschliessend noch mit dem theoretischen Wert für den Halbraum (vgl. 4.27) multipliziert werden.

$$J = \frac{\sum \sum \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{r^3} \cdot e^{-\mu_a \cdot h}}{J_0} \cdot \frac{q}{2 \cdot \mu_s} \cdot E_2(\mu_a \cdot h) \quad (4.53)$$

Als Beispiel wurde die Strahlungsintensität für die gleiche Fluglinie im Messgebiet Marcottes modelliert, von der auch die 2D-Modellkurven stammen (siehe 4.5.1).

Das 3D-Modell (Figur 4.21) und das 2D-Modell (Figur 4.16) weisen grosse Aehnlichkeit auf. Die Geländeform direkt unter dem Beobachtungspunkt hat den grössten Einfluss auf den Messwert. Falls die Fluglinien nicht parallel zu den Bergkämmen



Figur 4.21 : Modellierte (3-D) Strahlungsintensität der Linie 11091 (Messgebiet Marecottes) mittels Höhendaten aus einem digitalen Geländemodell (DGM). Im oberen Graph ist die modellierte Zählrate im Kaliumfenster, im unteren Graph sind die Topographie (durchgezogen) und die Flugbahn (gestrichelt) dargestellt

und Tälern liegen, sind die Unterschiede zwischen 2D- und 3D-Modellen sehr gering. Diese Situation wird bei den Messflügen relativ selten angetroffen, so dass für praktische Anwendungen die schnellere zweidimensionale Modellierung ausreicht.

5 NORMALISIERUNGS-KORREKTUREN

5.1 Einleitung

Mit Hilfe der Normalisierungs-Korrekturen wird anhand der aus der Luft gemessenen Strahlungsintensitäten auf die Aktivität des Untergrunds geschlossen. Zu den Normalisierungs-Korrekturen werden die Höhen- und Topographiekorrektur sowie die Umrechnung der Zählraten in allgemeine Einheiten gezählt.

Variationen in der Flughöhe stellen den grössten Störeinfluss auf aerogammaspektrometrische Messungen dar. Wegen der Absorption von Gammastrahlung in der Luft nimmt die Strahlungsintensität mit zunehmendem Abstand vom Untergrund sehr stark ab. Bereits bei Flughöhen von 300 m bis 400 m wird nur noch sehr wenig Bodenstrahlung registriert. In der Tat zeigen die vermessenen Profile eine ausgeprägte negative Korrelation zwischen Flughöhe und Zählrate. Mit der Höhenkorrektur werden die Effekte von Variationen der Flughöhe eliminiert.

Die Modellrechnungen mit echten Geländedaten haben gezeigt, dass die Effekte der Topographie in flachem oder leicht hügeligem Gelände (z.B. im Schweizer Mittelland) vernachlässigt werden können. In steilen Taleinschnitten hingegen, wie sie in den Schweizer Alpen häufig vorkommen, ist jedoch mit um bis zu 100% erhöhten Werten zu rechnen. Diese durch die rauhe Topographie verursachten Effekte äussern sich als relativ schmale Anomalien in den höhenkorrigierten Daten. Diese können mit Hilfe der Topographiekorrektur eliminiert werden.

In einem letzten Schritt wird die Zählrate in die entsprechende Bodenaktivität oder Radionuklidkonzentration umgerechnet.

Im Gegensatz zu den Grundkorrekturen (Kapitel 3), müssen für die Normalisierungs-Korrekturen Annahmen über die Strahlungsquelle(n) gemacht werden. Sowohl Topographie- und Höhenkorrektur als auch die Umrechnung der Zählrate in Bodenaktivität, können nur bei bekannter Aktivitätsverteilung vollzogen werden. Die natürlichen Radioisotopen sind mehr oder weniger homogen im Gestein

verteilt. Ihre Aktivitätsverteilung kann demnach als bekannt betrachtet werden. Im Gegensatz dazu ist die Aktivitätsverteilung künstlicher Radionuklide meist unbekannt. Deshalb werden die Normalisierungs-Korrekturen (mit Ausnahme der Höhenkorrektur) im allgemeinen nur bei der Bestimmung der natürlichen Radioaktivität angewendet.

5.2 Normalisierung auf Referenzhöhe

Mit der Höhenkorrektur werden die Daten auf eine einheitliche Referenzhöhe normalisiert. Dabei wird angenommen, dass die Intensität nur von der Flughöhe abhängt. Dies entspricht der Bedingung, dass sich das überflogene Terrain für jeden Messpunkt durch einen Halbraum mit homogener Aktivitätsverteilung annähern lässt.

Als Korrekturfunktion wird die Abnahme der Zählrate über einem Halbraum mit homogener Aktivitätsverteilung verwendet:

$$I(h) = I_0 \cdot E_2(\mu_a \cdot h) \quad (5.1)$$

h	Höhe	[m]
$I(h)$	Zählrate in der Höhe h	[cps]
I_0	Zählrate am Boden	[cps]
μ_a	Abschwächungskoeffizient der Luft	[m ⁻¹]
E_2	Exponentielles Integral 2. Ordnung	

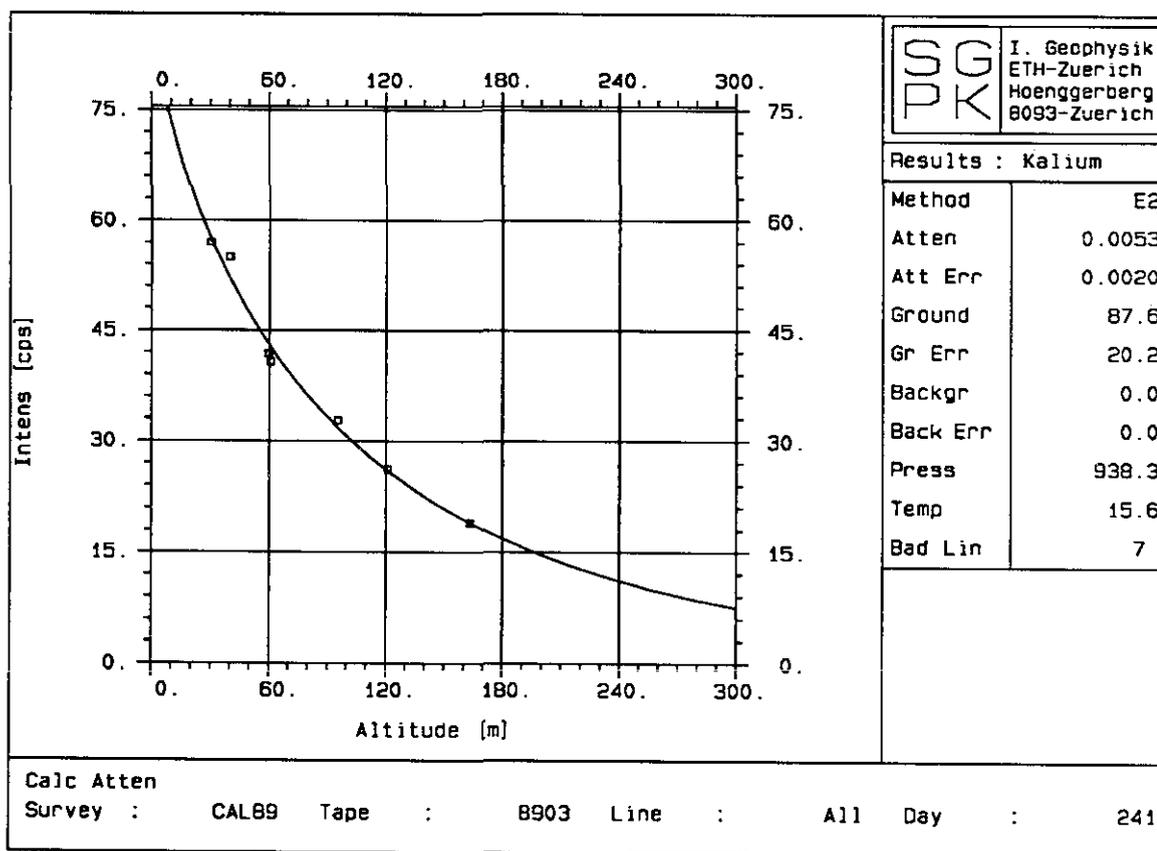
Der Abschwächungskoeffizient μ_a ist energieabhängig. Für Totalfenster, die einen grossen Energiebereich abdecken und auch gestreute Anteile enthalten, sowie für Isotope mit nicht homogener Tiefenverteilung (Co^{60} und Cs^{137}), gilt die obige Beziehung nicht. Stattdessen wird mit einer einfacheren Näherung gearbeitet:

$$I(h) = I_0 \cdot e^{-(\bar{\mu}_a \cdot h)} \quad (5.2)$$

Der "exponentielle" Abschwächungskoeffizient $\bar{\mu}_a$ muss experimentell bestimmt werden und ist nur für einen bestimmten Detektor bzw. für eine bestimmte Aktivitätsverteilung gültig.

5.2.1 Bestimmung der Abschwächungskoeffizienten der Luft

Zur Bestimmung der Abschwächungskoeffizienten der Luft im Kalium-, Uran-, Thorium- und Totalfenster kann die im Untergrund immer vorhandene natürliche Radioaktivität verwendet werden (für Cs¹³⁷ und Co⁶⁰ siehe Abschnitt 5.4.1).



Figur 5.1 : Beispiel einer Abschwächungskoeffizienten-Bestimmung für das Kaliumfenster

Ueber ebenem Gelände mit möglichst homogener Radionuklidverteilung werden Messflüge in den Höhen 30.5 m, 61 m, 91.5 m, 122 m, 152.5 m, 229 m und 305 m von je 100 s Dauer durchgeführt. Diese Daten werden mit den Grundkorrekturen

(Kapitel 3) auf die direkte Bodenstrahlung reduziert. Anhand der Abnahme der Zählrate mit zunehmender Höhe lassen sich die Abschwächungskoeffizienten für jedes Fenster bestimmen.

Für Fenster, die einen grösseren Energiebereich abdecken, wird eine Exponentialfunktion mit der Methode der kleinsten Quadrate an die Messdaten angepasst (vgl. 5.2). Als Resultat erhält man die Zählrate am Boden sowie den "exponentiellen" Abschwächungskoeffizienten. Analog wird beim Kalium- und Thoriumfenster vorgegangen. Als Anpassungsfunktion wird die Formel 5.1 verwendet. Die Anpassung erfolgt mit dem Levenberg-Marquart-Verfahren. Im Uranfenster muss zusätzlich der Beitrag des atmosphärischen Radons, der sich in erster Näherung als weiterer konstanter Term äussert (siehe 3.5), berücksichtigt werden.

Abschwächungskoeffizienten hängen von der Dichte des Absorbers ab. Im Falle der Luft ist die Dichte druck- und temperaturabhängig. Die Koeffizienten müssen deshalb noch auf ein einheitliches Druck- und Temperaturniveau normalisiert werden (Normalatmosphäre):

$$\mu_{ref} = \mu_{raw} \cdot \frac{T_{mes}}{273.15} \cdot \frac{1013.25}{P_{mes}} \quad (5.3)$$

μ_{ref}	Korrigierter Abschwächungskoeffizient bei 0°C und 1013.25 hPa	[m ⁻¹]
μ_{raw}	Abschwächungskoeffizient bei Messbedingungen	[m ⁻¹]
T_{mes}	Gemessene Temperatur	[°C]
P_{mes}	Gemessener Luftdruck	[hPa]

Im Prinzip genügt es, die Abschwächungskoeffizienten ein einziges Mal zu bestimmen. Aus Kontrollgründen wird die Bestimmung jedoch jährlich durchgeführt.

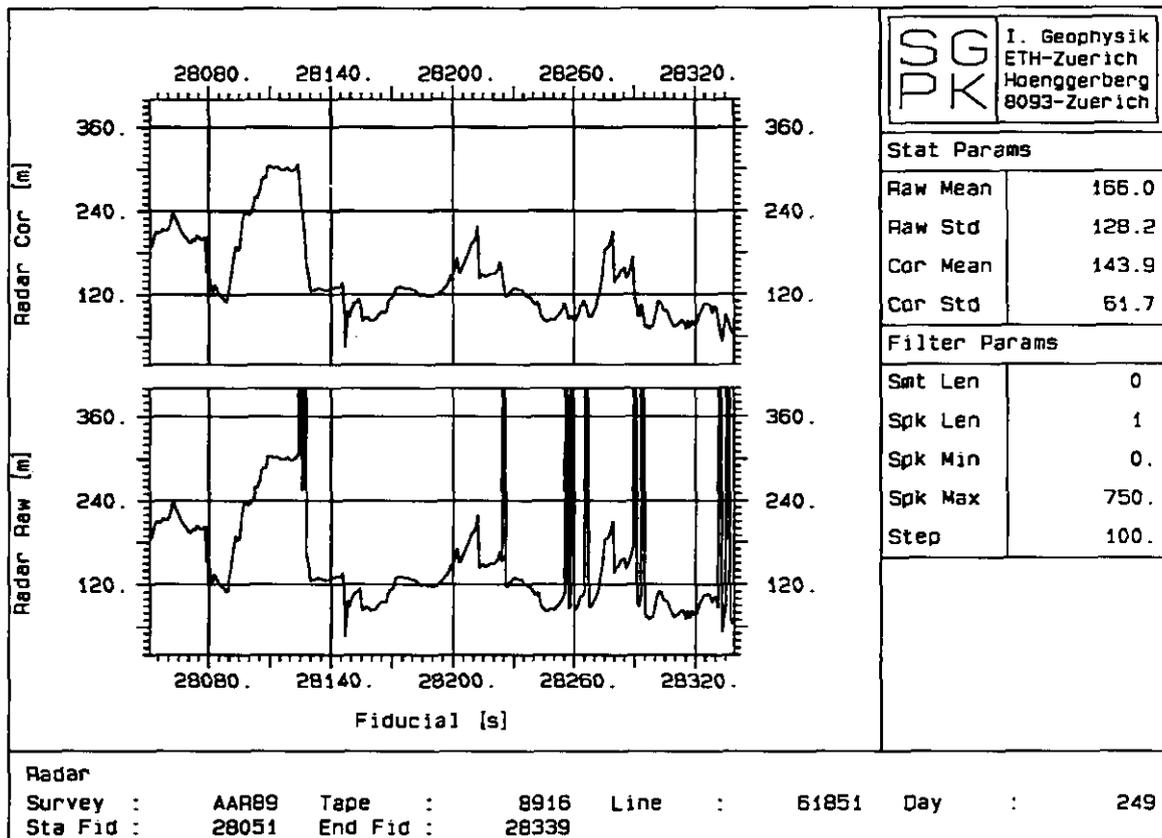
Vergleicht man die gemessenen Werte mit den in der Literatur publizierten (Adams und Gasparini, 1970), so fällt auf, dass die experimentell bestimmten Werte für μ generell niedriger sind. Diese Verminderung könnte durch die Richtungsabhängigkeit der Detektoreffizienz verursacht sein, die bei der Bestimmung der Abschwächungskoeffizienten nicht berücksichtigt wurde. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, werden in der Folge die experimentell bestimmten Abschwächungskoeffizienten verwendet.

Tabelle 5.1 : Resultate der Abschwächungskoeffizienten-Bestimmung vom 29.8.1989 in Spiez. In der ersten Spalte sind die experimentell bestimmten Abschwächungskoeffizienten aufgeführt. Die mit * bezeichneten Werte stellen "exponentielle" Abschwächungskoeffizienten dar. Die zweite Spalte enthält die zugehörigen Fehler. Die Referenzwerte in der dritten Spalte stammen aus Adams und Gasparini, 1970

Fenster	μ_{ETH} [m ⁻¹]	$\Delta\mu_{ETH}$ [m ⁻¹]	$\mu_{Literatur}$ [m ⁻¹]
Total	.0078*	.0003	-
Kalium	.0060	.0008	.0068
Uran	.0046	.0114	.0061
Thorium	.0049	.0044	.0051
Cäsium	.0092	-	.0100
Kobalt	.0075	-	.0080
MMGC1	.0081*	.0003	-
MMGC2	.0077*	.0003	-

5.2.2 Höhenkorrektur

Die Flughöhe wird mit einem Radarhöhenmesser gemessen. Bei rauhem Untergrund, z.B. Felsen oder Wald, kann es vorkommen, dass ein Radarecho nicht mehr reflektiert wird. Dies äussert sich durch einen starken Ausschlag in der Höhenaufzeichnung. Diese Ausreisser müssen vor der Höhenkorrektur mit Hilfe eines speziellen Filters entfernt werden. Das Radarsignal wird in einem ersten Schritt nach starken Ausschlägen abgesucht. Die Werte in der Umgebung der Spitzen werden herausgeschnitten. Die nun gelöschten Bereiche werden durch lineare Interpolation rekonstruiert. Anschliessend kann das Signal noch geglättet werden. Das Resultat einer solchen Filterung ist in Figur 5.2 dargestellt.



Anschliessend erfolgt die Höhenkorrektur für das Kalium-, Uran- und Thoriumfenster nach der Formel:

$$I_{corr} = I_{raw} \cdot \frac{E_2(\mu_{ref} \cdot h_{ref})}{E_2(\mu \cdot h)} \quad (5.4)$$

und für die restlichen Fenster mit:

$$I_{corr} = I_{raw} \cdot e^{-\mu_{ref} \cdot (h_{ref} - h)} \quad (5.5)$$

I_{corr}	Korrigierter Wert	[cps]
I_{raw}	Unkorrigierter Wert	[cps]
μ_{ref}	Abschwächungskoeffizient bei 0°C und 1013 hPa	[m ⁻¹]
h_{ref}	Referenzflughöhe	[m]
h	Flughöhe	[m]
E_2	Exponentielles Integral 2. Ordnung	

5.3 Topographiekorrektur

Die hier vorgestellte Korrekturmethode für die Effekte der Topographie basiert auf den in Kapitel 4.5 hergeleiteten Modellrechnungen. Mit der für die Modellierung verwendeten Methode kann für jeden Messpunkt der relative Beitrag der Topographie bestimmt werden. Die gemessene Strahlungsintensität über einer unregelmässig geformten Oberfläche kann so auf die äquivalente Intensität eines Halbraums umgerechnet werden.

Die Strahlungsintensität an einem beliebigen Messpunkt lässt sich bei bekannter Topographie und unter Annahme einer homogenen Aktivitätsverteilung nach folgender Formel berechnen (Herleitung Kapitel 4.5):

$$J_{\text{model}} = \frac{q}{4\pi \cdot \mu_s} \cdot \iint \frac{e^{-\mu_a h \sqrt{1+x^2+y^2}}}{\sqrt{1+x^2+y^2}} \cdot dx \cdot dy \quad (5.6)$$

J_{model}	Modellierte Strahlungsintensität am Messpunkt	$[\gamma s^{-1} m^{-2}]$
q	Volumenaktivität des Bodens	$[\gamma m^{-3} s^{-1}]$
μ_s, μ_a	Abschwächungskoeffizienten von Boden und Luft	$[m^{-1}]$
h	Höhe des Detektors	$[m]$
x, y	Höhennormierte Koordinaten	

Die Strahlungsintensität über einem Halbraum mit der gleichen Aktivität beträgt:

$$J_{\text{HSP}} = \frac{q}{2 \cdot \mu_s} \cdot E_2(\mu_a h) \quad (5.7)$$

Den relativen Beitrag der Topographie, der gleichzeitig den Korrekturfaktor für die Topographiekorrektur darstellt, erhält man aus dem Quotienten $J_{\text{hfsf}}/J_{\text{model}}$.

$$N = \frac{2\pi \cdot E_2(\mu_{\text{ref}} h_{\text{ref}})}{\iint \frac{e^{-\mu_{\text{ref}} \sqrt{1+x^2+y^2}}}{\sqrt{1+x^2+y^2}} \cdot dx \cdot dy} \quad (5.8)$$

N	Relativer Beitrag der Topographie, Korrekturfaktor	
μ_{ref}	Abschwächungskoeffizient bei 0°C und 1013 hPa	[m ⁻¹]
h_{ref}	Referenzflughöhe	[m]
h	Flughöhe	[m]
E_2	Exponentielles Integral 2. Ordnung	

Die Korrekturformel für die Effekte der Topographie lautet somit:

$$I_{\text{corr}} = I_{\text{raw}} \cdot N \quad (5.9)$$

I_{corr}	Korrigierter Wert	[cps]
I_{raw}	Unkorrigierter Wert	[cps]

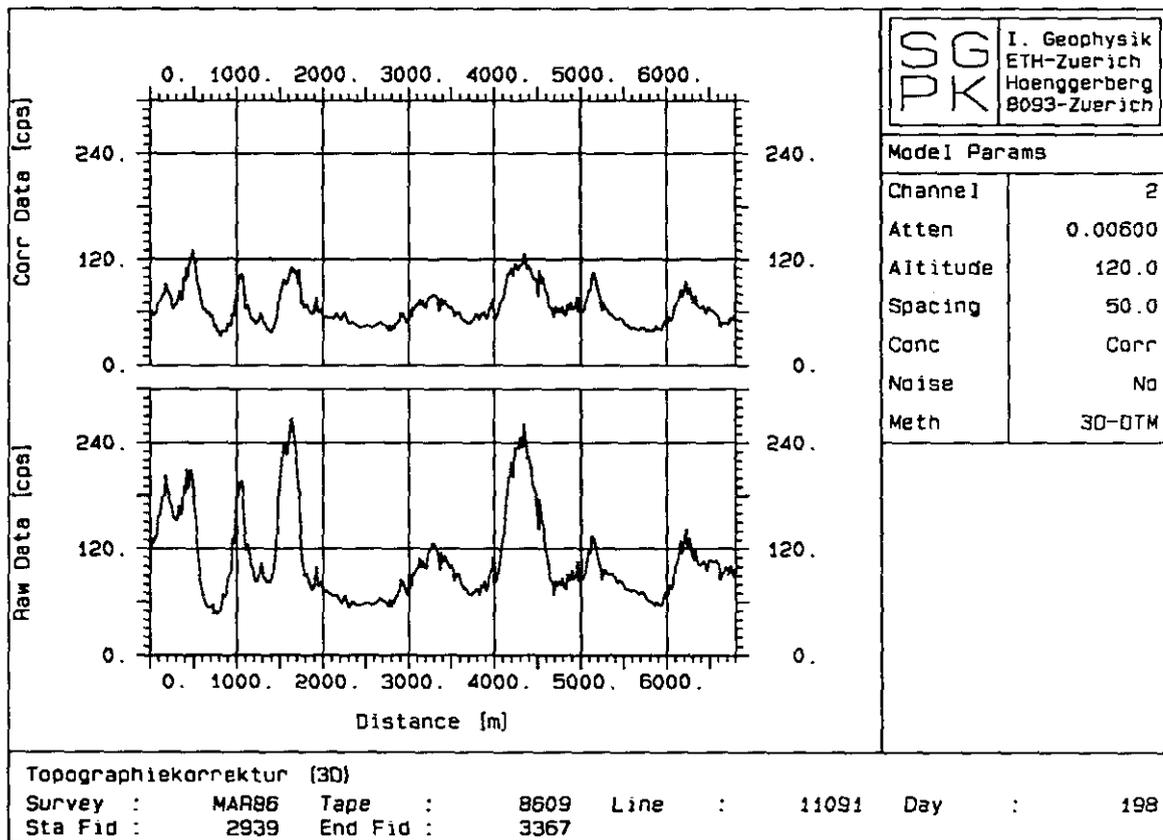
Der Fehler des Korrekturfaktors N kann in erster Näherung mit

$$\Delta N = N \cdot \sqrt{\mu^2 \cdot \Delta h^2 + \Delta \mu^2 \cdot (h_{\text{ref}} - h)^2} \quad (5.10)$$

ΔN	Fehler des Korrekturfaktors der Topokorrektur
$\Delta \mu$	Fehler des Abschwächungskoeffizienten von Luft
Δh	Fehler der Flughöhe

angegeben werden. Bei aeroradiometrischen Anwendungen ist ΔN meist kleiner als $N/10$.

