Nationale Genossenschaft
für die Lagerung
radioaktiver Abfälle

Société coopérative nationale
pour l'entreposage
de déchets radioactifs

Società cooperativa nazionale
per l'immagazzinamento di
scorie radioattive

NAGRA

TECHNISCHER BERICHT 80-05

Radionuklidtransport von Zerfallsketten durch heterogene geologische Medien

J. Hadermann
J. Patry

Juni 1980

EIR Würenlingen

Geschäftsstelle Parkstrasse 23 CH–5401 Baden Telephon 056/22 01 82

Nationale Genossenschaft
für die Lagerung
radioaktiver Abfälle

Société coopérative nationale
pour l'entreposage
de déchets radioactifs

Società cooperativa nazionale
per l'immagazzinamento di
scorie radioattive

NAGRA

TECHNISCHER BERICHT 80-05

Radionuklidtransport von Zerfallsketten durch heterogene geologische Medien

J. Hadermann
J. Patry

Juni 1980

EIR Würenlingen

Geschäftsstelle Parkstrasse 23 CH–5401 Baden Telephon 056/22 01 82

Vorwort

Im Rahmen des Projektes Entsorgung werden im EIR Arbeiten zur Analyse der Ausbreitung radioaktiver Isotope aus einem Endlager durchgeführt. Ein Teilbereich wird in Zusammenarbeit und mit finanzieller Unterstützung der NAGRA untersucht. Dies trifft insbesondere auf die Arbeiten über Geosphärentransport zu. Der konvektive Transport von Radionukliden im tiefen Grundwasser wird durch komplexe Phänomene wie Sorption und Dispersion beeinflusst, die relevanten Daten sind noch wenig bekannt. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich halbanalytische Modelle zur Beschreibung des Radionuklidtransports heranzuziehen. Der vorliegende Bericht ist das Resultat eines NAGRA-Auftrages zur Beschreibung des eindimensionalen Transports von Radionuklidketten in heterogenen geologischen Schichtsystemen unter Berücksichtigung von Sorption und longitudinaler Dispersion. Der Einfluss der transversalen Dispersion wird für spezielle Quellrandbedingungen im quasistationären Fall in einer parallel dazu entstandenen Arbeit (Ref. 36) untersucht. Beide Arbeiten erscheinen gleichzeitig als EIR-Bericht und als Technischer Bericht der NAGRA.

Inhaltsverzeichnis:

Seite:

Zusammenfassung / Abstract 1

1. Einleitung 2

2. Begründung eines semianalytischen Modells für den Radionuklidtransport 4

2.1 Zur Trennung Hydrologie / Nuklidtransport 4

2.1.1 Die Hydrologie 6

2.1.2 Der Transport 7

2.1.3 Schlussfolgerung 7