Mit Hilfe einer Einzelmessung kann prinzipiell nur die mittlere Aktivität q im Einflussbereich bestimmt werden (eine Messung = ein Parameter). Ueber die laterale (und auch vertikale) Aktivitätsverteilung innerhalb des Einflussbereichs können keine Aussagen gemacht werden. Daher stellt die Annahme einer homogenen Aktivitätsverteilung bei der Herleitung der Topographiekorrektur keine Einschränkung dar.

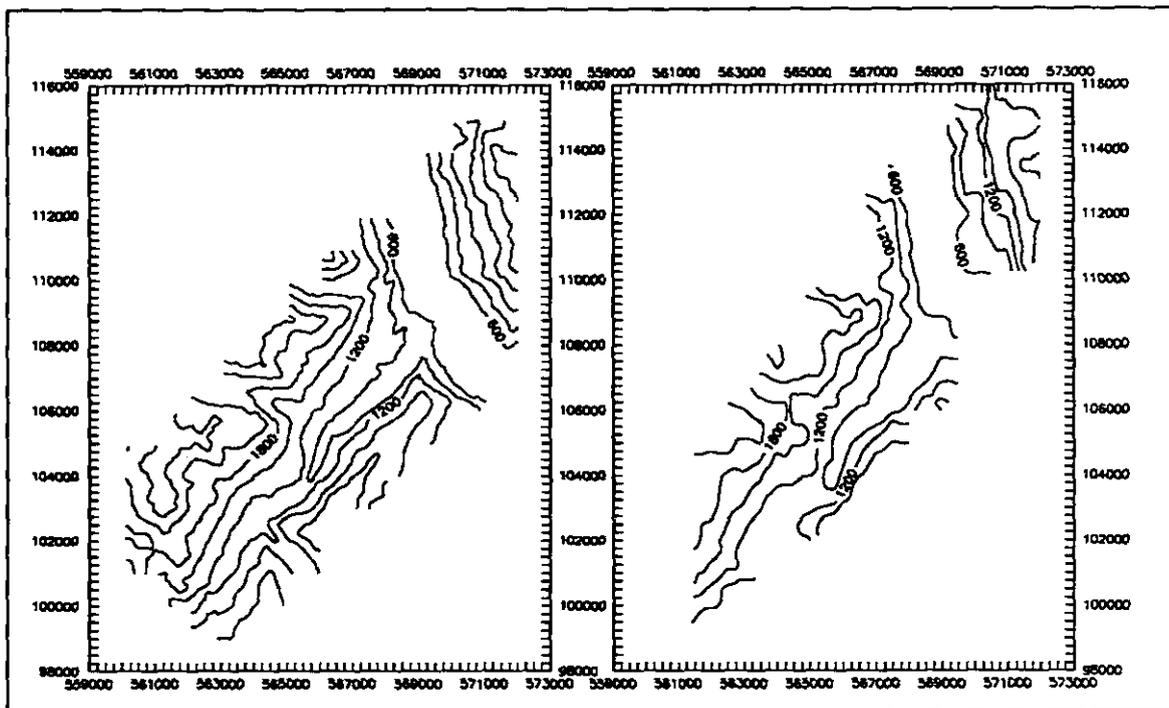


Figur 5.3 : Topographiekorrektur (3-D) der Linie 11091 (Messgebiet Marecottes) mittels Höhendaten aus einem digitalen Geländemodell (DGM).

Für die Berechnung des relativen Beitrags der Topographie muss das Gebietsintegral in Formel 5.8 bestimmt werden. Die numerische Berechnung des Integrals kann je nach Anwendung mit einer der in Kapitel 4.5 beschriebenen Methode erfolgen.

Figur 5.3 zeigt die Wirkung der Topographiekorrektur an einer Fluglinie aus dem Messgebiet Marecottes. Wie aus dem Beispiel ersichtlich ist, werden die starken Scheinanomalien über den Taleinschnitten durch die Korrektur sehr gut eliminiert.

Für die Topographiekorrektur werden Geländedaten in digitaler Form benötigt. In der Schweiz ist die Landestopographie mit der Digitalisierung der Geländehöhe im 25 m x 25 m Raster beschäftigt (Projekt Dicard). Mit der Fertigstellung des gesamtschweizerischen Geländemodells ist jedoch erst in einigen Jahren zu rechnen. Bereits früher wurden für gravimetrische Untersuchungen mehr als 10'000 km² am Institut für Geophysik der ETHZ digitalisiert (50 m x 50 m Raster). Beide Geländemodelle weisen leider in den Schweizer Alpen, in denen ein grosser Teil der aeroradiometrischen Messungen durchgeführt wurden, grosse Lücken auf.

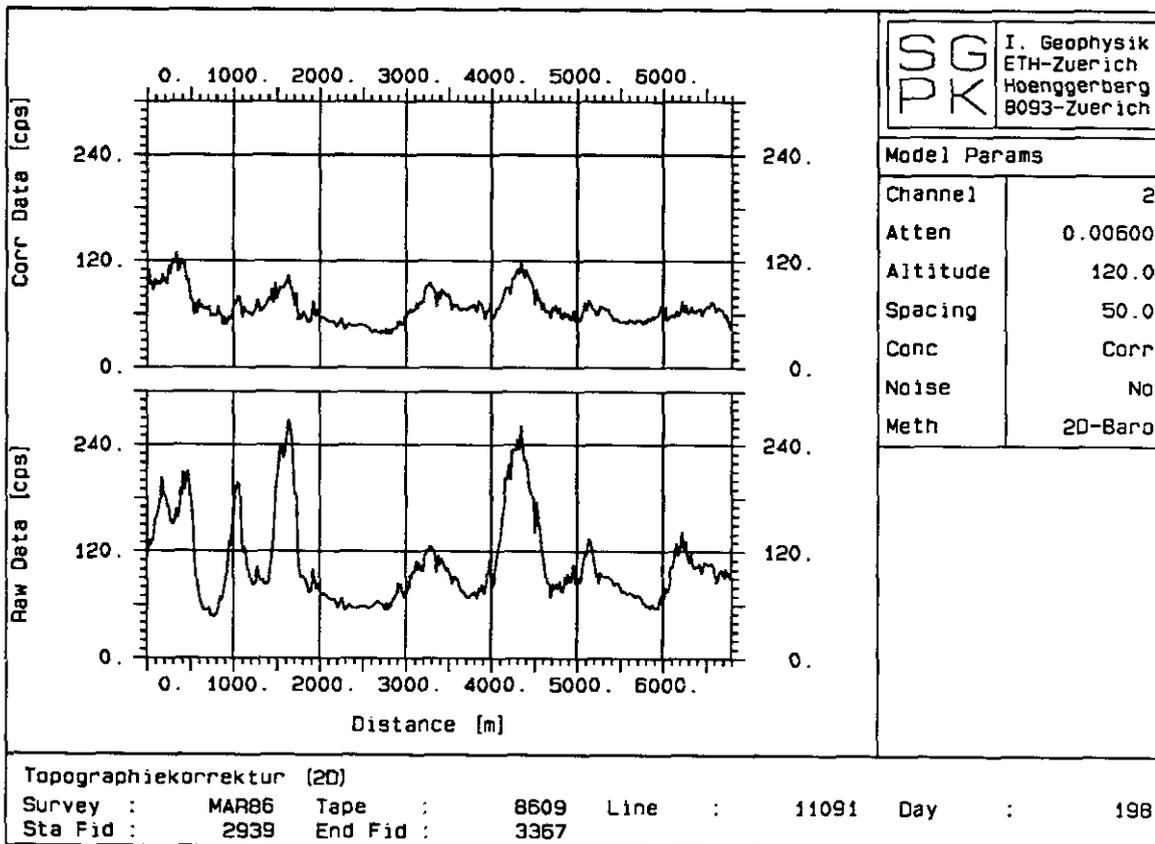


Figur 5.4 : Wahre Topographie aus dem digitalen Geländemodell (links) und aus Barometerhöhe und Radarhöhe rekonstruierte Topographie (rechts) im Messgebiet Marecottes

Um die Topographiekorrektur trotzdem durchzuführen, wird die Geländeform aus der Barometerhöhe und der Radarhöhe rekonstruiert. In Figur 5.4 sind die rekonstruierte und die wahre Topographie des Messgebietes Marecottes nebeneinander dargestellt. Obwohl der Fluglinienabstand 500 m beträgt und die Barometerhöhe nicht sehr genau ist (± 30 m), weist die rekonstruierte Topographie eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit der wahren Topographie auf.

Weil für die Korrektur nur die relative Geländeform und nicht die Absoluthöhe benötigt wird, wirken sich Höhenfehler durch Luftdruckschwankungen kaum auf die Resultate aus. Es hat sich gezeigt, dass die Ergebnisse der Korrektur mit der rekonstruierten Topographie eher besser sind als mit den wahren Geländedaten, weil sich im letzteren Fall Fehler bei der Lokalisation der Messpunkte durch Artefakte auswirken können.

Die routinemässige Topographiekorrektur erfolgt zweidimensional mit der aus Barometer- und Radarhöhe rekonstruierten Geländeform.



Figur 5.5 : Topographiekorrektur (2-D) der Linie 11091 (Messgebiet Marecottes) mittels aus Barometer- und Radarhöhe rekonstruierter Geländeform

5.4 Umrechnung von Zählraten in allgemeine Einheiten

Für die Umrechnung der gemessenen, detektorspezifischen Zählrate in allgemeine Einheiten, wie Dosis oder Radionuklidkonzentrationen, wird die Ausbeutekurve (efficiency curve) und die Empfindlichkeit (sensitivity) des Detektors benötigt.

Die Ausbeutekurve gibt das Verhältnis von einfallenden zu registrierten Gammaquanten in Abhängigkeit der Gammaenergie an. Sie kann mit zwei Punktquellen, die Gammastrahlung unterschiedlicher Energie aussenden, bestimmt werden.

Die Detektorempfindlichkeit ist die eigentliche Konversionskonstante. Sie erlaubt die Umrechnung der detektorspezifischen Zählraten in Radioisotopgehalte. Die Detektorempfindlichkeit hängt vom Abstand zur Quelle, von der Quellengeometrie und von der Aktivitätsverteilung ab. Die Bestimmung der Detektorempfindlichkeit erfolgt wie im Fall der Streufaktoren idealerweise auf Kalibrationsplattformen (siehe

Kapitel 3.4). Da der Radioisotopgehalt der Plattform genau bekannt ist, kann die Detektorempfindlichkeit direkt bestimmt werden. Die Bestimmung ohne Kalibrationsplattform basiert auf der Ausbeutekurve und auf Modellrechnungen des Gammaflusses.

5.4.1 Bestimmung der Detektorausbeutekurve

Für die Kalibrationsflüge werden eine Cs¹³⁷- und eine Co⁶⁰-Quelle mit Aktivitäten von je 1.8 GBq (50 mCi) benötigt. Die Messungen erfolgen im Schwebeflug in Abständen von 30.5 m, 61 m, 91.5 m, 122 m und 152.5 m von der Quelle. Als Messzeit wird für jede Höhe 180 s gewählt. Zusätzlich wird in jeder Höhe die natürliche Hintergrundstrahlung gemessen.

Nach Entfernung des Hintergrunds gilt für die Zählrate im Abstand x von einer Punktquelle:

$$I(x) = \frac{Q \cdot \epsilon \cdot s}{4\pi \cdot x^2} \cdot e^{-\mu_a \cdot x} \quad (5.11)$$

Durch Umformen erhält man die Beziehung:

$$\ln\left(\frac{I(x) \cdot 4\pi \cdot x^2}{Q \cdot s}\right) = \ln(\epsilon) - \mu_a \cdot x \quad (5.12)$$

I(x)	Zählrate	[cps]
x	Quellenabstand	[m]
ε	Ausbeute (efficiency)	[cnt/γ]
s	Detektorquerschnitt	[m ²]
μ _a	Abschwächungskoeffizient der Luft	[m ⁻¹]
Q	Spezifische Gamma-Aktivität der Quelle	[γ/s]

Mit linearer Regression lässt sich daraus ε und μ_a bestimmen.

Tabelle 5.2 : Resultate der Bestimmung der Detektorausbeute ϵ bei den Energien 660 keV und 1330 keV (Kalibrationsmessungen mit je einer Cäsium- und einer Kobaltquelle vom 29.8.1989 in Spiez)

Nuklid	Energie [keV]	Q [γ/s]	ϵ [cnt/ γ]	μ [m^{-1}]	R^2
Cs ¹³⁷	660	1.57E9	0.43	.0092	0.968
Co ⁶⁰	1330	1.81E9	0.29	.0075	0.963

Mit den Kalibrationsmessungen kann die Detektorausbeute im Cäsium- und Kobaltfenster bestimmt werden. Um die Detektorausbeute in den anderen Energiefenstern zu erhalten, wird ausgenutzt, dass sich die Ausbeutekurve im Energiebereich von 400 keV bis 6000 keV durch eine Potenzfunktion annähern lässt.

$$\epsilon(E) = D \cdot E^c \quad (5.13)$$

$\epsilon(E)$	Ausbeutekurve	[cnt/ γ]
E	Gammaenergie	[keV]
D, c	Detektorkonstanten	

Durch Einsetzen der ϵ -Werte aus Tabelle 5.2 in diese Gleichung erhält man für die Detektorkonstanten die Werte $D=16.3$ und $c=-0.56$. Damit kann die Detektorausbeute für jedes Fenster berechnet werden.

Tabelle 5.3 : Detektorausbeute in den Energiefenstern

Fenster	mittlere Energie [keV]	ϵ [cnt/ γ]
Cäsium	660	0.43
Kobalt	1250	0.30
Kalium	1460	0.28
Uran	1765	0.25
Thorium	2615	0.20

5.4.2 Bestimmung der Detektorempfindlichkeit

Die Detektorempfindlichkeit kann aus der Detektorausbeute und dem Gammafluss nach folgender Formel berechnet werden:

$$z = F_{\gamma} \cdot s \cdot \varepsilon \quad (5.14)$$

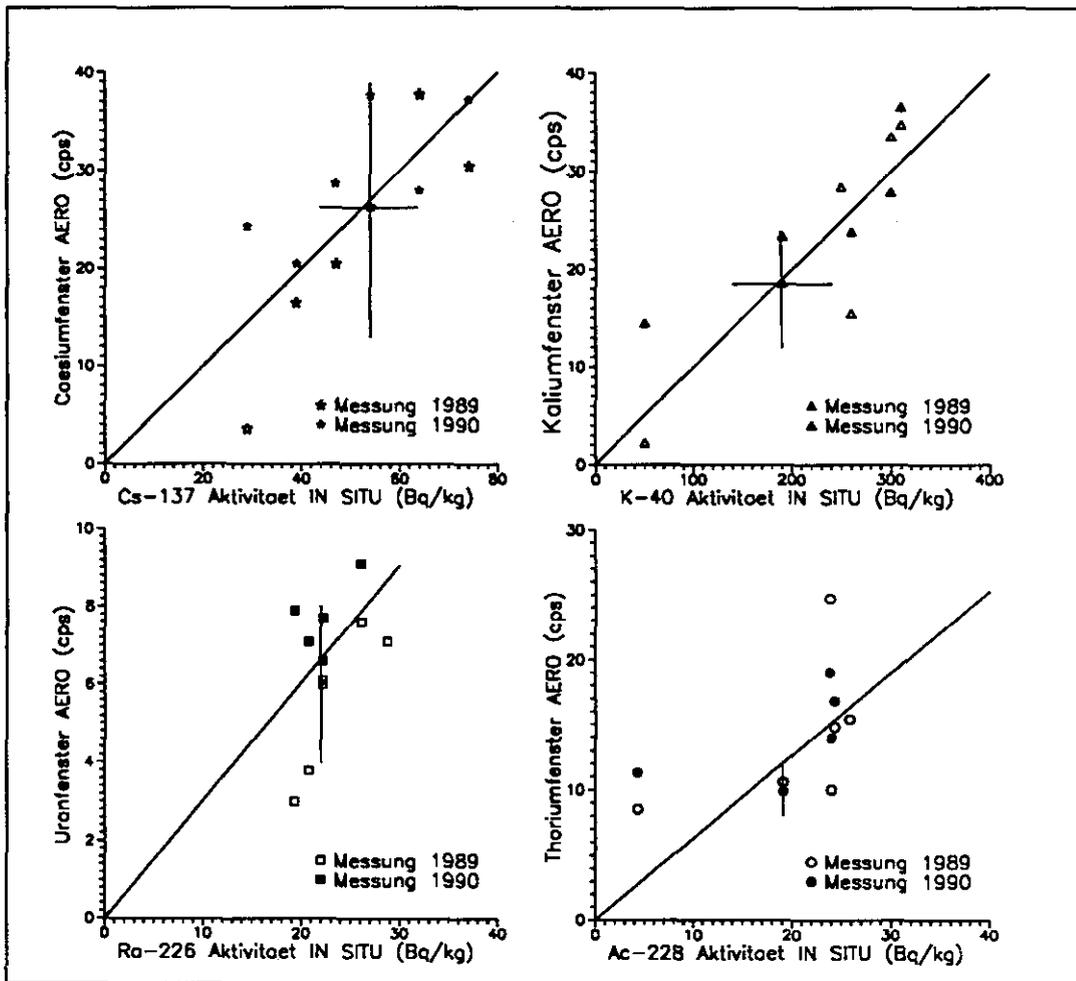
z	Detektorempfindlichkeit	[cps/cnz]
F_{γ}	Gammafluss (pro Konzentrationseinheit)	[γ /s/m ² /cnz]
ε	Detektorausbeute (efficiency)	[cnt/ γ]
s	Detektorquerschnitt	[m ²]

Der Gammafluss F_{γ} in 1 m Höhe über Grund wurde aus Modellrechnungen von Løvborg et al. (1975) übernommen (fünfte Kolonne, Tabelle 5.4). In der sechsten Kolonne von Tabelle 5.4 sind die so bestimmten Detektorempfindlichkeiten zusammengestellt.

Eine Möglichkeit die Detektorempfindlichkeit experimentell zu bestimmen ergibt sich aus Bodenmessungen, die durchgeführt wurden, um die Resultate der aeroradiometrischen Messungen zu bewerten. Die Bodenmessungen erfolgten bei verschiedenen Punkten um das Kernkraftwerk Beznau resp. das Paul Scherrer Institut (PSI) mittels in-situ-Gammaspektrometrie (Leupin, 1990 und Murith et al., 1990). Mit Hilfe solcher Messungen lässt sich der Radioisotopgehalt des Untergrunds lokal relativ genau bestimmen (+/-20%).

Von den insgesamt zehn am Boden gemessenen Punkten konnten sechs für die Detektorempfindlichkeits-Bestimmung verwendet werden. Die anderen Messpunkte werden durch die Direktstrahlung der Abfallager im PSI oder durch die Wasserfläche der Aare beeinflusst. In Figur 5.6 sind die aus der Luft gemessenen Zählraten gegen die in-situ-gammaspektrometrisch bestimmten Untergrundsaktivitäten für das Cäsium-, Kalium-, Uran- und Thoriumfenster aufgetragen.

Anhand des Verhältnisses von aeroradiometrischer Zählrate und Bodenaktivität lässt sich die Detektorempfindlichkeit (in Flughöhe) für jeden Messpunkt bestimmen. Die Steigung der Geraden in Figur 5.6 stellt die mittlere Detektorempfindlichkeit der



Figur 5.6 : Experimentelle Bestimmung der Detektorempfindlichkeit

Messpunkte dar. In 100 m Höhe werden somit im Cäsiumfenster 50 cps pro 100 Bq/kg Cs¹³⁷, im Kaliumfenster 10 cps pro 100 Bq/kg K⁴⁰, im Uranfenster 31 cps pro 100 Bq/kg Bi²¹⁴ und im Thoriumfenster 63 cps pro 100 Bq/kg Tl²⁰⁸ registriert.

Aus der Detektorempfindlichkeit in Flughöhe kann die Detektorempfindlichkeit in 1 m Höhe über Grund mit folgender Formel abgeschätzt werden:

$$z = z_h \cdot \frac{E_2(\mu_a)}{E_2(h \cdot \mu_a)} \quad (5.15)$$

z	Detektorempfindlichkeit in 1 m über Grund	[cps/cnz]
z _h	Detektorempfindlichkeit in Flughöhe h	[cps/cnz]
h	Flughöhe	
μ _a	Abschwächungskoeffizient der Luft für das betrachtete Isotop	[m ⁻¹]

Tabelle 5.4 :Theoretisch und experimentell bestimmte Detektorempfindlichkeit in 1 m Höhe über Grund.

Fenster	Radio-nuklid	Aktivität [Bq/kg]	γ -Fluss [$\gamma/s/m^2$]	Dosis-Leistung [$\mu R/h$]	Z _{ETH} Modell [cps]	Z _{ETH} Exp. [cps]	Z _{EG&G} Lit. [cps]
Caesium	Cs ¹³⁷	100	-	1.7	-	295	-
Kalium	K ⁴⁰	100	850	0.5	39	36	39
Uran	Bi ²¹⁴	100	2220	5.2	93	94	93
Thorium	Tl ²⁰⁸	100	4510	7.3	146	192	170

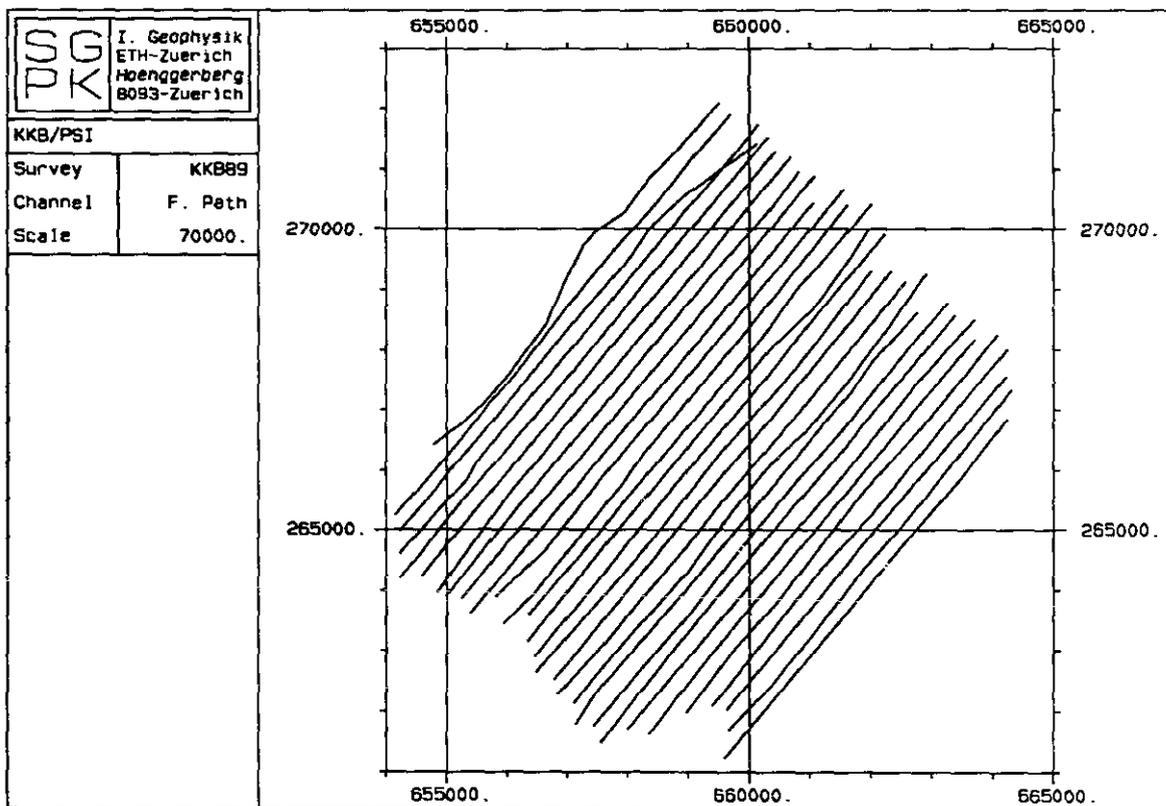
Wie aus Tabelle 5.4 ersichtlich ist, weisen die experimentell bestimmten Detektorempfindlichkeiten (z_{ETH}-Exp.) eine recht gute Uebereinstimmung mit den theoretisch hergeleiteten Werten (z_{ETH}-Modell) auf. Die Vergleichswerte in der letzten Kolonne (z_{EG&G}-Lit.) stammen von Messungen des Detektorherstellers mit einem Messsystem gleichen Typs (EG&G Geometrics, 1980).

Anhand der tabellierten Detektorempfindlichkeit können, die auf 1 m Höhe reduzierten Zählraten sehr einfach in die entsprechende Bodenaktivität konvertiert werden. Mit den in der fünften Kolonne aufgeführten Werten kann auch die Dosisleistung berechnet werden. Weil die experimentell bestimmten Detektorempfindlichkeiten wegen der geringen Anzahl von Bodenmesspunkten noch mit sehr grossen Fehlern behaftet sind, werden in den Kartenbeispielen in Kapitel 8 noch Zählraten angegeben.

6 DARSTELLUNG UND FEHLER

6.1 Kartenerstellung

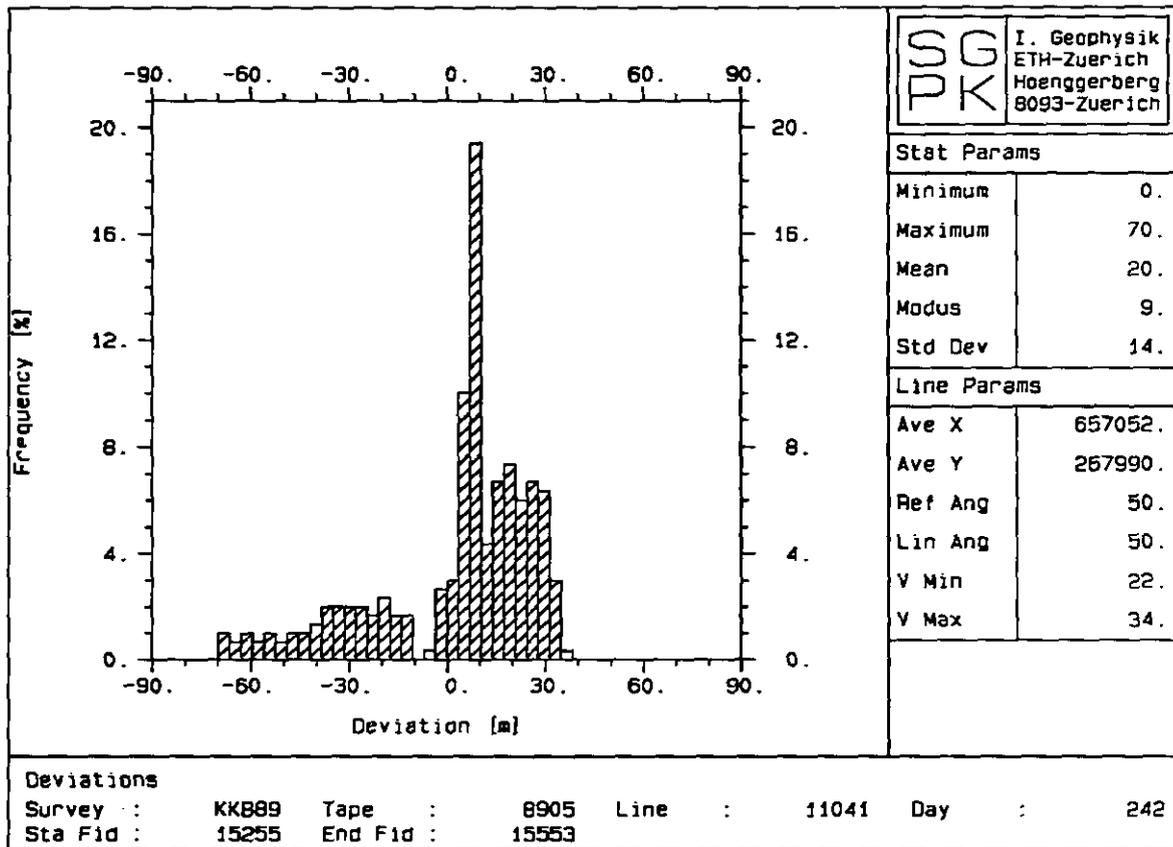
Zur Navigation werden Landeskarten im Massstab 1:25'000 verwendet. Neben den geplanten Fluglinien werden darauf auch die Lufthindernisse eingetragen. Navigiert wird visuell anhand dieser Flugkarten. Es wird versucht, den vorgezeichneten Fluglinien so genau wie möglich zu folgen. Normalerweise sind die Abweichungen vom geplanten Flugweg geringer als 100 m.



Figur 6.1 : Flugwegkarte des Messgebietes um das KKW Beznau (Gebiet KKB/PSI)

Während des Fluges wird mit Hilfe der Flugwegkamera alle drei Sekunden eine Aufnahme des überflogenen Geländes gemacht. Auf jedes Bild wird zur späteren Identifizierung die aktuelle Laufnummer der Messung aufbelichtet. Diese Aufnahmen dienen der Rekonstruktion der tatsächlich geflogenen Route. Durch Vergleich der Fotos der Flugwegkamera mit der topographischen Karte können die Messpunkte

anhand markanter Objekte wie Häuser, Bäche, Wege usw. mit einer Genauigkeit von 10 m bis 50 m lokalisiert werden. Die Position der Messpunkte wird zusammen mit der Laufnummer auf der Karte eingezeichnet. Dieser sehr zeitaufwendige Vorgang wird "Spotting" genannt. Die so rekonstruierten Flugrouten werden anschliessend digitalisiert. Ueber die Laufnummer können die Koordinaten der effektiv geflogenen Flugwege den Messdaten zugeordnet werden. Figur 6.1 zeigt die Flugwegkarte des mit einem Fluglinienabstand von 250 m vermessenen Gebietes um das KKW Beznau.



Figur 6.2 : Abweichungen der rekonstruierten Fluglinien vom geplanten Flugweg (Gebiet KKB/PSI)

Das Programm für die Zuweisung der Flugwege an die Messdaten erfasst die Abweichungen vom geplanten Flugweg und stellt sie als Histogramm dar. Im in Figur 6.2 dargestellten Beispiel betragen die Abweichungen im Schnitt 20 m.

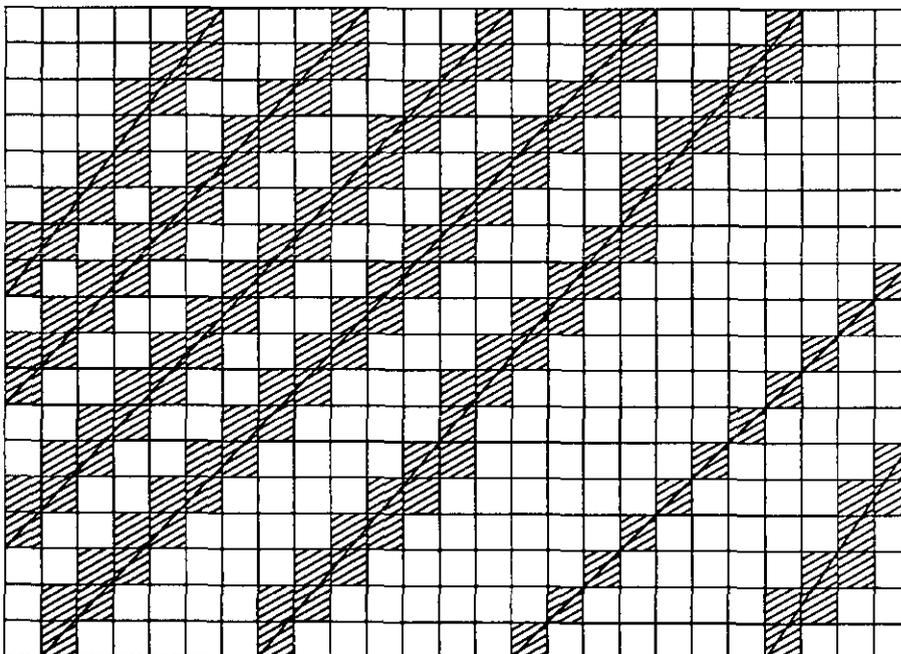
Werden Strahlungskarten sofort benötigt, wie dies bei Notfalleinsätzen der Fall ist, kann nicht auf die Aufnahmen der Flugwegkamera zurückgegriffen werden, da das Entwickeln der Filme und das "Spotting" zuviel Zeit benötigen. Während des Fluges werden deshalb die Position der Anfangs- und Endpunkte jeder Fluglinie auf der

Karte markiert. Die Koordinaten der Anfangs- und Endpunkte werden im Anschluss an den Messflug manuell ausgemessen und zur Herstellung der "Sofort-Karte" verwendet.

Die Messpunktdichte in einem Messgebiet ist sehr unterschiedlich. Entlang der Fluglinien wird jede Sekunde eine Messung ausgelöst, was bei der normalen Fluggeschwindigkeit von 90 km/h einem Messpunktabstand von 25 m entspricht. Der Abstand der Fluglinien ist sehr viel grösser. Für Uebersichtskartierungen werden meist 500 m, für Detailkartierungen 250 m gewählt.

Sollen die Resultate in Kartenform dargestellt werden, müssen die Daten in einem regelmässigen Raster vorliegen. Für die Interpolation der Werte an den Gitterpunkten fallen Standardverfahren (wie sie beispielsweise in der Aeromagnetik angewendet werden) aus zwei Gründen ausser Betracht:

- Das räumliche Verhalten des Gammafeldes lässt sich nicht durch eine glatte Funktion annähern, weil oft scharfe Sprünge (z.B. wegen wechselndem Gestein im Untergrund) auftreten.
- Aeroradiometrische Daten sind mit sehr grossen Fehlern behaftet, so dass ein einzelner Messpunkt meist nicht statistisch signifikant ist.



Figur 6.3: Grid und Flugwege

Für die Interpolation wurde deshalb eine sehr einfache, aus der Bildverarbeitung stammende Methode gewählt (Green, 1987). Das Messgebiet wird in Quadrate unterteilt. Jedem Quadrat wird der Mittelwert aller Messwerte, die es enthält, zugewiesen.

Als Rasterweite wird der Radius des 50%-Einflussbereichs gewählt (siehe Kapitel 4.4). Die Messflüge werden in Flughöhen von 90 m (Detailkartierung) bis 120 m (Uebersichtskartierung) durchgeführt. Der entsprechende 50%-Einflussbereich hat wie aus Figur 4.10 ersichtlich ist, einen Durchmesser von 130 m bzw. 190 m. Dies entspricht nur der Hälfte bzw. einem Drittel des für den jeweiligen Messauftrag verwendeten Fluglinienabstands. Durch die Interpolation wird deshalb nicht jedem Quadrat ein Wert zugewiesen. Den verbleibenden Quadraten wird, falls sie mindestens drei direkte, mit Werten belegte Nachbarn besitzen, deren Mittelwert (oder Median) zugewiesen. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis im Gitter keine "Löcher" mehr vorhanden sind. Bei diesem Verfahren werden die ursprünglichen Werte nicht verändert, sondern nur fehlende Gitterpunkte ergänzt.

Wegen der grossen Fehler aeroradiometrischer Daten (vgl. Kapitel 6.2) ist ein Netzausgleich schwierig durchzuführen. Die Querlinien werden deshalb für die Kartenerstellung nicht verwendet. Sie dienen jedoch der Kontrolle der Datenqualität.

Die Glättung des Gitters erfolgt durch gleitende Mittelwertbildung. Um die Anomalien bei der Filterung nicht zu stark zu verwischen, wird mit einer Filtergrösse von 3 x 3 Gitterpunkten gearbeitet. Bei schwachen Signalen, wie z.B. beim Cäsium- oder Kobaltfenster, muss mit einem grösseren Filter gearbeitet werden, um die gewünschte Glättung zu erreichen (5 x 5 Gitterpunkte). Dabei werden jedoch spitze Anomalien stark verflacht.

Die Fehler der Positionsbestimmung (± 50 m) sind im Vergleich zur Rasterweite relativ gering und können vernachlässigt werden. Abweichungen von den geplanten Fluglinien sollten aber möglichst gering gehalten werden, weil sonst der Ueberdeckungsgrad im Messgebiet nicht konstant ist. Besonders bei der Suche nach Punktquellen könnte so die Quelle verfehlt werden.

Für die Darstellung der Messergebnisse in Kartenform stehen drei Möglichkeiten zur Verfügung:

- **Isolinienkarte:** Die Werte werden mit Hilfe von farbigen Isolinien dargestellt, wobei die Farben blau-grün-gelb-rot zunehmende Intensitäten kodieren. Weil aeroradiometrische Messungen stark streuen, sind die Isolinienkarten meist unruhig. Für die Isolinien-Darstellung sollten die Daten deshalb zuvor geglättet werden.
- **Farbwertkarte:** Die Farbwertkarte stellt die Messwerte als farbige Quadrate (Pixel) dar. Die Farbskala der Isolinienkarten wird beibehalten. Farbwertkarten eignen sich vor allem zur Präsentation ungeglätteter Daten, weil Ausreisser in dieser Darstellungsform als weniger störend empfunden werden.
- **3D-Darstellung:** Die Daten werden als dreidimensionale Oberfläche aufgetragen. Diese Fläche kann ebenfalls eingefärbt werden. Die dreidimensionale Darstellung ermöglicht einen guten visuellen Ueberblick über ein Gebiet. Sie eignet sich besonders zur Darstellung grosser Aktivitätskontraste. Die 3D-Diagramme werden mit dem Programm "SURFER" von Golden Software Inc. (Golden, Col.) erstellt.

Beispiele für die verschiedenen Darstellungsarten sind in Kapitel 8 aufgeführt.

6.2 Signifikanz und Fehler

Radiometrische Messungen sind einer grossen statistischen Streuung unterworfen. Der Gesamtfehler setzt sich aus einer Vielzahl von Quellen zusammen. Die vier wichtigsten sind:

- **Fehler der Messung:** Die Werte von Einzelmessungen sind poissonverteilt. Auch eine Messung mit einem perfekten Messgerät wird einen Fehler, der der Wurzel des Messwertes entspricht, aufweisen. Der relative Fehler kann besonders bei niedrigen Zählraten eine beträchtliche Grösse annehmen.

- **Ungenau bestimmte Korrekturfaktoren:** Die Korrekturfaktoren werden meist mit radiometrischen Messungen experimentell bestimmt und sind deshalb mit Fehlern behaftet. Die Fehler der Korrekturfaktoren sind in den jeweiligen Kapiteln aufgeführt.
- **Vereinfachte Korrekturverfahren:** Bei der Herleitung der Korrekturen wurden Vereinfachungen getroffen, die in der Realität nicht erfüllt sein müssen. So wurde beispielsweise bei den Normalisierungs-Korrekturen eine homogene Aktivitätsverteilung vorausgesetzt. Andere Störgrößen, wie z.B. die Bodenfeuchtigkeit oder Beiträge des atmosphärischen Radons, werden überhaupt nicht korrigiert.
- **Systematische Fehler:** Systematische Fehler können z.B. bei Störungen im Messsystem auftreten.

Der Messfehler sowie der Einfluss der ungenau bestimmten Korrekturfaktoren können mit der Fehlerfortpflanzungsgleichung bestimmt werden. Der durch vereinfachte Korrekturverfahren eingeführte Fehler lässt sich nur ungefähr abschätzen, weil die relevanten Parameter im allgemeinen unbekannt sind. Systematische Fehler können ebenfalls nicht quantifiziert werden. Trotzdem liefert der mit der Fehlerfortsetzungsgleichung berechnete Präzisions-Fehler (precision error) Hinweise über die Datenqualität. Falls Daten bereits mit dem Präzisions-Fehler inadäquat sind, werden sie mit dem grösseren absoluten Fehler erst recht unbrauchbar sein.

Für die Herleitung der Fehlerfortsetzungsgleichung wird die Korrekturformel in Matrixschreibweise verwendet. Darin sind sämtliche Korrekturen, die an aeroradiometrischen Daten durchgeführt werden, zusammengefasst:

$$\vec{I}_{corr} = \mathbf{N} \cdot [\mathbf{S} \cdot (\vec{I}_{raw} - \vec{I}_B) - \vec{I}_A] \quad (6.1)$$

\vec{I}_{corr}	Vektor, der die korrigierten Zählraten für jedes Fenster enthält	[cps]
\vec{I}_{raw}	Vektor, der die unkorrigierten Zählraten für jedes Fenster enthält	[cps]
\vec{I}_B	Vektor, der die Beiträge der Hintergrundstrahlungs-Korrektur enthält	[cps]
\vec{I}_A	Vektor, der den Beitrag der Radonkorrektur enthält	[cps]
\mathbf{N}	Matrix, deren Diagonale die Faktoren der Höhen- oder Topographiekorrektur enthält	
\mathbf{S}	Inverse Streufaktoren-Matrix	

Der Fehler der korrigierten Messung beträgt gemäss Purvance et al. (1983):

$$\Delta \vec{I}_{corr} = \sqrt{\mathbf{M}_1 \cdot [\mathbf{M}_2 \cdot (\vec{I}_{raw} + \vec{I}_B) + \mathbf{M}_3 \cdot \vec{V}_1 + \vec{I}_A] + \mathbf{M}_4 \cdot \vec{V}_2} \quad (6.2)$$

\vec{V}_1	Vektor, der das Quadrat der Elemente von $\vec{I}_{raw} - \vec{I}_B$ enthält
\vec{V}_2	Vektor, der das Quadrat der Elemente von $S \cdot (\vec{I}_{raw} - \vec{I}_B) - \vec{I}_A$ enthält
\mathbf{M}_1	Matrix, deren Diagonale die quadrierten Faktoren der Höhen- oder Topographiekorrektur enthält
\mathbf{M}_2	Matrix, die die quadrierten Streufaktoren enthält
\mathbf{M}_3	Matrix, die die quadrierten Fehler der Streufaktoren enthält
\mathbf{M}_4	Matrix, deren Diagonale die quadrierten Fehler der Faktoren der Höhen- oder Topokorrektur enthält

In der Praxis wird statt der vollständigen Fehlerfortsetzungsgleichung oft auch mit einer empirischen Näherungsformel gearbeitet. Nach EG&G Geometrics (1980) kann der Fehler der korrigierten Messung auch mit folgender Formel angegeben werden:

$$\Delta I_{corr} = 1.5 \cdot \sqrt{I_{corr} + \sum |I_{CT}|} \quad (6.3)$$

ΔI_{corr}	Fehler der korrigierten Messung
I_{corr}	Korrigierte Zählrate
$\sum I_{CT} $	Summe der Beiträge der angebrachten Korrekturen

Bei der Standard-Auswertung wird diese Näherungsformel für die Fehlerberechnung herangezogen. Um die Formel 6.3 zu überprüfen, wurde die Fehlerrechnung mit beiden Methoden an einem typischen Zahlenbeispiel aus dem Messgebiet in der Umgebung des Kernkraftwerks Leibstadt (Messgebiet KKL) durchgeführt. Die Resultate der Berechnungen sind in der Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Die Fehler von Einzelmessungen sind, wie erwartet, vor allem in Fenstern mit niedrigen Zählraten sehr gross, wobei beide Berechnungsmethoden vergleichbare Resultate liefern. Wie aus der Formel 6.3 ersichtlich ist, tragen auch die angebrachten Korrekturen beträchtlich zum Fehler einer Messung bei. Während der relative Beitrag der Korrektur der Hintergrundstrahlung (Kosmos und Helikopter) und der Höhenkorrektur für alle Fenster ungefähr gleich gross ist, sind bei der Korrektur der Streuung und der spektralen Fremdbeiträge grosse Unterschiede zwischen den einzelnen

Tabelle 6.1 : Zusammenstellung der Resultate der Fehlerrechnung für eine typische Einzelmessung (Messgebiet KKL)

Fenster	i_{corr} [cps]	Δi_{corr} Formel 6.2 [cps]	Δi_{corr} Formel 6.3 [cps]
Total	569	44	42
Cäsium	36	23	17
Kobalt	11	13	12
Kalium	32	9	11
Uran	9	5	6
Thorium	15	5	7
MMGC1	459	38	38
MMGC2	97	15	15

Fenstern feststellbar. Der Einfluss von Streuung und spektralen Fremdbeiträgen macht sich vor allem bei den Fenstern im tieferen Energiebereich des Spektrums bemerkbar. Aus diesem Grund weisen Kobalt- und Cäsiumfenster die grössten Fehler auf.

Auf radiometrischen Karten werden im allgemeinen keine Einzelwerte dargestellt. Durch die Rasterung der Daten wird über mehrere Messwerte gemittelt. Für Detailkarten (wie im Beispiel des Messgebietes KKL) wird eine Rasterweite von 125 m gewählt. Der Messpunktabstand beträgt rund 25 m. Jedem Rasterpunkt wird somit der Mittelwert von fünf Einzelmessungen zugewiesen. Bei Messkampagnen zur Erfassung der natürlichen Radioaktivität wird mit einer Rasterweite von 250 m gearbeitet. Ein Rasterpunkt stellt demnach einen Mittelwert von zehn Einzelmessungen dar.

Selbstverständlich nimmt der Fehler mit zunehmender Bodenaktivität (und damit zunehmender Zählrate) ab. Während beispielsweise bei einer Zählrate von 20 cps im Cäsiumfenster noch mit einem Fehler von 50% gerechnet werden muss, reduziert sich der Fehler bei Zählrate von 36 cps (Mittelwert im Messgebiet KKL) auf rund 30%. Bei höheren Zählraten sind die Fehler noch kleiner (50 cps rund 20%, 100 cps rund 10%).

Wenn der relative Fehler eines Kartenpunktes kleiner als 30% ist, wird er als statistisch signifikant betrachtet (Purvance und Novak, 1983). Wie aus der Tabelle 6.2

Tabelle 6.2 : Zusammenstellung der relativen Fehler nach Mittelung von mehreren Einzelmessungen am Beispiel des Messgebietes KKL

Fenster	Relativer Fehler einer Einzelmessung [%]	Relativer Fehler nach Mittelung von fünf Messwerten [%]	Relativer Fehler nach Mittelung von zehn Messwerten [%]
Total	8	4	3
Cäsium	64	28	19
Kobalt	118	55	36
Kalium	28	13	9
Uran	56	22	17
Thorium	33	13	10
MMGC1	8	4	3
MMGC2	15	7	5

ersichtlich ist, wird dieser Schwellenwert auch nach der Mittelung im Kobaltfenster deutlich überschritten. Selbstverständlich ist die Wahl des Schwellenwertes von der jeweiligen Anwendung abhängig.

Bis jetzt wurden nur Fehler der Zählrate behandelt. Bei der Konversion der aus der Luft registrierten Zählrate in die entsprechende Bodenaktivität muss mit zusätzlichen Störeffekten gerechnet werden.

Über Wald wird wegen der zusätzlichen Absorption der Bodenstrahlung durch die Vegetation eine geringere Zählrate gemessen als über waldlosen Gebieten mit vergleichbarer Bodenaktivität. Für die Abschätzung des Einflusses des Waldes wird angenommen, dass die gesamte Biomasse als homogene Schicht auf dem Boden liegt. Die Intensitätsverminderung durch eine solche Schicht lässt sich grob durch eine Exponentialfunktion annähern:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (6.4)$$

I	Zählrate mit Zusatzabsorber	[cps]
I ₀	Zählrate ohne Zusatzabsorber	[cps]
μ	Abschwächungskoeffizient des Absorbers	[m ⁻¹]
d	Dicke der absorbierenden Schicht	[m]

Die Biomasse des Waldes kann aus dem Holzvorrat grob abgeschätzt werden (dabei werden Laub, Sträucher usw. vernachlässigt). Im Schweizer Mittelland liegt der Holzvorrat normalerweise zwischen 300 m³/ha und 500 m³/ha (EAFV, 1988). In den Alpen kann mit etwas geringeren Werten (100 m³/ha bis 300 m³/ha) gerechnet werden. Daraus ergibt sich für die absorbierende Schicht eine mittlere Mächtigkeit von 1 cm bis 5 cm. Die Abschwächung durch eine solche Holzschicht beträgt, bei einem Abschwächungskoeffizienten von 5 m⁻¹ (Adams und Gasparini, 1970), ungefähr 5% bis 25%. Auf der Totalintensitäts-Karte des Gebietes um das KKW Beznau und das PSI ist die Intensitätsverminderung durch Wald gut ersichtlich (siehe Figur 8.8, beispielsweise im Gebiet südwestlich und südlich des PSI (Koor. 659/266)).

Bodenfeuchtigkeit und Regen beeinflussen die Messungen ebenfalls. Das zusätzliche Wasser vergrössert die Dichte des Bodens und damit die Selbstabsorption. Nach Kogan et al. (1969) können die Messwerte durch die Bodenfeuchtigkeit um 5% bis 10% vermindert werden. Dieser Effekt ist besonders störend, weil die Bodenfeuchtigkeit zeitlichen Schwankungen unterworfen ist.

Die Messungen in der Umgebung der Kernanlagen erlauben eine erste Abschätzung der Reproduzierbarkeit aeroradiometrischer Daten. Der Vergleich der Resultate von 1989 und 1990 zeigt, dass die relative Aktivitätsverteilung in jedem Fenster gut reproduzierbar ist. Die Resultate weisen jedoch einen über das ganze Messgebiet in etwa konstante Abweichung auf. Die Abweichung in Fenstern mit hohen Zählraten (Total, MMGC1 und MMGC2) beträgt je nach Messgebiet zwischen 5% und 20%. Die Fenster mit tiefen Netto-Zählraten und grossen Korrekturen (vor allem Kobalt- und Cäsiumfenster) sind mit grösseren Unsicherheiten (bis zu 50%) behaftet. Bei den Messkampagnen zur Erfassung der natürlichen Radioaktivität muss mit Ungenauigkeiten von 20% im Kalium- und Thoriumfenster und bis zu 30% im Uranfenster gerechnet werden. Der Grund für diese Abweichungen könnte in der von Jahr zu Jahr unterschiedlichen Bodenfeuchtigkeit zur Zeit der Ueberflüge, in Fluktuationen im Radongehalt der Atmosphäre, unvollständigen Korrekturen sowie systematischen Messfehlern (Energiekalibration, Drift) liegen. Die jährlichen Abweichungen der Verhältnissdaten sind, weil sie von den Störeffekten weniger stark beeinflusst werden, in allen Messgebieten im Mittel kleiner als 5%.

6.3 Digitale Verarbeitung aeroradiometrischer Karten

Bis jetzt wurden die Korrektur- und Auswerteverfahren behandelt die zur Erstellung einer aeroradiometrischen Karte benötigt werden. In diesem Abschnitt werden einige Verfahren zur Nachbearbeitung der Karten gestreift. Diese Verfahren haben das Ziel die visuelle Interpretation der Karten zu vereinfachen. Dazu werden Verarbeitungstechniken eingesetzt, die störende oder redundante Bildinformationen unterdrücken und dafür wichtige Bildinhalte deutlicher hervorheben. Beim Einsatz von solchen Techniken muss jedoch beachtet werden, dass sie letztlich auf eine Interpretation des Karteninhaltes hinauslaufen.

Radionuklidverteilungs-Karten sind, wie im Kapitel 6.2 demonstriert wird, mit grossen Unsicherheiten behaftet. Besonders störend sind die Effekte von Wald und Bodenfeuchtigkeit, aber auch unvollständig korrigierte Einflüsse von Flughöhe und Topographie. Mit Hilfe der Verhältnisbildung können diese Effekte beträchtlich reduziert werden. Denn das Verhältnis zweier Energiefenster wird durch einen *zusätzlichen Absorber weniger stark beeinflusst als die einzelnen Fensterwerte*, weil nur die Differenz der Abschwächungskoeffizienten in den verschiedenen Energiefenstern in die Formel 6.5 eingeht. Dies gilt jedoch nicht nur für Bodenfeuchtigkeit und Vegetation, sondern auch für Luft. Verhältnisse eignen sich deshalb sehr gut für die Darstellung unkorrigierter Rohdaten.

$$V = \frac{I_1}{I_2}$$

$$V = V_0 \cdot e^{-(\mu_1 - \mu_2) \cdot d} \quad (6.5)$$

I_1, I_2	Zählrate in den Energiefenstern 1 und 2	[cps]
V	Verhältnis mit Zusatzabsorber	
V_0	Verhältnis ohne Zusatzabsorber	
μ_1, μ_2	Abschwächungskoeffizienten des Absorbers in den Energiefenstern 1 und 2	[m ⁻¹]
d	Dicke der absorbierenden Schicht	[m]

Für die Kartierung der künstlichen Radioaktivität hat sich besonders der sogenannte MMGC-Ratio (Man Made Gross Count Ratio) bewährt (Hoover, 1988). Dabei wird die Tatsache ausgenützt, dass die häufigen künstlichen Radionuklide nur bei Gammaenergien unterhalb von 1400 keV (Cs¹³⁷ bei 660 keV, Cs¹³⁴ bei 800 keV, Co⁶⁰ bei 1170 keV und 1330 keV usw.) strahlen, die natürlichen Radioisotopen jedoch auch Gammaquanten höherer Energie aussenden (K⁴⁰ bei 1460 keV, Bi²¹⁴ bei 1765 keV, Tl²⁰⁸ bei 2615 keV usw.).

Das Verhältnis von Tiefenergieanteil (MMGC1) zu Hochenergieanteil (MMGC2) eines Spektrums entspricht also dem Verhältnis von künstlicher zu natürlicher Radioaktivität (V_{MMGC}).

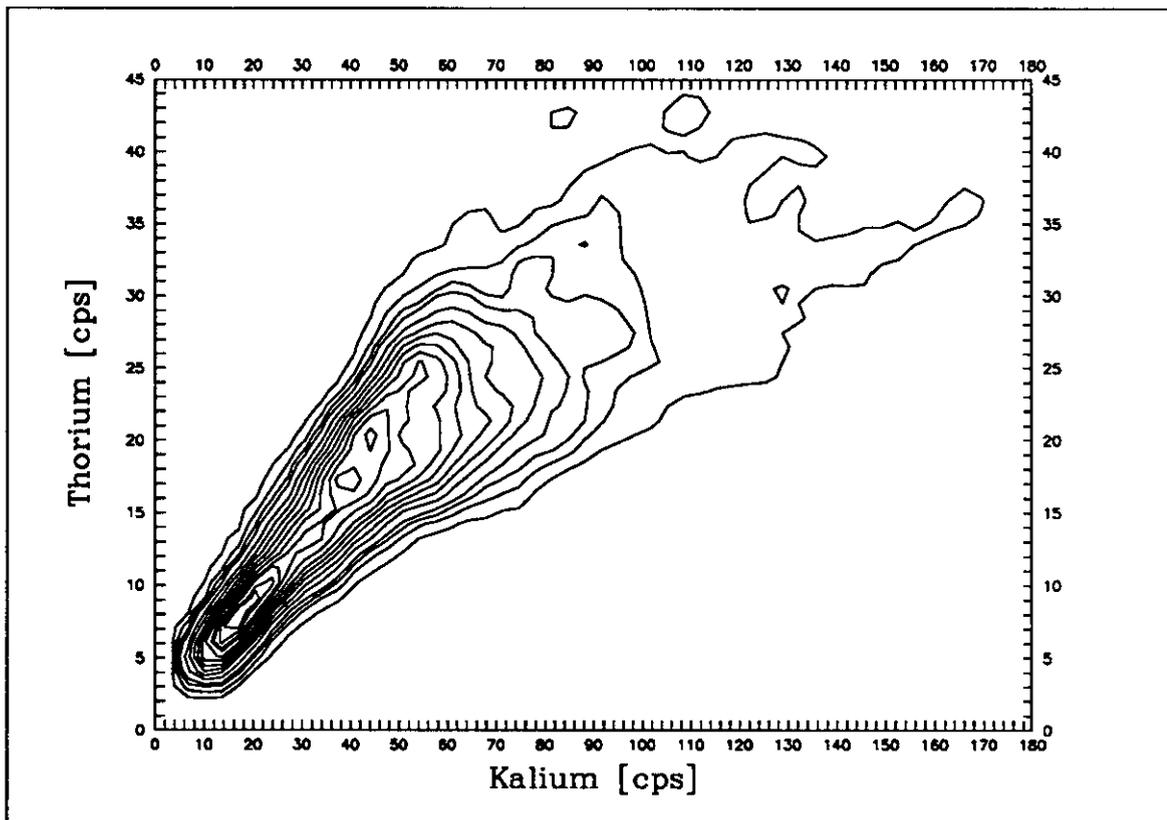
$$MMGC1 = \sum_{400keV}^{1390keV} I_E \qquad MMGC2 = \sum_{1400keV}^{3000keV} I_E$$

$$V_{MMGC} = \frac{MMGC1}{MMGC2} \qquad (6.6)$$

I_E	Zählrate bei Energie E	[cps]
MMGC1	Fenstersumme MMGC1	[cps]
MMGC2	Fenstersumme MMGC2	[cps]
V_{MMGC}	Man Made Gross Count Ratio	

Vergleicht man die aeroradiometrischen Karten der natürlichen Radionuklide fällt auf, dass sie wegen der ausgeprägten Korrelation der einzelnen Energiefenster grosse Aehnlichkeiten aufweisen. Besonders deutlich wird dies, wenn ein Streudiagramm (Scatterogram) von zwei Fenstern aufgezeichnet wird. In Figur 6.4 ist das Streudiagramm des Thorium- und Kaliumfensters aufgetragen. Die Isolinien im Diagramm stellen Linien gleicher relativer Häufigkeit des Auftretens von Wertepaaren dar. Aus der relativen Häufigkeitsverteilung ist die ausgeprägte Korrelation der beiden Fensterwerte deutlich ersichtlich.

Die hohe Korrelation zwischen den Energiefenstern der natürlichen Radioisotope bei aeroradiometrischen Messungen konnte weltweit beobachtet werden (Saunders et al., 1987; Green, 1987). Gammaspectrometrische (Labormessungen) Kalium-, Uran- und Thoriumgehaltsbestimmungen an schweizer Gesteinsproben zeigen eine ähnliche Verteilung (Rybach und Labhart, 1973). Durch die Verhältnisbildung werden somit nicht nur die Störeffekte unterdrückt, sondern wegen der Korrelation der Energiefenster auch gleichzeitig der Kontrast der Karte vermindert.

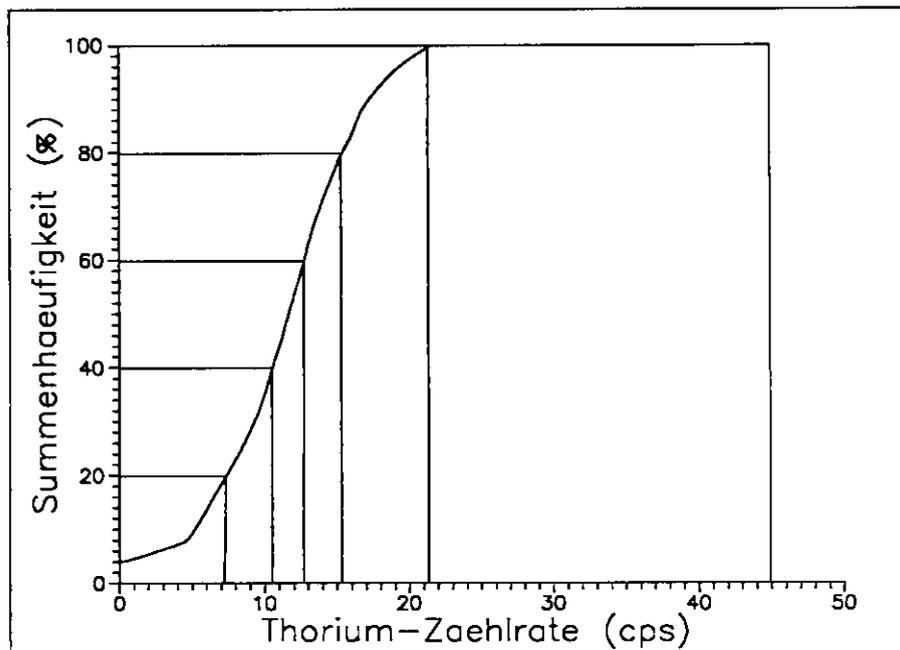


Figur 6.4: Streudiagramm des Kalium- und des Thoriumfensters. Die Isolinien stellen Linien gleicher relativer Häufigkeit dar

Um den Kontrast der Verhältniskarten und somit deren Interpretierbarkeit zu erhöhen, kann ein Histogrammausgleich durchgeführt werden (Haberäcker, 1985). Dazu wird anhand des Histogramms die relative Summenhäufigkeits-Verteilung der darzustellenden Kartenwerte berechnet. In Figur 6.5 ist als Beispiel die Summenhäufigkeit der Thorium-Fenster-Zählraten im Messgebiet Flims/Vorderrheintal abgebildet.

Auf der Abszisse ist die Zählrate, auf der Ordinate die Summenhäufigkeit aufgetragen. Die Ordinate wird nun in gleich grosse Segmente unterteilt (wie in Figur 6.5 angedeutet). Die entsprechenden Zählraten werden zur Erstellung der Farbskala verwendet. Dadurch wird erreicht, dass alle Farben auf der Karte die gleichen Flächen abdecken. In dieser Darstellung ist der visuelle Eindruck einer Farbwertkarte optimal.

Zur Darstellung der natürlichen Radioaktivität werden meist die Verhältnisse Kalium/Total, Uran/Total sowie Thorium/Total verwendet. Diese Verhältnisse lassen sich als relativer Kalium-, Uran- bzw. Thoriumgehalt interpretieren. In der Figur 8.4



Figur 6.5: Relative Summenhäufigkeit der Thorium-Fenster-Zählraten im Messgebiet Flims/Vorderrheintal.

ist deutlich ersichtlich, wie sich das Ultrahelvetikum im Thorium/Total-Verhältnis vom umliegenden Gestein abhebt, während es im Thoriumfenster allein (Figur 8.3) nur schwer auszumachen ist.

Für die Erstellung geologischer Karten eignen sich vor allem Ueberlagerungs-Karten. In dieser Darstellung werden die Karten des Kalium-, Uran- und Thoriumfensters auf einer einzigen Karte vereinigt. Dabei wird dem Kaliumfenster die Farbe rot, dem Uranfenster die Farbe grün und dem Thoriumfenster die Farbe blau zugeordnet. In der Karte ist somit die Information aller drei Fenster enthalten. Gebiete mit hohem relativem Kaliumgehalt zeichnen sich in dieser Darstellung in roten Farbtönen ab. Entsprechend werden Gebiete mit hohem relativem Uran- bzw. Thoriumgehalt grün bzw. blau abgebildet. Ausgeglichene Radioisotopverhältnisse äussern sich je nach Gesamtzählrate als Grau- oder Weissstone. In Figur 8.7 ist ein Beispiel für eine solche Ueberlagerungskarte abgebildet.

7 SOFTWARE

7.1 Einleitung

Der Einsatz der aeroradiometrischen Messapparatur erfordert eine geeignete Auswertesoftware, die eine sofortige Auswertung der Daten direkt im Feld ermöglicht. Bei Notfalleinsätzen werden Messresultate innerhalb sehr kurzer Frist benötigt. Deshalb wird die Datenverarbeitung optimalerweise parallel zu den Messflügen direkt im Feld durchgeführt. So stehen stets die neuesten Karten der *Verstrahlungslage als Planungsgrundlage für weitere Massnahmen zur Verfügung.*

Auch bei Routinemessungen ist eine sofortige Auswertung im Anschluss an die Messflüge für die Qualitätskontrolle von Vorteil. Damit können Störungen im Messsystem frühzeitig erkannt und teure Wiederholungen von Messflügen vermieden werden.

Für den Feldeinsatz war ursprünglich die Implementierung einer vereinfachten Version der Auswertesoftware auf einem Mikrocomputer geplant (Schindler, 1987). Die detaillierte Auswertung sollte anschliessend auf dem Grossrechner der ETH-Z erfolgen. Neue immer leistungsfähigere Kleinrechner eröffneten jedoch neue Perspektiven. Ihre Rechenkapazität erlaubt die Implementation der gesamten Datenverarbeitung, inklusive Korrekturen und Kartenerstellung, auf Personalcomputern.

Die Feldeinsatz wurde folgendes System ausgewählt (Minimalkonfiguration):

- **Personalcomputer:** IBM AT oder dazu kompatibles Modell mit numerischem Koprozessor (80287) und 640 KB Speicher.
- **Festplatte:** Die Kapazität der Festplatte sollte mindestens 100 MB betragen. Ein zusätzliches Diskettenlaufwerk (1.2 MB) ist wünschenswert.
- **Graphikmonitor:** Am besten eignet sich ein VGA-System. Es können jedoch auch andere Graphikkarten verwendet werden.

- **Bandstation:** Kennedy 9600 mit umschaltbarer Schreibdichte (800 und 1600 Bpi).
- **Matrixdrucker oder Penplotter:** Insgesamt werden über 120 verschiedene Drucker- und Plottertypen unterstützt. Bei Feldeinsätzen wird meist ein HP Paintjet Tintenstrahldrucker verwendet.

Mit der Entwicklung des Programmpaketes GAMERO (GAMMA AERO) wurde 1986 begonnen. Die erste Programmversion konnte 1988 im Feld eingesetzt und getestet werden. Seither wurde das Programm ständig weiterentwickelt und verbessert. Während eines im Mai 1990 durchgeführten Aeroradiometrie-Kurses für Mitarbeiter der HSK, SUEr und NAZ konnte auch die Tauglichkeit für Notfalleinsätze demonstriert werden. Für den Kurs wurde auch eine ausführliche Bedienungsanleitung erstellt (Schwarz, 1990).

7.2 Software-Konzept

Der Grundgedanke beim Entwickeln des Programmpaketes GAMERO lag in der Verwirklichung eines einfachen und logischen Aufbaus des gesamten Programmpaketes. Es sollte einfach zu erweitern und einfach zu warten sein. Damit das Programmpaket ohne lange Einarbeitungszeit von verschiedenen Personen (auch mit wenig Computererfahrung) angewendet werden kann, sollte es ausserdem benutzerfreundlich sein. Um diese Forderungen zu erfüllen, wurde das Programmpaket in zwei Teile gegliedert:

- **Benutzeroberfläche:** Die Bedienung der Software erfolgt über eine voll menügesteuerte Benutzeroberfläche, die auch von Nicht-Computerfachleuten leicht zu erlernen ist. Die Benutzeroberfläche schirmt den Anwender vom Betriebssystem ab. Sie organisiert und steuert die einzelnen Verarbeitungsschritte. Alle betriebssystem- und hardwarespezifischen Funktionen werden, ohne Zutun und Wissen des Anwenders, über die Benutzeroberfläche gesteuert.
- **Verarbeitungsprogramme:** Für jeden Verarbeitungsschritt existiert ein von den anderen völlig unabhängiges Programmmodul. Der Datenaustausch zwischen den einzelnen Modulen sowie mit der Benutzeroberfläche erfolgt über einfache Textfiles.

Dieses Vorgehen bietet verschiedene Vorteile. Zum einen erfordert das Anfügen eines neuen Verarbeitungsprogrammes nur eine kleine Modifikation an der Benutzeroberfläche. Die restlichen Module werden von der Änderung nicht berührt. Die Interaktionen der einzelnen Programmteile bleiben somit überblickbar. Im weiteren können die Module in unterschiedlichen Programmiersprachen kodiert sein. Es ist sogar möglich Fremdprogramme in das Programmpaket einzubinden, die nicht im Quellcode vorliegen.

Der Nachteil dieses Konzepts liegt in einer geringfügig langsameren Ausführung der einzelnen Verarbeitungsschritte, bedingt durch die Ladezeiten bei Modulwechseln. Dies fällt jedoch bei modernen, leistungsfähigen PC's kaum ins Gewicht.

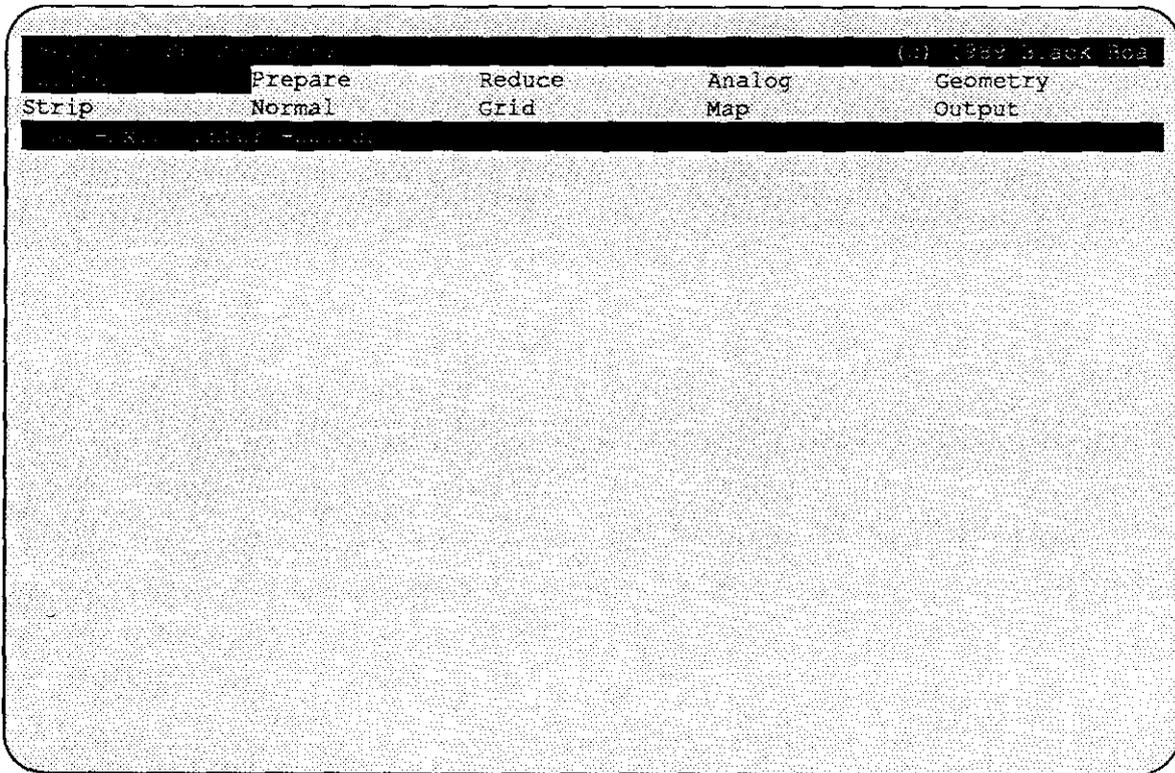
Im Hinblick auf die Portierung der Programme auf leistungsfähigere Computersysteme (insbesondere Workstations), wurde auf die Verwendung von mathematischen Bibliotheksroutinen verzichtet. Als Programmiersprache für die eigentlichen Verarbeitungsprogramme und den grössten Teil der Benutzeroberfläche wurde Fortran 77 gewählt. Für die betriebssystemnahen Module der Benutzeroberfläche wurde Basic und Assembler verwendet.

Für die Erstellung von Graphiken werden nur die drei grundlegenden Graphikbefehle "MOVE" (Zeichenstift bewegen), "LINE" (Linie zeichnen) und "COLOR" (neue Farbe) verwendet. Graphiken können wahlweise auf dem Bildschirm dargestellt oder als Metafile auf Disk gespeichert werden. Diese Metafiles können später auf einem Drucker oder Plotter ausgegeben werden. Die Ausgabequalität ist in jedem Fall ungleich höher als die einer einfachen Bildschirm-Hardcopy. Insbesondere ist eine massstabgetreue Kartenausgabe (bis Format A0) möglich. Das Metafileformat wurde von Golden Software Inc. übernommen. So können sämtliche Druckertreiber (insgesamt stehen Treiber für über 120 verschiedene Druckermodelle zur Verfügung) dieser Firma verwendet werden. Da dieses Metafileformat eine sehr einfache Struktur aufweist, können auch neue Druckertreiber mit geringem Aufwand entwickelt werden.

Um den Datenaustausch mit Fremdprogrammen oder Grosscomputern zu erleichtern, werden alle Daten in ASCII-Code auf sequentiellen Files gespeichert.

7.3 Programmbeschreibung

Das Hauptprogramm wird durch den Befehl "GAMERO" gestartet und meldet sich mit folgendem Menü:



Figur 7.1: Hauptmenü

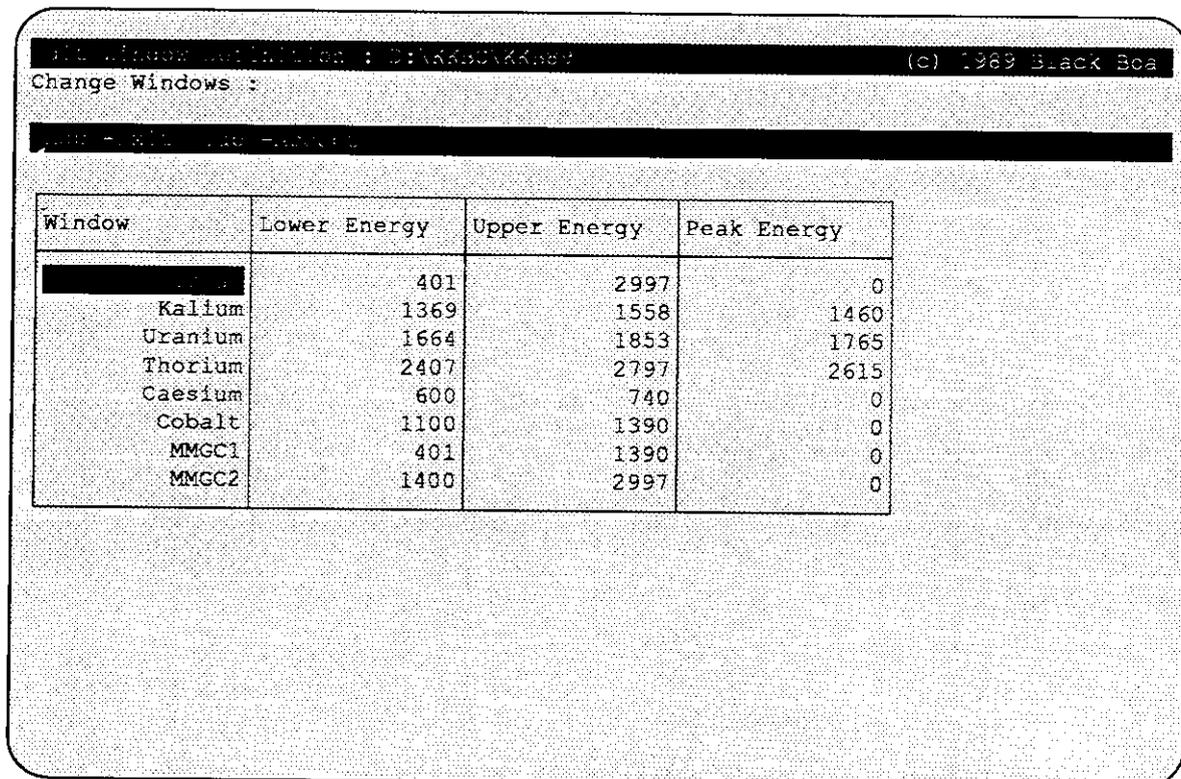
In den beiden Menüzeilen sind die zehn Hauptmodule des Programmpaketes aufgeführt. In Tabelle 7.1 ist eine Uebersicht über die Funktionen des Programmpaketes zusammengestellt. In einer typischen Auswertung werden die einzelnen Module in derselben Reihenfolge ausgeführt, wie sie in der Tabelle auftreten. Mit den Pfeiltasten können die gewünschten Menüpositionen angewählt und durch Drücken der **↵** Taste gestartet werden. Mit der **Esc** Taste kann "GAMERO" wieder verlassen werden.

Tabelle 7.1 : Uebersicht über die Funktionen des Programmpakets GAMERO

Hauptmodul	Submodul	Funktion	Programm Zeilen
Define	Windows Def	Fenstergrenzen	235
	Recorder Def	Eichkonstanten des Messsystems	155
Prepare	Read Tape	Einlesen von Magnetbändern	-
	Check Raw	Syntax Test der Rohdaten	386
	Edit Raw	Aendern der Rohdaten	521
	Dump Tape	Hexadezimal Ausdruck der Rohdaten	-
	Backup	Sicherungskopie erstellen	-
Reduce	Edit Header	Zusatzdaten eingeben	280
	Gain Anal	Kontrolle der Energieeichung	1144
	View Spec	Darstellung von Spektren	907
	Compact	Reduktion auf Fenstersummen	371
Analog	Radar	Korrektur der Radarhöhe	948
	Baro	Korrektur der Barometerhöhe	799
	Attitude	Korrektur der Fluglagedaten	689
	Line	Darstellung von Fluglinien	530
	Coordinates	Manuelle Eingabe der Koordinaten	283
Geometry	Check RawCoor	Ueberprüfen der Rohkoordinaten	269
	Plot RawCoor	Kontrollplot der Rohkoordinaten	487
	Edit RawCoor	Aendern der Rohkoordinaten	-
	Merge RawCoor	Zusammenfassen der Rohkoordinaten	508
	Assign Coor	Zuweisung Koordinaten-Messpunkte	896
	Plot Coor	Flugwegkarte	715
	Edit Coor	Aendern der Koordinaten	-
Strip	Calc Backgr	Bestimmung des Backgrounds	855
	Edit Backgr	Aendern der Background Korrekturfaktoren	173
	Strip Coeffs	Aendern der Streufaktorenfaktoren	659
	Strip Corr	Korrektur von Streuung und spekt. Fremdbeiträgen	997
Normal	Calc Atten	Bestimmung der Abschwächungskoeffizienten	1295
	Edit Atten	Aenderung der Abschwächungskoeffizienten	172
	Alt Corr	Höhenkorrektur	896
	Topo Corr	Topographiekorrektur	2630
Grid	Make Grid	Grid-Generierung	958
	Smooth	Glätten eines Grids	465
	Blank	Löschen von Gridteilen	528
	Resam	Füllen von Gridteilen	416
	Ratio	Verhältnis zweier Fenster	462

Hauptmodul	Submodul	Funktion	Programm Zeilen
Map	Pixel Map	Pixel-Karte	1335
	Isoline Map	Isolinien-Karte	840
	Scatter Plot	Scatterogramm zweier Fenster	827
Output		Ausgabe der Graphiken auf Drucker oder Plotter	4200

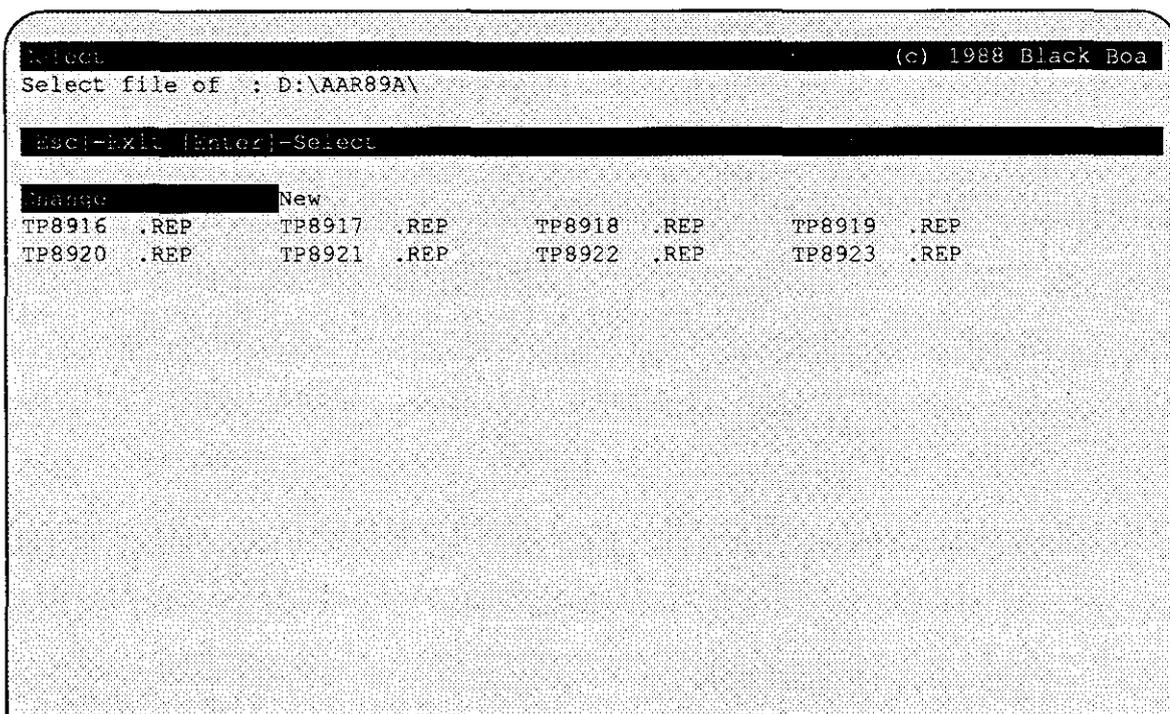
In der letzten Kolonne der Tabelle ist die Länge der einzelnen Programmteile in Zeilen Quellcode angegeben. Die eigentlichen Verarbeitungsprogramme umfassen rund 28'000 Zeilen. Dazu kommen noch 4'500 Zeilen für die Benutzeroberfläche, so dass das Programmpaket eine Länge von über 32'000 Zeilen Quellcode erreicht (etwa 1.6 MB). Zu allen Modulen, ihrer Funktion und Handhabung, besteht eine ausführliche Anleitung (Schwarz, 1990).



Figur 7.2: Beispiel einer Eingabemaske (Fenstergrenzen)

Sämtliche von den Verarbeitungsprogrammen benötigten Parameter können sehr komfortabel über Eingabemasken eingegeben werden. Als Beispiel für eine solche Eingabemaske ist in Figur 7.2 die Maske für die Fenstergrenzen abgebildet.

Beim ersten Aufruf einer Maske enthalten die Eingabefelder bereits vordefinierte Werte (Defaultwerte), die beliebig abgeändert werden können. Es existieren Eingabefelder für numerische und alphanumerische Daten. In einem numerischen Eingabefeld werden keine Buchstaben akzeptiert. So können falsche Eingaben bereits beim Eintippen abgefangen werden. Mit den **PgUp** und **PgDn** Tasten kann geblättert werden. Die **Ins** Taste fügt eine neue Zeile ein, die **Del** Taste ermöglicht das Löschen einer Zeile. Wird die Maske mit der **↵** Taste verlassen, werden die Änderungen automatisch gespeichert. Mit der **Esc** Taste kann die Maske verlassen werden, ohne dass die Änderungen abgespeichert werden.



Figur 7.3: Auswahl eines Datenfiles

Auch die Auswahl des zu bearbeitenden Datenfiles erfolgt interaktiv. Dafür steht in jedem Hauptmodul die Funktion "Select" zur Verfügung. "Select" zeigt alle vorhandenen Datenfiles auf dem Bildschirm an. Die Auswahl eines Datenfiles erfolgt wiederum mit den Cursortasten, auf die gleiche Weise wie bei den Menüfunktionen. Falls das gewünschte Datenfile noch nicht existiert, kann es mit der Funktion "New" erzeugt werden. Mit "Change" kann das aktuelle Verzeichnis (Directory) gewechselt werden.

Im Folgenden soll auf die einzelnen Programmteile etwas näher eingegangen werden.

- **Define:** Der Menüpunkt "Define" dient der Eingabe von fixen Parametern, die während eines Surveys nicht verändert werden. Hier werden die Eichkonstanten der Peripheriegeräte des Messsystems (Radarhöhenmesser, Barohöhenmesser, Thermometer und künstlicher Horizont), sowie die Fenstergrenzen, eingegeben.
- **Prepare:** Mit "Prepare" werden die Feldbänder eingelesen und auf hardwarebedingte Schreibfehler hin kontrolliert. Fehlerhafte Stellen werden gelöscht. Irrtümliche Eingaben des Operators während des Fluges, wie die Eingabe eines falschen Datums oder Nichtwechseln der Liniennummer, werden angezeigt und können nachträglich korrigiert werden. Von den korrigierten Bändern wird eine Sicherungskopie erstellt.
- **Reduce:** Im Modul "Reduce" sind alle im Kapitel 3.2 beschriebenen Spektralausgleichs-Korrekturen zusammengefasst (Totzeitkorrektur, Energieeichung und Fensterberechnung). Ausserdem können Spektren und Driftverlauf graphisch dargestellt werden.
- **Analog:** Mit "Analog" können die Daten der Peripheriegeräte korrigiert und gefiltert werden. Vor allem die Radarhöhendaten zeigen oft störende Spitzen, die durch schlechte Reflektivität des Untergrundes hervorgerufen werden. Die Barometerhöhen müssen wegen den Luftdruckschwankungen korrigiert werden. Ausserdem können Liniendiagramme von beliebigen Energiefenstern erstellt werden.
- **Geometry:** Die Digitalisierung der effektiv geflogenen Flugwege erfolgt momentan auf dem HP-1000 Rechner des Instituts. Die digitalisierten Koordinaten der Flugwege werden kontrolliert und automatisch den Messdaten zugewiesen. Für eine erste Grobauswertung (beispielsweise bei Notfalleinsätzen) können die Koordinaten von Fluglinien-Beginn und -Ende auch manuell eingegeben werden.
- **Strip:** Mit "Strip" werden die Korrekturen für die Hintergrundstrahlung aus Helikopter und Kosmos sowie für Streuung und spektrale Fremdbeiträge durchgeführt. Die Berechnung der Korrekturfaktoren erfolgt ebenfalls in diesem Modul. Anschliessend können die Daten auch gefiltert werden.
- **Normal:** Die Effekte der Topographie sowie von Variationen der Flughöhe werden mit dem Modul "Normal" eliminiert. Ausserdem können in diesem Modul die Abschwächungskoeffizienten der Luft berechnet werden.

- **Grid:** Für die Kartenerstellung müssen die Daten in Form eines regelmässigen Rasters vorliegen. Alle Funktionen zur Generierung, Manipulation und Glättung solcher Raster sind im Modul "Grid" zusammengefasst.
- **Map:** Mit "Map" können Farbwertkarten, Isolinienkarten und Streudiagramme erstellt werden. Die 3D-Darstellungen werden mit dem Programm "Surfer" von Golden Software Inc. erzeugt.
- **Output:** "Output" dient der Ausgabe der vorgängig erstellten Plotfiles. Wenn der Auswertecomputer einen Netzwerkanschluss besitzt, können die Zeichnungen auf jedem ans ETH-Netz angeschlossenen Laserdrucker oder Plotter ausgegeben werden.

8 BEISPIELE

Als Beispiel für die geologische Uebersichtskartierung wurde das 1989 vermessene Gebiet zwischen Flims und Brigels ausgesucht (Figuren 8.1 bis 8.7). Weil es Gesteine mit sehr unterschiedlichen Radioisotopgehalten umfasst, ist es gut geeignet, die Möglichkeiten der Aeroradiometrie aufzuzeigen.

Die dargestellten Resultate wurden durch die Ausführung sämtlicher im Text beschriebenen Korrekturen berechnet. Die Karten sind einheitlich im Massstab 1:200'000 gehalten. Als Koordinatensystem wurden die schweizerischen Landeskoordinaten gewählt. Für die Darstellung der gemessenen bzw. berechneten Werte wird eine Achtfarbenskala (blau-grün-gelb-rot → zunehmende Werte) mit Histogrammausgleich verwendet. Der Wertebereich der einzelnen Farben ist in den Kartenlegenden angegeben.

Die Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen sind mit dem Messgebiet um das Kernkraftwerk Beznau und das Paul Scherrer Institut vertreten (Figuren 8.8 bis 8.11). Im Unterschied zur geologischen Uebersichtskartierung, bei der die Interpretation vor allem qualitativ erfolgt, interessiert bei den letzteren Beispielen auch der absolute Betrag der Messwerte. Deshalb wurde zur Darstellung eine lineare Farbskala verwendet. Der Massstab der Karten beträgt 1:100'000.

Kurzbeschreibung der einzelnen Karten:

Figur 8.1: Geologische Kartenskizze des Messgebiets Flims/Vorderrheintal

Das Messgebiet erstreckt sich in einem 10 km bis 15 km breiten Streifen zwischen Flims und Brigels. Im Westen wird das Messgebiet vom Aar- und Gotthardmassiv begrenzt. Der südliche Abschluss wird vom Ultrahelvetikum gebildet. Das Gebiet zwischen dem Kalk des Flimsers (Autochthon) und dem Flimserbergsturz wird von Verrucano ausgefüllt.

Figur 8.2: Zählrate im Total-Fenster Flims/Vorderrheintal (cps)

Das Aar- und Gotthardmassiv sowie der Verrucano heben sich durch deutlich erhöhte Zählraten vom Umgebungsgestein (Ultrahelvetikum, Autochthon) ab.

Figur 8.3: Zählrate im Thorium-Fenster Flims/Vorderrheintal (cps)

Im Thorium-Fenster allein hebt sich nur das Autochthon (Kalkstein) mit seinen niedrigen Zählraten ab. Alle anderen Gesteine weisen einen ähnlichen Thoriumgehalt auf.

Figur 8.4: Thorium-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal

Die Umriss des Ultrahelvetikums treten in der Verhältnisdarstellung sehr deutlich hervor.

Figur 8.5: Uran-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal

Obwohl Kalkstein (Autochthon) eine geringe Gesamtaktivität aufweist, zeichnet er sich wegen des hohen relativen Urangehalts deutlich ab. Im weiteren zeichnet sich auch der Verrucano durch hohe relative Urangehalte aus.

Figur 8.6: Kalium-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal

Die Darstellung zeigt im wesentlichen die selben Strukturen wie Figur 8.2. Die kristallinen Massive sind jedoch besser erkennbar.

Figur 8.7: Ueberlagerungskarte Flims/Vorderrheintal

In dieser Darstellung können alle lithologischen Einheiten sehr gut unterschieden werden. Das Autochthon und das Flimser-Bergsturzgebiet das aus demselben Gesteinsmaterial besteht sind grün eingefärbt. Der nördlich anschliessende Flysch hat eine schwarz-rote Farbe. Im Ultrahelvetikum dominieren Blau- und Violettöne. Der Verrucano im Zentrum des Messgebietes ist weisslich. Links unten ist das Gotthardmassiv in rot erkennbar. Nur das Aarmassiv hebt sich, weil es im Messgebiet meist von Quartär bedeckt ist, kaum vom umliegenden Verrucano ab.

Figur 8.8: Zählrate im Total-Fenster KKB/PSI (cps)

Bereits in dieser Darstellung zeichnen sich zwei deutliche Maxima über PSI-Ost und PSI-West ab. Das KKB ist kaum ersichtlich. Die grossräumige Variation der Werte korreliert gut mit den Unterschieden in der Vegetation (Wiesen → hoch, Wald und Flüsse → niedrig)

Figur 8.9: MMGC-Verhältnis KKB/PSI

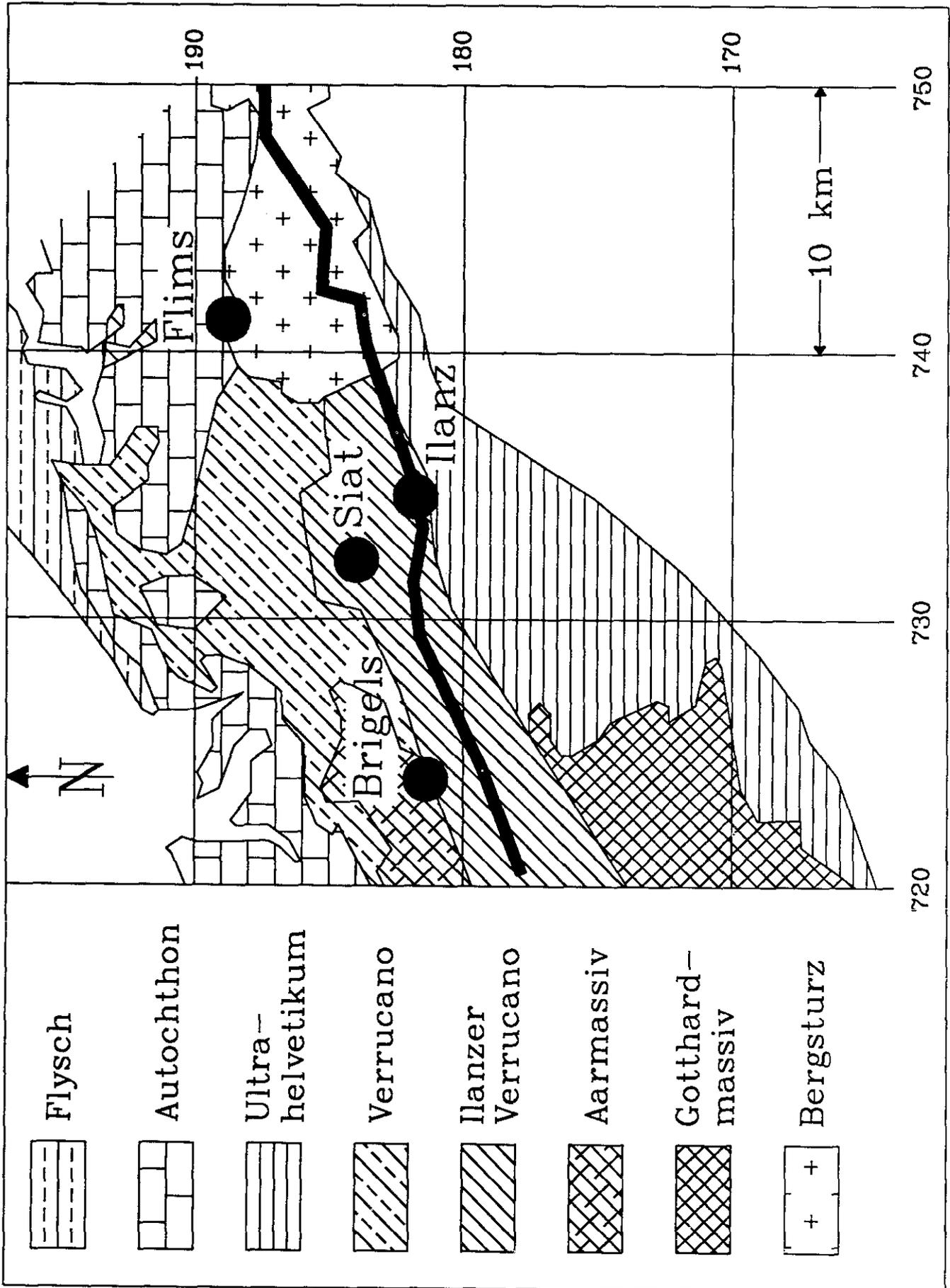
Durch die Verhältnisbildung werden die Maxima über dem PSI erheblich verstärkt. Auch der Standort des KKB tritt in dieser Darstellung deutlich in Erscheinung. Leicht erhöhte Werte findet man aber auch ausserhalb der Areale von KKB und PSI.

Figur 8.10: 3D-Darstellung des MMGC-Verhältnisses KKB/PSI

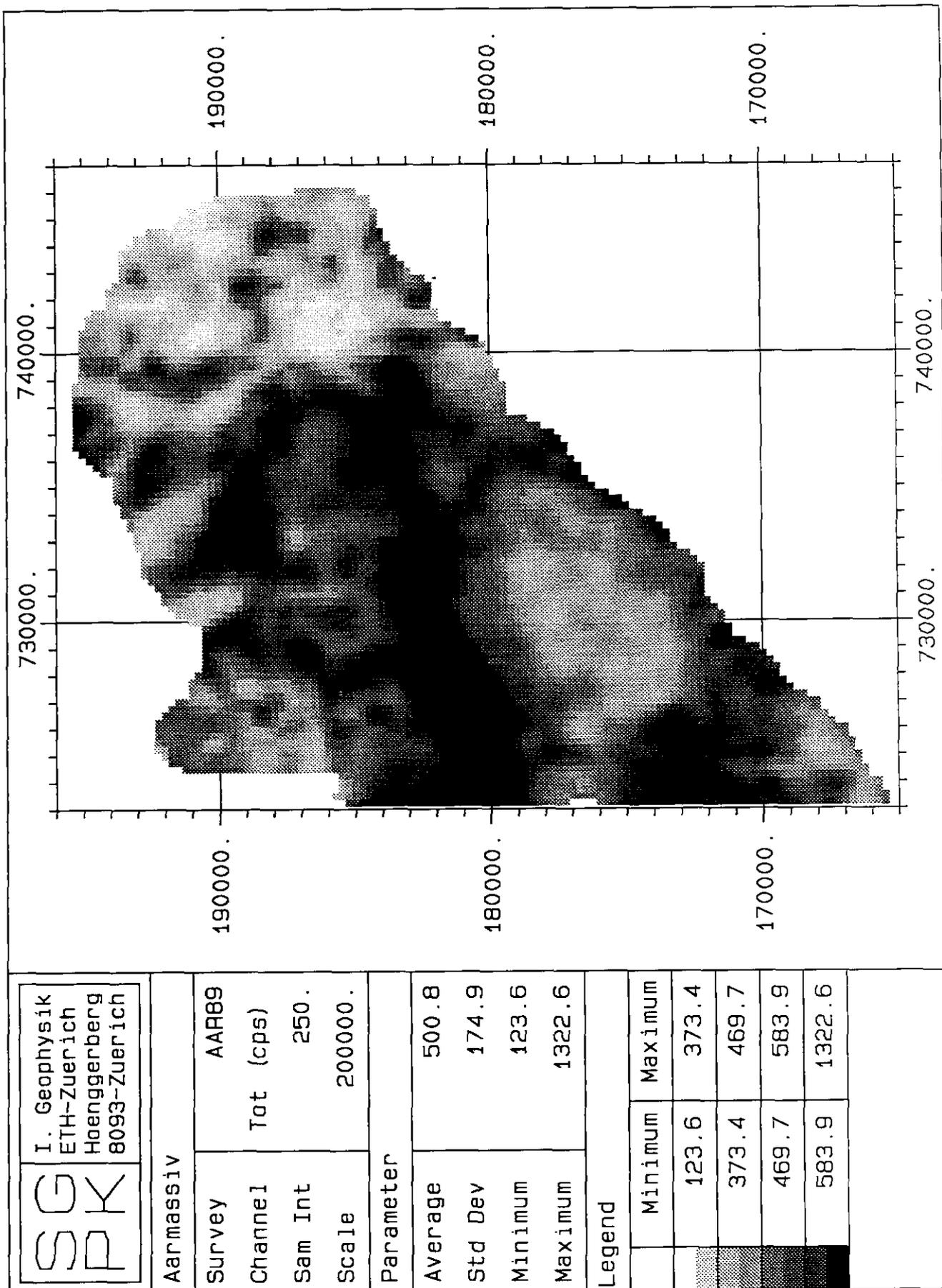
Dargestellt sind die gleichen Werte wie auf Figur 8.9 (Blickrichtung: Nord-Süd). Drei Maxima sind ersichtlich: KKB (links, klein), PSI-Ost (mitte) und PSI-West (rechts).

Figur 8.11: Beispiel für eine Fehlerkarte (Kaliumfenster) KKB/PSI

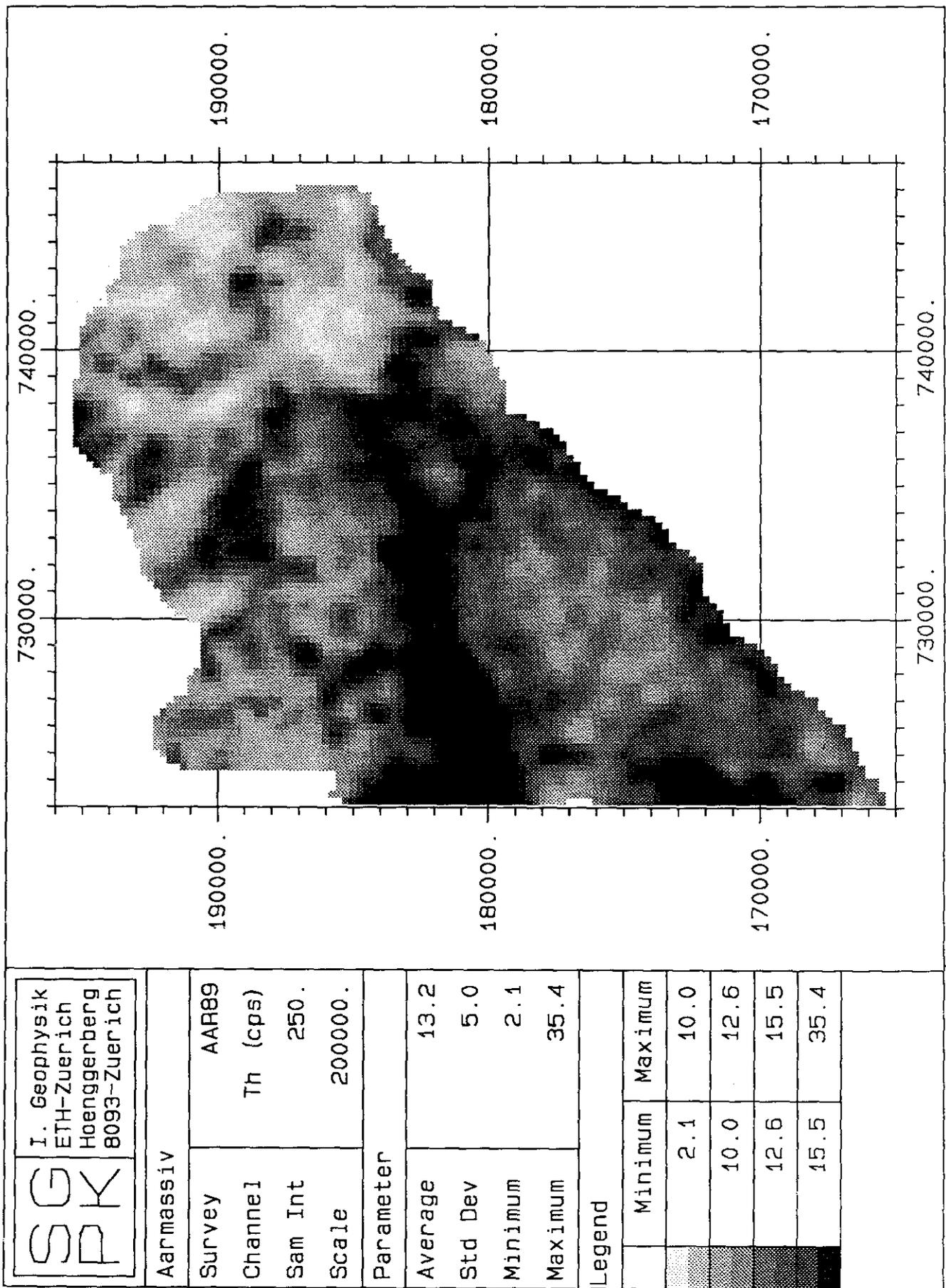
Der relative Fehler ist nur in wenigen Ausnahmefällen grösser als 20%. Die grössten Fehler treten beim PSI-Ost auf, wo wegen der starken Kobaltstrahlung eine grosse Streukorrektur angebracht werden musste.



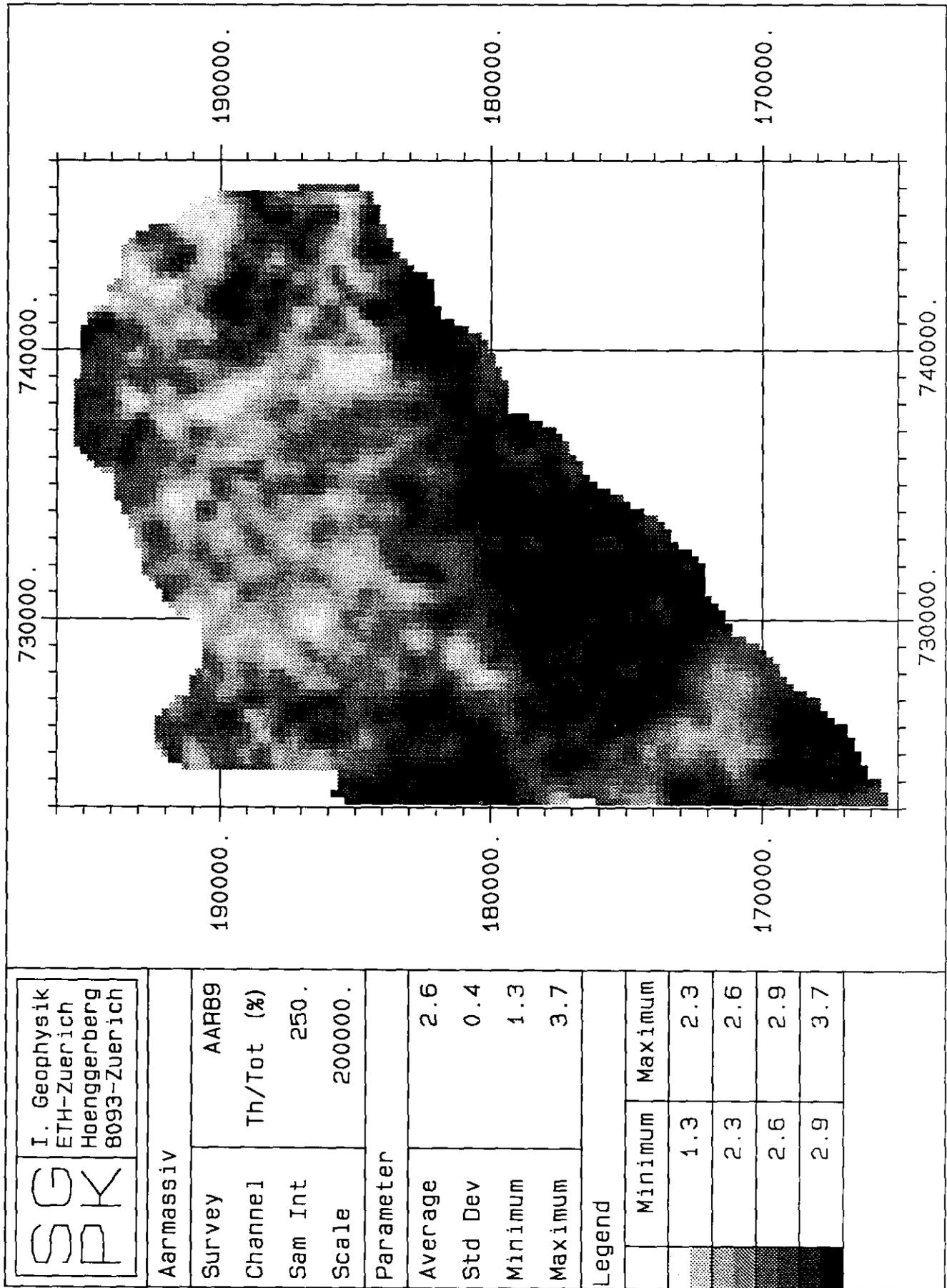
Figur 8.1: Geologische Kartenskizze des Messgebiets Flims/Vorderrheintal



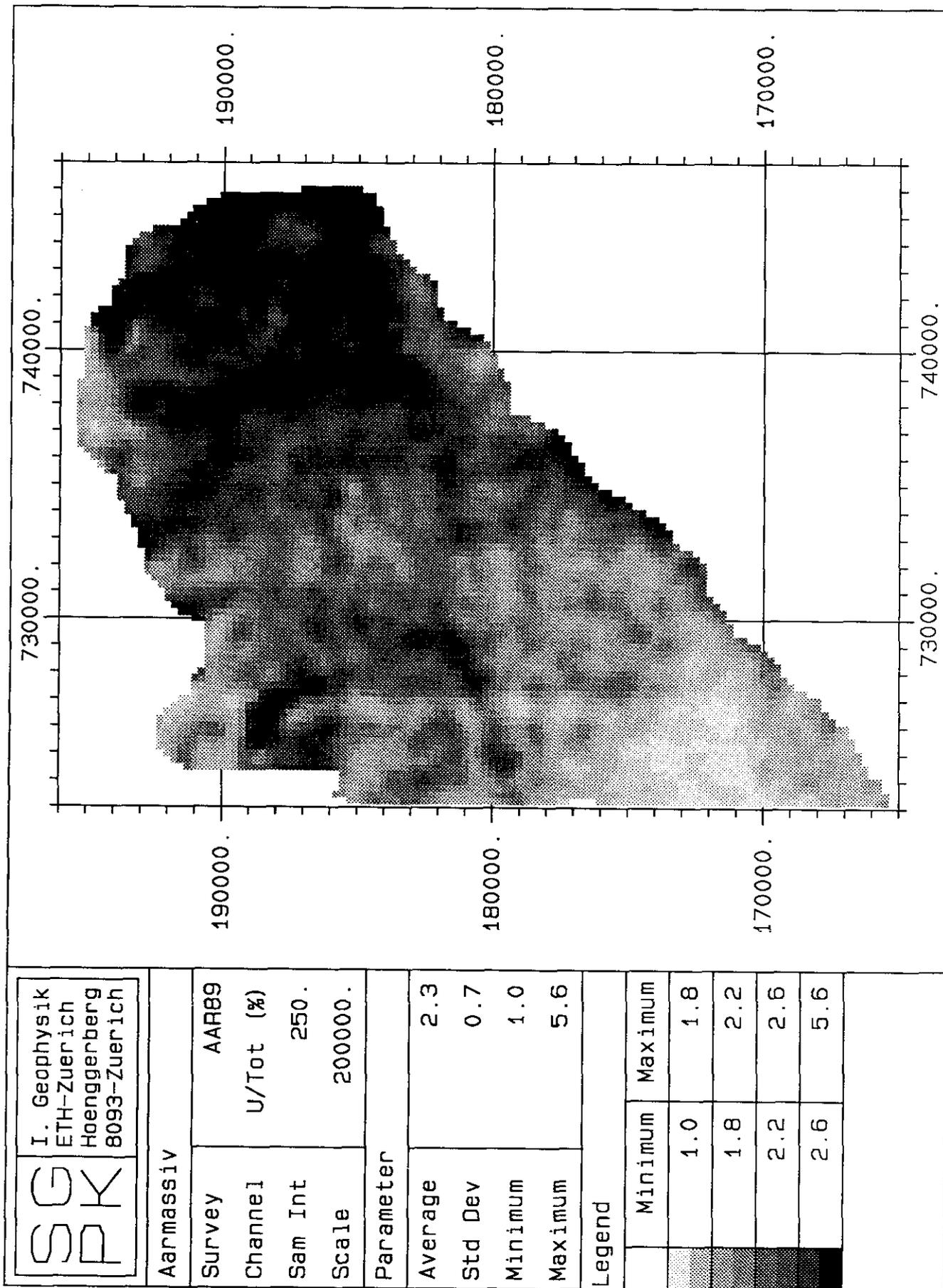
Figur 8.2: Zählrate im Total-Fenster Flims/Vorderrheintal (cps)



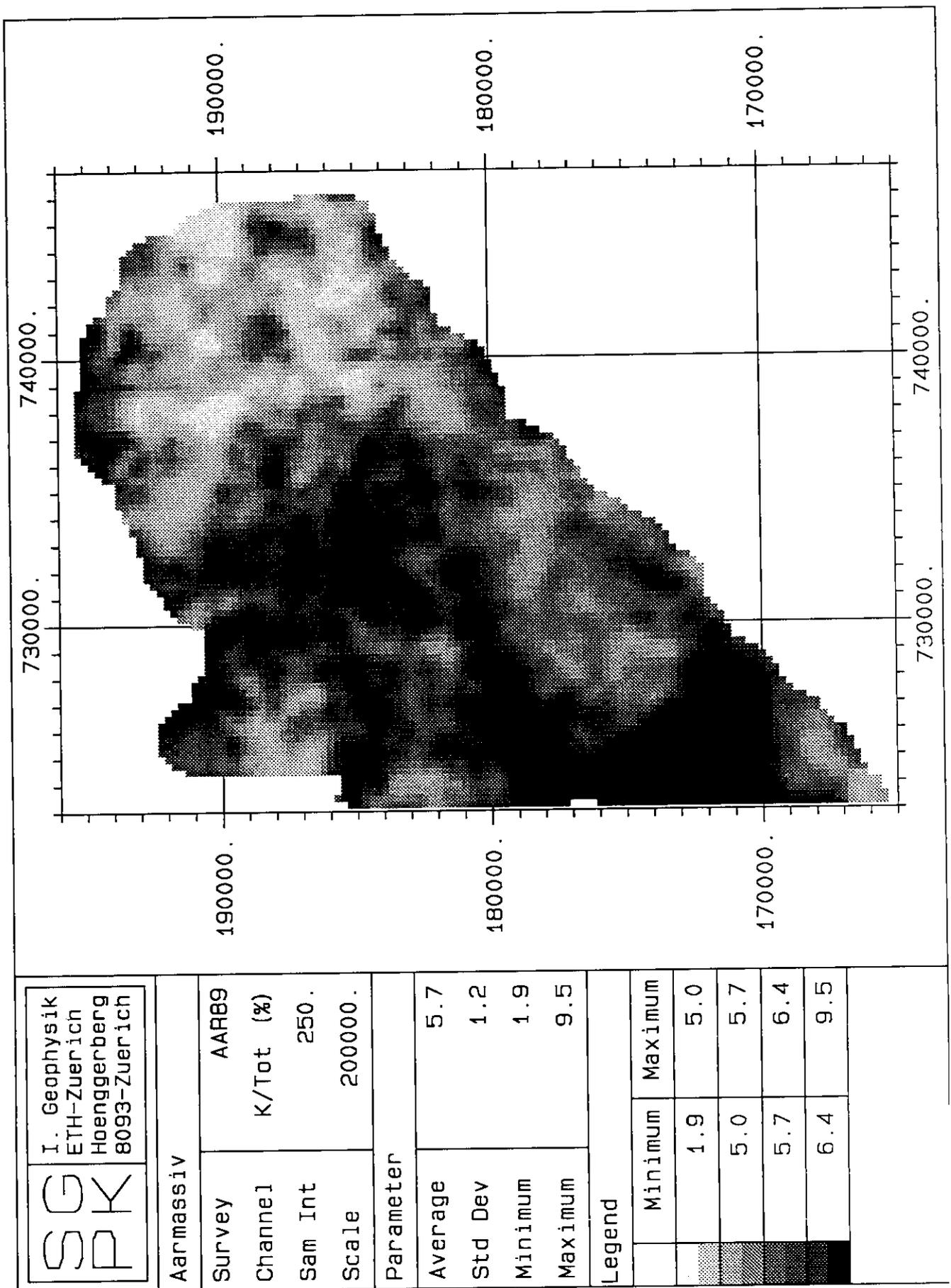
Figur 8.3: Zählrate im Thorium-Fenster Flims/Vorderrheintal (cps)



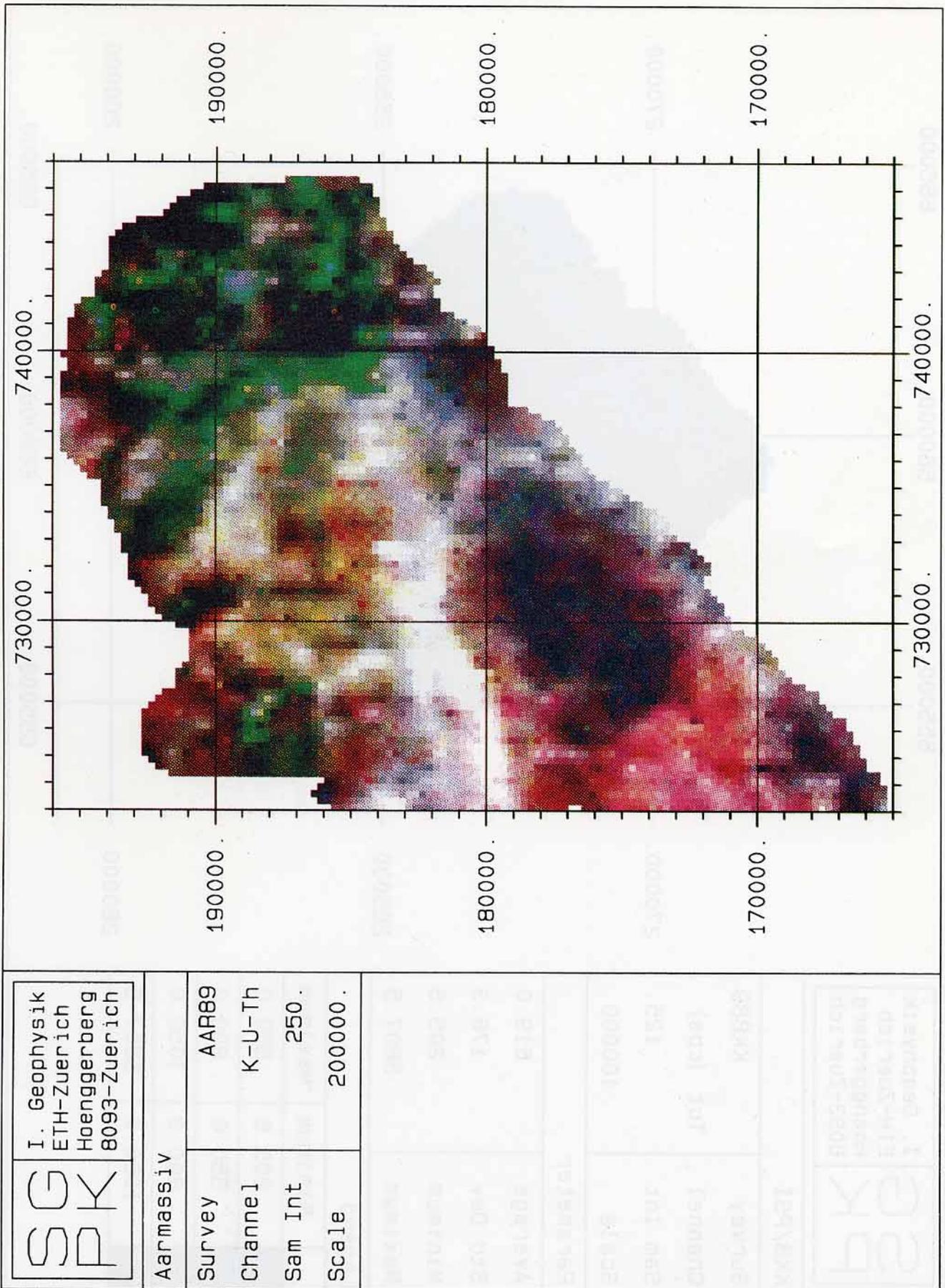
Figur 8.4: Thorium-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal



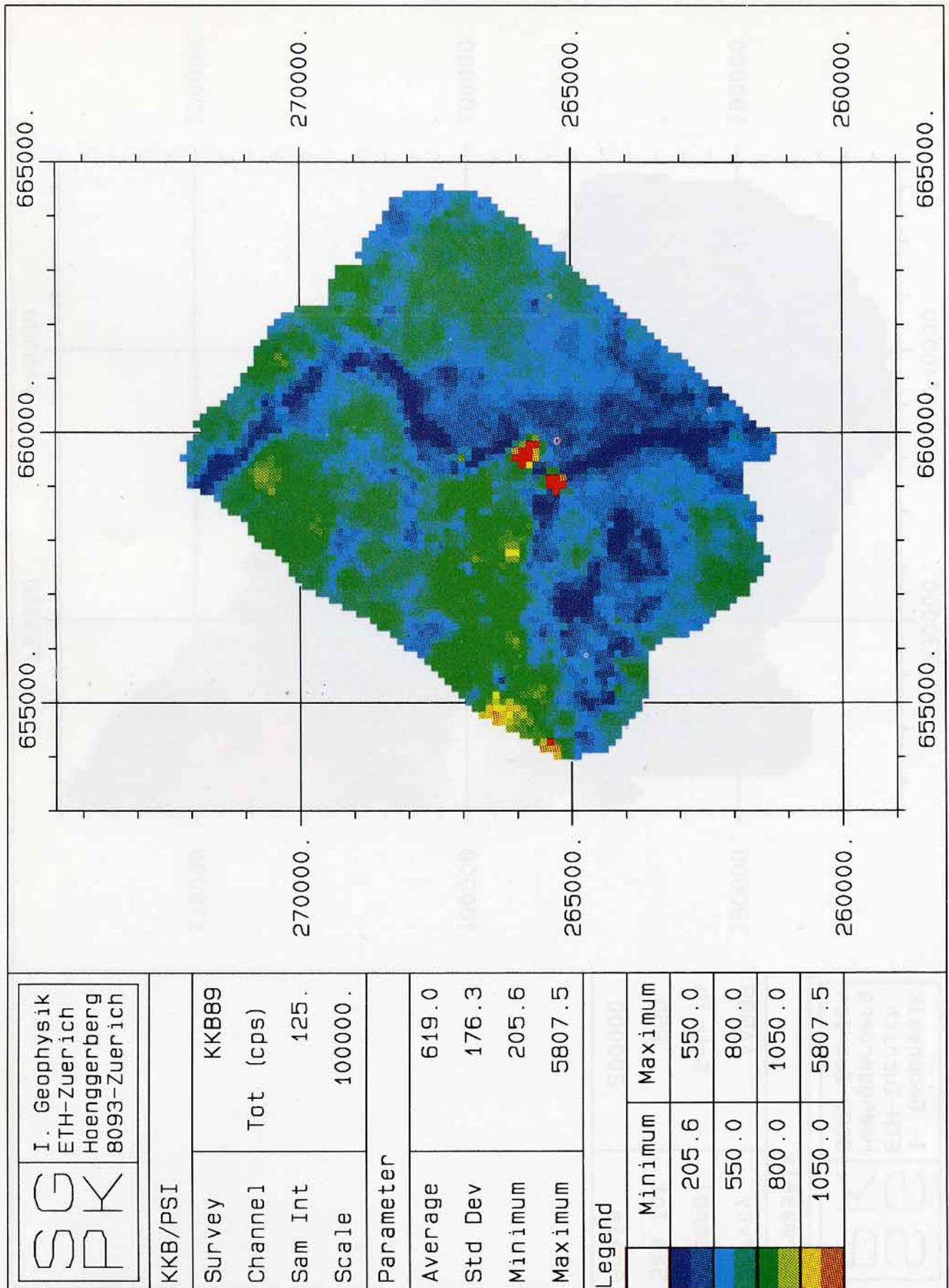
Figur 8.5: Uran-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal



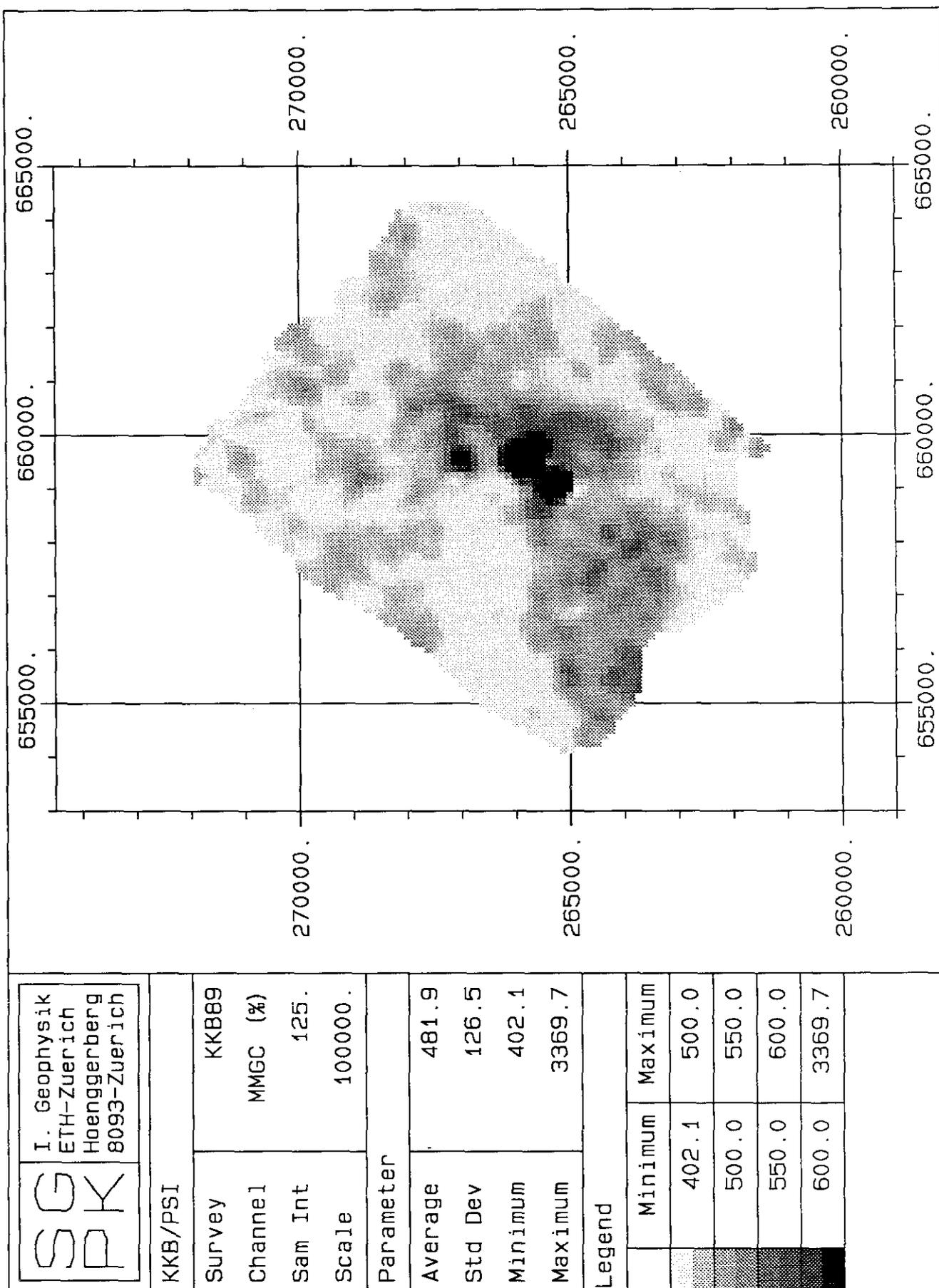
Figur 8.6: Kalium-Total-Verhältnis Flims/Vorderrheintal



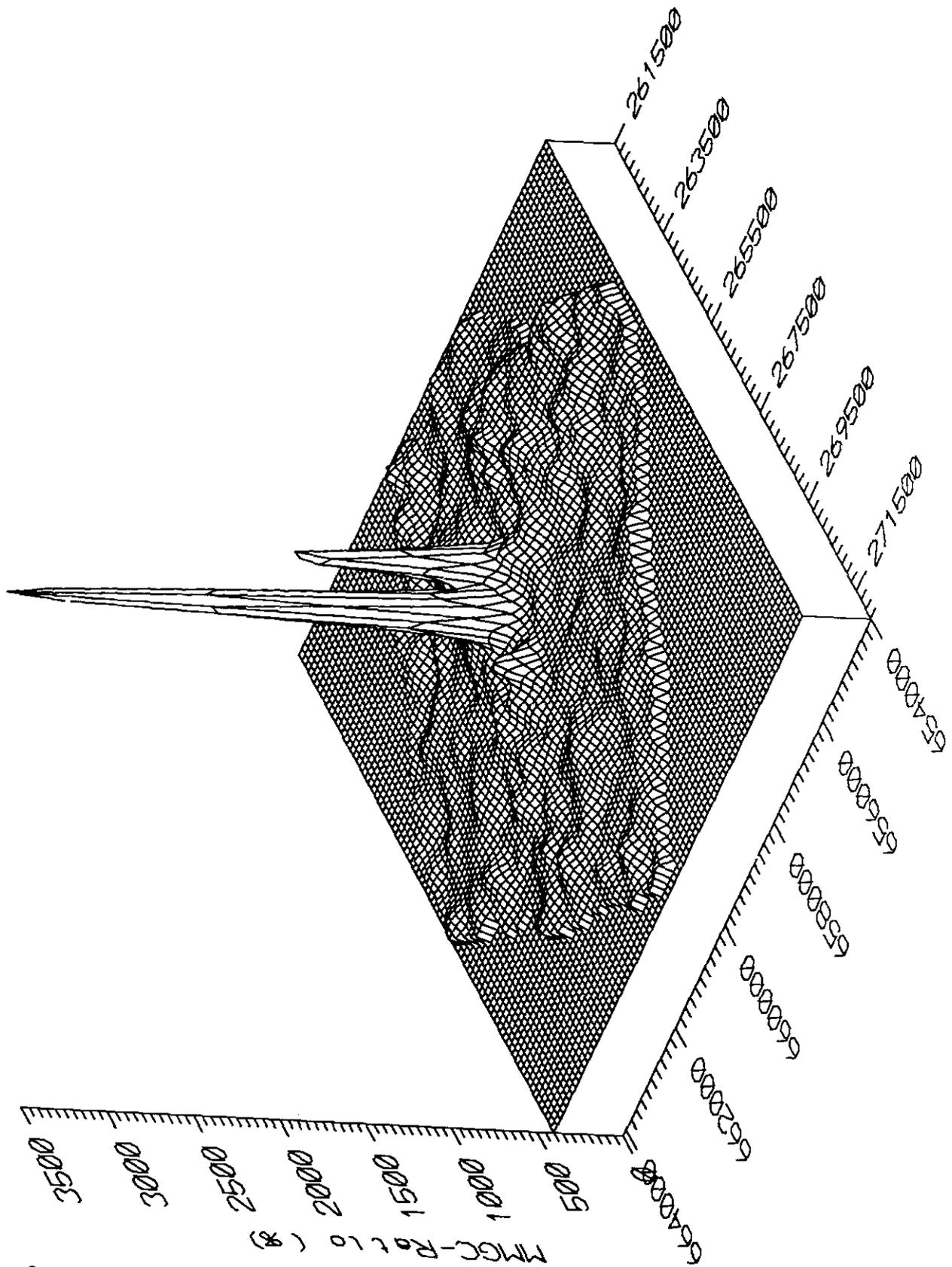
Figur 8.7: Ueberlagerungskarte Flims/Vorderrheintal



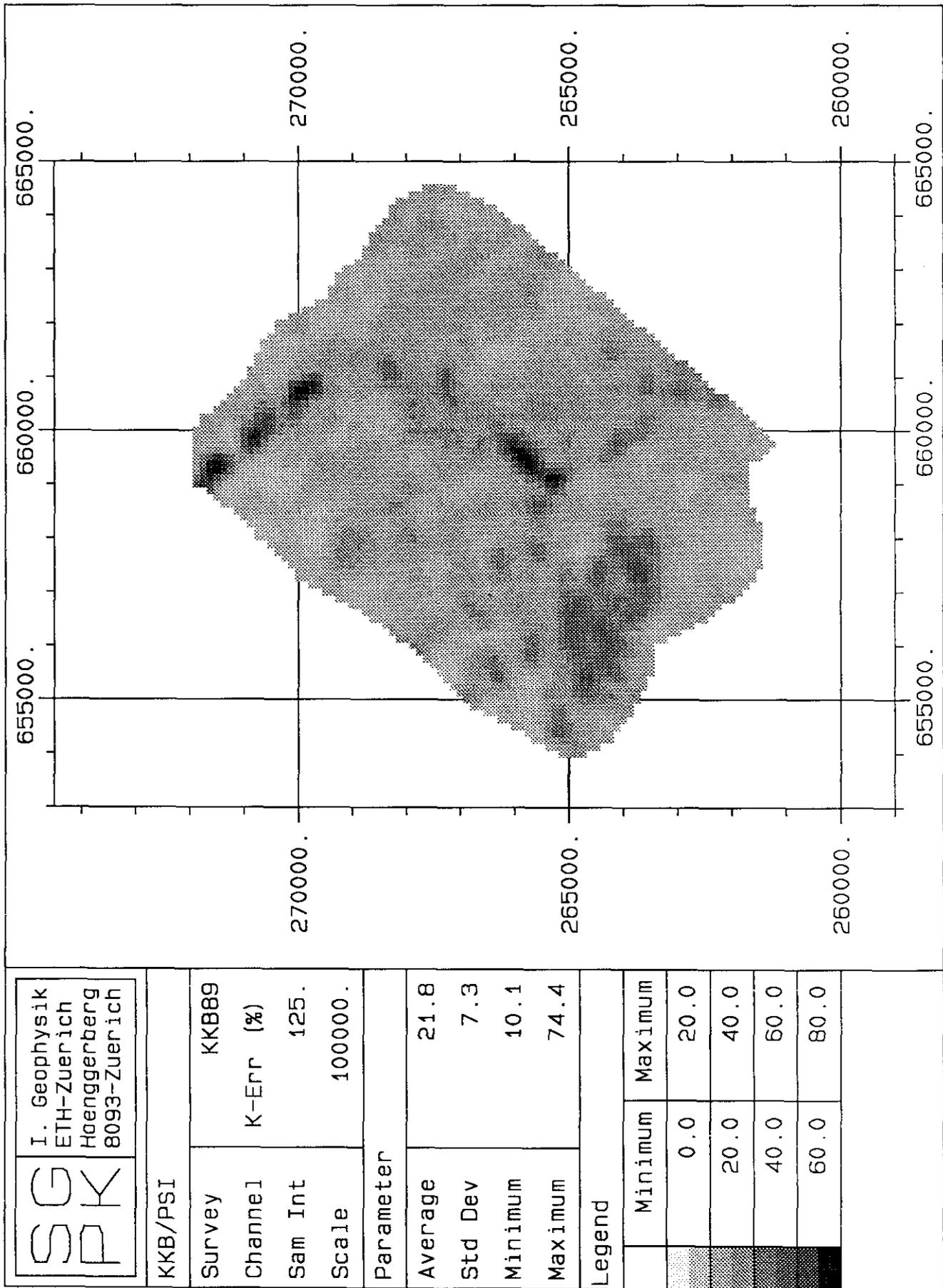
Figur 8.8: Zählrate im Total-Fenster KKB/PSI (cps)



Figur 8.9: MMGC-Verhältnis KKB/PSI



Figur 8.10: 3-D-Darstellung des MMGC-Verhältnisses KKB/PSI



Figur 8.11: Beispiel für eine Fehlerkarte (Kaliumfenster) KKB/PSI

9 SCHLUSSFOLGERUNGEN

9.1 Kalibration

Für die quantitative Auswertung aeroradiometrischer Daten ist eine sorgfältige Eichung des Messgerätes unbedingt erforderlich. Im weiteren müssen die Parameter für die verschiedenen Korrekturen bestimmt werden. Das in dieser Arbeit entwickelte Kalibrationsverfahren lehnt sich sehr eng an die international anerkannten NURE-Richtlinien (National Uranium Resource Evaluation) an (Purvance und Novak, 1983). Jedoch mit einem gewichtigen Unterschied: die Kalibration nach den NURE-Richtlinien erfordert spezielle Kalibrationsplattformen aus Beton mit genau bekannten Uran-, Thorium- und Kaliumgehalten zur Bestimmung der Streufaktoren und der Detektorempfindlichkeit. Weil in Mitteleuropa keine solchen Eicheinrichtungen zur Verfügung stehen, werden Streufaktoren und Detektorempfindlichkeit mittels Punktquellen bestimmt und anschliessend auf rechnerischem Wege für die unterschiedliche Quellgeometrie umgerechnet.

Die nach diesem Verfahren bestimmten Streufaktoren und Detektorempfindlichkeiten weisen nur geringe Unterschiede zu publizierten Werten typengleicher Messsysteme auf (EG&G Geometrics, 1980). Dies lässt den Schluss zu, dass beide Parameter in erster Linie durch die Grösse und Form des Detektors bestimmt werden. Auch der Einfluss des Helikopters ist nur von untergeordneter Bedeutung. Eine Machbarkeitsstudie hat ergeben, dass der Bau von Kalibrationsplattformen etwa 100'000.- Franken kosten würde (Stand 1986). In Anbetracht der geringen Verbesserung bezüglich der Kalibrationsgenauigkeit, die solche Plattformen bringen würden, kann auf den Bau verzichtet werden.

Eine Möglichkeit, das Kalibrationsverfahren zu überprüfen, ergibt sich aus Bodenmessungen. In diesem Zusammenhang wurden erste Bodenmessungen in der Umgebung des Kernkraftwerks Beznau (KKB) bzw. des Paul Scherrer Instituts (PSI) durchgeführt (Leupin, 1990 und Murith et al., 1990). Die eingesetzte Messmethode (in situ Gammasspektrometrie mit Germaniumdetektoren) lässt sich der Radioiso-

topgehalt des Untergrunds relativ genau bestimmen. Die Resultate der Bodenmessungen stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen mit den aeroradiometrischen Messungen überein.

9.2 Topographie

Ein grosser Teil der schweizerischen aeroradiometrischen Untersuchungsgebiete liegt in den Alpen. Die Auswertung solcher im Hochgebirge erfassten Daten stellt besondere Anforderungen an die Auswertungsmethode. Zum einen wird aus flugtechnischen Gründen die Sollflughöhe oft überschritten. Ausserdem werden die Messungen durch die Geometrie des Untergrundes beeinflusst. Dabei stellen die Variationen in der Flughöhe den grössten Störeinfluss dar. Dieser kann jedoch mit der Höhenkorrektur relativ einfach eliminiert werden.

Um den Einfluss der Topographie abzuschätzen, wurde eine Methode entwickelt, die eine zwei- und dreidimensionale Modellierung des Gammafeldes beliebiger Geländeformen erlaubt. Die Modellrechnungen mit echten Geländedaten haben gezeigt, dass die Topographie-Effekte in flachem oder leicht hügeligem Gelände wie beispielsweise im Schweizer Mittelland, vernachlässigt werden können. Der Einfluss der Topographie in solchem Gelände übersteigt kaum 15% der Messwerte und liegt somit noch im selben Bereich wie die Messgenauigkeit.

Modellrechnungen anhand von Geländedaten aus dem Hochgebirge zeigen eine generelle Erhöhung der Zählrate an Berghängen. Der Grund dafür liegt in der Definition der Flughöhe. Sie gibt den vertikalen Abstand zum Boden an, wie er auch vom Radarhöhenmesser bestimmt wird. Der wahre Abstand des Helikopters zu einem geneigten Hang ist jedoch kleiner ($h' = h \cdot \cos \alpha$, α = Hangneigung). In engen Tälern, wie sie in den Schweizer Alpen häufig vorkommen, zeigen die Modellrechnungen um bis zu 100% erhöhte Werte. Die Erhöhung der Zählrate wird durch die Geometrie des Untergrunds verursacht. In einem Tal ist der vom Untergrund abgedeckte Raumwinkel deutlich grösser als über einer Ebene. Dies äussert sich durch eine entsprechend höhere Zählrate. Im Gegensatz dazu wird über Bergspitzen (Raumwinkel $< 2\pi$) eine Erniedrigung des Messwertes um 10% bis 30% beobachtet.

Die Korrektur für die Effekte der Topographie basiert auf der Methode zur Modellierung des Strahlungsfeldes beliebiger Geländeformen. Mit ihrer Hilfe kann der relative Beitrag der Topographie für jeden Messpunkt bestimmt werden. Damit kann die gemessene Strahlungsintensität über einer unregelmässig geformten Oberfläche auf die äquivalente Intensität einer Ebene umgerechnet werden.

Für die Topographiekorrektur werden Geländedaten in digitaler Form benötigt. Leider weisen die bestehenden digitalen Geländemodelle in den Untersuchungsgebieten grosse Lücken auf. Um die Topographiekorrektur trotzdem durchzuführen, wird die Geländeform aus der Barometerhöhe und der Radarhöhe angenähert. Weil für die Korrektur nur die relative Geländeform und nicht die Absoluthöhe benötigt wird, wirken sich Höhenfehler durch Luftdruckschwankungen kaum auf die Resultate aus. Es hat sich gezeigt, dass die Korrektur mit der angenäherten Topographie mindestens so genau, wenn nicht bessere Resultate liefert, als mit den wahren Geländedaten, weil sich im letzteren Fall Fehler bei der Lokalisation der Messpunkte durch eine falsche Topographie-Korrektur bemerkbar machen.

Die Topographie-Korrektur kann zwei- oder dreidimensional erfolgen. Weil die Geländeform direkt unter dem Beobachtungspunkt den grössten Einfluss auf den Messwert hat, sind die Unterschiede zwischen 2D- und 3D-Korrektur sehr gering, so dass für praktische Anwendungen die schnellere zweidimensionale Topographie-Korrektur ausreicht.

9.3 Fehler und Nachweisgrenze

Mit Aeroradiometrie kann der Strahlungspegel grosser Gebiete schnell und kostengünstig erfasst werden. Die quantitativen Resultate sind jedoch mit grossen Fehlern behaftet. Der Gesamtfehler aeroradiometrischer Messungen setzt sich aus einer Vielzahl von Quellen zusammen. Die Werte radiometrischer Einzelmessungen sind poissonverteilt. Der Fehler der Messwerte ist, auch bei Messungen mit einem perfekten Messgerät, gleich der Wurzel des Messwertes. Hinzu kommen systematische Fehler sowie die Fehler, die durch die Korrekturen eingeführt werden.

Der absolute Fehler aerogammaspektrometrischer Messungen lässt sich wegen der Vielzahl von Störeinflüssen nicht genau bestimmen. Die Messungen in der Umgebung der Kernanlagen erlauben jedoch eine erste Abschätzung der Reproduzierbarkeit aeroradiometrischer Daten. Der Vergleich der Resultate von 1989 und 1990 zeigt, dass die relative Aktivitätsverteilung in jedem Fenster gut reproduzierbar ist. Die Resultate weisen jedoch einen über das ganze Messgebiet in etwa konstante Abweichung auf. Die Abweichung in Fenstern mit hohen Zählraten (Total, MMGC1 und MMGC2) beträgt je nach Messgebiet zwischen 5% und 20%. Die Fenster mit tiefen Netto-Zählraten und grossen Korrekturen (vor allem Kobalt- und Cäsiumfenster) sind mit grösseren Unsicherheiten (bis zu 50%) behaftet. Bei den Messkampagnen zur Erfassung der natürlichen Radioaktivität muss mit Ungenauigkeiten von 20% im Kalium- und Thoriumfenster und bis zu 30% im Uranfenster gerechnet werden.

Ein Grund für diese Abweichungen könnte in der von Jahr zu Jahr unterschiedlichen Bodenfeuchtigkeit zur Zeit der Ueberflüge liegen. Das zusätzliche Wasser vergrössert die Dichte des Bodens und damit die Selbstabsorption. Nach Kogan et al. (1969) können die Messwerte durch die Bodenfeuchtigkeit um 5% bis 10% vermindert werden. Dieser Effekt ist besonders störend, weil die Bodenfeuchtigkeit zeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Weitere Fehlerquellen sind Fluktuationen im Radongehalt der Atmosphäre, unvollständige Korrekturen sowie systematische Messfehler (Energiekalibration, Drift).

Mit Hilfe der Verhältnisbildung können diese Effekte beträchtlich reduziert werden, weil das Verhältnis zweier Energiefenster durch einen zusätzlichen Absorber weniger stark beeinflusst wird als die einzelnen Fensterwerte. Die jährlichen Abweichungen der Verhältnisdaten sind in allen Messgebieten im Mittel kleiner als 5%. Für die Kartierung der künstlichen Radioaktivität hat sich besonders der sogenannte MMGC-Ratio (Man Made Gross Count Ratio) bewährt (Hoover, 1988). Für die Darstellung der natürlichen Radioaktivität hingegen sind Verhältniskarten etwas weniger gut geeignet. Wegen der ausgeprägten Korrelation des Kalium-, Uran- und Thoriumgehalts in verschiedenen lithologischen Einheiten werden durch die Verhältnisbildung nicht nur die Störeffekte unterdrückt, sondern gleichzeitig der Kontrast der Karte vermindert.

Bei der Konversion der aus der Luft registrierten Zählrate in die entsprechende Bodenaktivität muss mit zusätzlichen Störeffekten gerechnet werden. Ueber Wald wird, bedingt durch die zusätzliche Absorption der Bäume, eine um 10% bis 30% geringere Zählrate gemessen als über waldlosen Gebieten mit vergleichbarer Bodenaktivität.

Durch Wahl einer tieferen Flughöhe kann eine höhere Zählrate und damit ein kleinerer relativer Fehler erzielt werden. Aus Sicherheitsgründen kann die Flughöhe jedoch nicht beliebig tief angesetzt werden. Die minimale Flughöhe beträgt je nach Topographie und Art der Lufthindernisse zwischen 60 m und 120 m. Dadurch wird sowohl die erreichbare Nachweisgrenze als auch das räumliche Auflösungsvermögen aeroradiometrischer Messungen limitiert.

Die Suche nach verlorenen radioaktiven Quellen stellt ein wichtiges Einsatzgebiet der Aeroradiometrie dar. Die Nachweisgrenze für solche Quellen wurde mit Modellrechnungen bestimmt. Dabei hat sich gezeigt, dass bei einem Fluglinienabstand von 250 m und Flughöhen zwischen 60 m und 120 m Punktquellen mit Aktivitäten zwischen 1.3 GBq und 2 GBq (33 mCi bis 55 mCi) detektiert werden können. Sowohl Flughöhe als auch Fluglinienabstand können unter realistischen Bedingungen kaum unterschritten werden. Die oben genannten Aktivitätswerte stellen somit die Nachweisgrenze für Punktquellen mit unserer Apparatur dar. Testflüge lieferten ähnliche Resultate. Die Genauigkeit in der Lokalisierung beträgt rund 80 m. Der Einfluss der Fluggeschwindigkeit ist bei helikoptergestützten Messkampagnen relativ gering.

Ein Gamma-Detektor hat keinen festen Oeffnungswinkel, da er Strahlung aus allen Richtungen registrieren kann. Deshalb kann auch das räumliche Auflösungsvermögen aeroradiometrischer Messungen nicht genau angegeben werden. Statt mit dem Auflösungsvermögen wird in der Aeroradiometrie meist mit dem Einflussbereich einer Messung gearbeitet. Mit Einflussbereich wird das Gebiet unterhalb des Detektors bezeichnet, aus dem ein vorgegebener hoher Prozentsatz (meist 75%) der Gesamtstrahlung stammt. Der 75%-Einflussbereich entspricht ungefähr der Fläche der kleinsten auflösbaren Struktur (Pitkin und Duval, 1980) und weist bei den Messungen zur aeroradiometrischen Landesaufnahme der Schweiz einen Radius von 250 m auf. Damit können diese Daten für die geologische Uebersichtskartierung im Massstab 1:200'000 herangezogen werden.

Die Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen haben gezeigt, dass die künstliche Strahlung in den Arealen aller Kernanlagen (auch im Stillstand), mit Ausnahme des Kernkraftwerks Gösgen, aeroradiometrisch nachgewiesen werden kann.

9.4 Ausblick

Aeroradiometrische Karten lassen sich in vieler Hinsicht sehr gut mit Satellitenbildern vergleichen. So weisen sie ein ähnliches räumliches Auflösungsvermögen und eine vergleichbare Anzahl Kanäle (Energiefenster) auf. Für die Auswertung von Satellitenbildern werden heutzutage meist digitale Bildverarbeitungsmethoden eingesetzt. Die Anwendung dieser Methoden auf aeroradiometrische Daten verspricht einige Verbesserungen.

Mit modernen Bildverarbeitungssystemen können bis zu drei Kanäle gleichzeitig dargestellt werden. Dazu wird jedem Kanal eine der drei Grundfarben (rot, grün, blau) zugeordnet. Im resultierenden Falschfarbenbild lassen sich lithologische Einheiten viel besser ausscheiden (Duval, 1983).

Die Hauptkomponententransformation ist eine Standardmethode, die zur Datenreduktion eingesetzt wird. Sind die einzelnen Kanäle gut korreliert, so beinhalten sie redundante Information. Im zweidimensionalen Fall besteht die Hauptkomponententransformation in der Drehung der Koordinatenachsen der Kanäle, und zwar so, dass die erste Achse in Richtung der maximalen Streuung der Daten liegt und die zweite senkrecht dazu. Bei stark korrelierten Kanälen liefert die erste Hauptachse ein ähnliches Bild wie die Originaldaten. Das Bild der zweiten Hauptachse entspricht in etwa dem Verhältnisbild. Mit der Hauptkomponententransformation kann die Information von mehreren Kanälen zusammengefasst werden. Im Gegensatz zur Verhältnisbildung, die nur auf zwei Kanäle angewendet werden kann.

Numerische Klassifikationsverfahren ermöglichen eine automatische oder zumindest teilautomatische Interpretation von Bildern. Der einfachste Fall eines solchen Klassifikationsverfahrens ist die Ausscheidung aller Werte, die in einem gewissen Wertebereich liegen. Analoge Methoden lassen sich auch auf Mehrk-

analbilder anwenden, wobei eine Vielzahl verschiedener Algorithmen zur Verfügung steht (Haberäcker, 1985). Numerische Klassifikationsverfahren wurden bereits verschiedentlich zur geologischen Kartierung anhand aeroradiometrischer Daten eingesetzt (z.B. Pires und Harthill, 1989) und waren meist erfolgversprechend.

Der grösste Schwachpunkt bei Notfalleinsätzen ist heute die Positionsbestimmung. Die Lokalisation der Messpunkte erfolgt momentan durch Vergleich der Photos der Flugwegkamera mit der topographischen Karte (1:25'000). Anhand markanter Objekte wie Häuser, Bäche, Wege usw. lässt sich die Position mit rund 50 m Genauigkeit bestimmen. Der identifizierte Punkt wird zusammen mit der Laufnummer auf der Karte eingezeichnet. Die genauen Flugwege stehen erst nach der Auswertung der Aufnahmen der Flugwegkamera zur Verfügung. Für die Flugwegrekonstruktion der Messungen in der Umgebung der Kernanlagen werden beispielsweise etwa drei Wochen benötigt.

Bei Notfalleinsätzen jedoch müssen die Karten sehr viel früher zur Verfügung stehen. Bis anhin wurde für Schnell-Auswertungen mit den Anfangs- und Endpunkten der Fluglinien gearbeitet. Ihre Position wird bereits während des Fluges auf der Flugkarte markiert. Damit lässt sich in erster Näherung die Position der Messpunkte festlegen. Mit einem satellitengestützten Positionierungssystem (Global Positioning System, GPS) stehen die genauen Positionsdaten (mit einer Genauigkeit von +/-20 m) sofort zur Verfügung, was eine erhebliche Beschleunigung und Verbesserung der Auswertung ermöglichen wird.

Auf aeroradiometrischen Karten zeichnet sich Wald wegen der zusätzlichen Absorption der Bodenstrahlung durch die Bäume als scheinbar niedrig aktive Fläche ab. Durch Verhältnissbildung kann der Einfluss des Waldes zwar deutlich vermindert werden, doch wird dadurch auch der Kontrast der Karten, vor allem der natürlichen Radioaktivität reduziert. Es drängt sich deshalb in der Folge eine spezielle Waldkorrektur auf. Sämtliche relevanten Walddaten wurden für das Landesforstinventar erhoben und stehen für das Gebiet der Schweiz in digitaler Form zur Verfügung (EAFV, 1988).

Bei den Messungen von 1989 und 1990 ist zeitweise einer der vier Detektor-Kristalle ausgefallen. Solche Fehler sind nicht einfach zu erkennen, da sie sich im Spektrum nicht bemerkbar machen. Ein weiteres Problem ist das asynchrone Driften der Photomultiplier. Weil die Signale der einzelnen Detektoren nur summiert aufge-

zeichnet werden können, bewirkt die Drift eine Verschlechterung des Energie-Auflösungsvermögens. In Anbetracht des "hohen" Alters der Messapparatur (Baujahr 1980) drängt sich eine grundlegende Erneuerung der Messapparatur auf. Dabei wird angestrebt, die einzelnen Detektor-Signale getrennt aufzuzeichnen. So könnten Detektor-Ausfälle sofort erkannt werden. Ausserdem kann damit die Energieeichung stark vereinfacht werden, da sich eine ungenaue Kalibration (und auch Drift) nicht mehr auf das Energie-Auflösungsvermögen auswirkt. Als Registerereinheit wird ein PC basiertes System vorgeschlagen. Damit liesse sich auch das störungsanfällige und veraltete Magnetbandgerät (800 Bpi) ersetzen, dessen Bänder in naher Zukunft nicht mehr gelesen werden können.

10 LITERATURVERZEICHNIS

- ABRAMOWITZ, M., STEGUN, I.A., 1972: Handbook of mathematical functions. Dover Publications Inc., New York.
- ADAMS, J.A.S., ET AL., 1972: Cosmic Radiation; in The natural radiation environment II, Part 1. Proc. of the second international symposium on the natural radiation environment, Houston (Texas), Vol.1; P.1-91.
- ADAMS, J.A.S., GASPARINI, P., 1970: Gamma-Ray Spectrometry of Rocks. Elsevier Publishing Company, Amsterdam/London/New York.
- BRISTOW, Q., 1978: The application of airborne gamma-ray spectrometry in the search for radioactive debris from the Russian satellite Cosmos 954 (Operation "Morning Light"); in Current Research, Part B. Geol. Surv. Can. Paper 78-1B; P.151-162.
- BRONSTEIN, I.N., SEMENDJAJEW, K.A., 1978: Taschenbuch der Mathematik (20. Auflage). Verlag Harry Deutsch, Thun/Frankfurt.
- DARNLEY, A.G., GRASTY, R.L., 1970: Mapping from the air by gamma-ray spectrometry. Proc. 3rd International Geochemical Symposium Toronto (Can), Can. Inst. Min. Metall. Special Vol.11; P.485-500.
- DURRANCE, E.M., 1986: Radioactivity in geology: principles and applications. Ellis Horwood Ltd., Chichester (England).
- DUVAL, J.S., 1983: Composite color images of aerial gamma-ray spectrometric data. Geophysics, Vol.48, No.6; P.722-735.
- EAFV, 1988: Schweizerisches Landesforstinventar; Ergebnisse der Erstaufnahme 1982-1986. Berichte der Eidgenössischen Anstalt für das forstliche Versuchswesen (EAFV), Birmensdorf.

- EG&G GEOMETRICS, 1980: Aerial gamma ray and magnetic survey Montrose detail projects Colorado: Final report. EG&G Geometrics, Sunnyvale (California).
- EG&G GEOMETRICS, 1985: Operating and Maintenance Manual for Models GR-800, GR-900, G-714 and DET-1024. EG&G Geometrics, Sunnyvale (California).
- GESELL, T.F., 1983: Background atmospheric Rn²²² concentrations. Health Physics, 45/2; P.289-302.
- GRASTY, R.L., 1975: Uranium measurements by airborne gamma-ray spectrometry. Geophysics, Vol.40, No.3; P.503-519.
- GRASTY, R.L., GLYNN, J.E., GRANT, J.A., 1985: The analysis of multichannel airborne gamma-ray spectra. Geophysics, Vol.50, No.12; P.2611-2620.
- GRASTY, R.L., KOSANKE, K.L., FOOTE, R.S., 1979: Fields of view of airborne gamma-ray detectors. Geophysics, Vol.44, No.8; P.1447-1457.
- GREEN, A.A., 1987: Leveling airborne gamma-radiation data using between-channel correlation information. Geophysics, Vol.52, No.11; P.1557-1562.
- HABERAECKER, P., 1985: Digitale Bildverarbeitung, Grundlagen und Anwendungen. Hanser Studienbücher, München/Wien.
- HALM, E., HERBST, W., MASTROCOLA, A., 1962: Messung des natürlichen Strahlenpegels in der Schweiz. Bulletin des Eidg. Gesundheitsamtes, Beil.B Nr.6/1962; P.133-167.
- HOOVER, R.A., 1988: An aerial radiological survey of the River Bend Station and surrounding area. National Technical Information Service, U.S. Department of Commerce, Springfield (Virginia).
- IAEA, 1974: Recommended Instrumentation for Uranium and Thorium Exploration. IAEA Vienna, Technical Reports Series, No.158.

- IAEA, 1979: Gamma-Ray Surveys in Uranium Exploration. IAEA Vienna, Technical Reports Series, No.186.
- KILLEEN, P.G., 1979: Gamma ray spectrometric methods in uranium exploration - application and interpretation; in Geophysics and Geochemistry in the Search for Metallic Ores. Geol. Surv. of Canada, Economic Geology Report 31; P.163-229.
- KOGAN, R.M., NAZAROV, I.M., FRIDMAN, S.D., 1969: Gamma Spectrometry of Natural Environments and Formations, Atomizdat, Moskau.(Englische Uebersetzung: Israel Program for Scientific Translations Ltd., Jerusalem, 1971, Microfiche-TT-70-50092).
- KUER, 1988: 29. Bericht der Eidgenössischen Kommission zur Ueberwachung der Radioaktivität für die Jahre 1985 und 1986 zuhanden des Bundesrates. Eidgenössische Drucksachen- und Materialzentrale, 3000 Bern.
- LEUPIN, A., 1990: Vergleich aeroradiometrischer Messungen in der Umgebung von KKB/PSI mit In-Situ-Gamma-Spektrometrie-Messungen am Boden. Interner HSK-Bericht. Bundesamt für Energiewirtschaft.
- LØVBORG, L., BØTTER-JENSEN, L., CHRISTIANSEN, ET AL., 1975: Gamma-ray measurements in an area of high natural radioactivity. Proc. of the third international symposium on the natural radiation environment, Houston (Texas). CONF-780422, US DOE Technique Information Center.
- MATHIS, G.L., 1987: Smoothing spectral gamma logs: A simple but effective technique. Geophysics, Vol.52, No.3; P.363-367.
- MURITH, C., VOELKLE, H.R., SURBECK, H., PILLER, G., BAERISWIL, L., BEURET, P., FERRERI, G., GOBET, M., GURTNER, A., RIBODRY, L., 1990: Mesures in situ - mesures aéroradiométrie dans le voisinage du PSI. Interner SUEr-Bericht. Bundesamt für Gesundheitswesen; Abteilung Strahlenschutz

PIRES A.C.B., HARTHILL, N., 1989: Statistical analysis of airborne gamma-ray data for geologic mapping purposes: Crixas-Itapaci area, Goias, Brazil. *Geophysics*, Vol.54, No.10; P.1326-1332.

PITKIN, J.A., DUVAL, J.S., 1980: Design parameters for aerial gamma-ray surveys. *Geophysics*, Vol.45, No.9; P.1427-1439.

PRESS, W.H., FLANNERY, B.P., TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, V.T., 1986: *Numerical Recipes; The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge (England).

PURVANCE, D., NOVAK, E., 1983: General procedure for calibration and reduction of aerial gamma-ray measurements: Specification BFEC 1250-B. U.S. Department of Energy, Rep. GJBX-16(83) DE84004974.

RAKOW, A., 1962: *Tabelle zur Identifizierung unbekannter Gammaskpektren*. Verlag Karl Thieming KG, München.

RYBACH, L., LABHART, T.P., 1973: Regelmässigkeiten der Radioaktivitätsverteilung in granitischen Gesteinskörpern (Beispiele aus den Schweizer Alpen). *Schweizerische Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*, Band 53; P.379-385.

SAUNDERS, D.F., TERRY, S.A., THOMPSON, C.K., 1987: Test of National Uranium Resource Evaluation gamma-ray spectral data in petroleum reconnaissance. *Geophysics*, Vol.52, No.11; P.1547-1556.

SCHINDLER, M.P., 1987: *Ein Verfahren zur kartographischen Darstellung von aeroradiometrischen Messungen*. Diplomarbeit, Institut für Geophysik ETHZ, Zürich.

SCHWARZ, G.F., 1990: *GAMERO: Ein integriertes Programmpaket zur Auswertung aeroradiometrischer Daten*. Interner Bericht, Institut für Geophysik ETHZ, Zürich.

- SCHWARZ, G.F., KLINGELE, E.K., RYBACH, L., 1989: Aeroradiometrische Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen; Bericht zuhanden der Hauptabteilung für die Sicherheit der Kernanlagen. Interner Bericht, Institut für Geophysik ETHZ, Zürich.
- SCHWARZ, G.F., KLINGELE, E.K., RYBACH, L., 1990: Aeroradiometrische Messungen in der Umgebung der schweizerischen Kernanlagen; Bericht zuhanden der Hauptabteilung für die Sicherheit der Kernanlagen. Interner Bericht, Institut für Geophysik ETHZ, Zürich.
- UMWELTBUNDESAMT, 1986: Tschernobyl und die Folgen für Oesterreich, Vorläufiger Bericht. Umweltbundesamt, Biberstrasse 111, A-1010 Wien.
- WARD, D.L., 1978: Construction of calibration pads facility Walker Field, Grand Junction, Colorado. Energy Res. Dev. Agency, Rep. GBJX-37(78).
- WARD, S.H., 1981: Gamma-Ray Spectrometry in Geologic Mapping and Uranium Exploration. Economic Geology, 75th Anniversary Volume; P.840-849.
- WINKELMANN, I., ENDRULAT, H.S., GESEWSKY, P., SCHUHBECK, S., SCHWEIGER, M. THOMAS, M., 1989: Erprobung von Messsystemen zum Auffinden radioaktiver Quellen; Dokumentation der Messflüge im September 1988. Schriftenreihe Reaktorsicherheit und Strahlenschutz, Der Bundesminister für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (Deutschland).

**Beiträge zur Geologie der Schweiz
Matériaux pour la Géologie de la Suisse
Contributions to Geology of Switzerland**

Geophysik — Géophysique — Geophysics

No.		Fr.
1	H. Röthlisberger. Zur seismischen und petrographischen Charakterisierung einiger Molassegesteine, einschliesslich der Beschreibung von Methoden der Korngrössenbestimmung in festmaterial. 91 Seiten, 31 Figuren. 1957.....	14.-
2	O. Friedenreich. Eine grossräumige Widerstandskartierung nordwestlich von Zürich und ihre geologische Deutung. 47 Seiten, 22 Textfiguren, 9 Karten. 1959.....	20.-
3	F. Gassmann. Schweremessungen in der Umgebung von Zürich. 70 Seiten, 24 Textfiguren, 2 Tafeln. 1962.....	24.-
4	E. Poldini. Les Anomalies gravifiques du canton de Genève. Avec 63 pages, 25 figures et 3 planches. 1963.....	24.-
5	L. Rybach. Refraktionsseismische Untersuchungen im Raum Aare-, Limmat- und Surbtal. 49 Seiten, 42 Figuren. 1962.....	14.-
6	O. Gonet. Etude gravimétrique de la plaine du Rhône. Région Saint-Maurice—Lac Léman. 50 pages, 30 figures, 2 planches. 1965.....	14.-
7	C. Meyer de Stadelhofen. Carte des résistivités de la plaine du Rhône. 8 pages, 2 figures, 2 planches. 1966.....	8.-
8	O. Gonet. Etude gravimétrique du lac Léman à bord du mésoscaphe <i>Auguste Picard</i> . 50 pages, 8 figures, 1 planche. 1969.....	8.-
9	J.-J. Wagner. Elaboration d'une carte d'anomalie de Bouguer. Etude de la vallée du Rhône de Saint-Maurice à Saxon (Suisse). 91 pages, 32 figures, 2 planches. 1970.....	22.-
10	H. Lazreg. Etude géophysique, géologique et hydrogéologique de la région de Concise à Pompaples (pied du Jura vaudois). 51 pages, 16 figures, 2 planches. 1971.....	22.-
11	M. Petch. Contribution à l'étude hydrogéologique de la plaine de l'Orbe. 95 pages, 23 figures, 15 planches. 1970.....	22.-
12	P.-A. Gilliland. Etude géoélectrique du Klettgau (Suisse), canton de Schaffhouse. 85 pages, 47 figures, 10 annexes, 5 planches. 1970.....	22.-
13	P. Corniche. Application des méthodes géophysiques à la recherche hydrogéologique. 65 pages, 25 figures. 1973.....	22.-
14	F. Heller. Magnetische und petrographische Eigenschaften der granitischen Gesteine des Albigniagebiets (Nördliches Bergeller Massiv). 66 Seiten, 24 Textfiguren. 1972.....	22.-
15	E. Klingelé. Contribution à l'étude gravimétrique de la Suisse romande et des régions avoisinantes. 94 pages, 6 figures, 35 planches. 1972.....	22.-
16	W. Sigrüst. Contribution à l'étude géophysique des fonds du lac Léman. 56 pages, 28 figures, 1 planche. 1974.....	22.-
17	R. Olivier. Elaboration d'un système de traitement gravimétrique géré par l'ordinateur. Etude gravimétrique du plateau romand de Versoix (GE) à Concise (VD). 56 pages, 21 figures, 10 planches. 1974.....	22.-
18	H. Buchli, R. Paquin, A. Donzé. Etude géoélectrique et gravimétrique du Chablais entre Asnières et Evian. 170 pages, 81 figures, 4 planches. 1976.....	32.-
19	G. Fischer, P.-A. Schnegg, J. Seslano. A new geomagnetic survey of Switzerland. 44 pages, 15 figures, 8 tables, 10 cartes. 1979.....	28.-
20	E. Klingelé, R. Olivier. La nouvelle carte gravimétrique de la Suisse (Anomalies de Bouguer). 96 pages, 9 figures, 4 tables, 1 carte. 1980.....	28.-
21	J.-J. Wagner, St. Müller. Geomagnetic and gravimetric studies of the Ivrea zone. 64 pages, 44 figures. 1984.....	32.-
22	Ph. Bodmer, L. Rybach. Geothermal map of Switzerland (Heat flow density). 48 pages, 21 figures, 6 tables. 1984.....	36.-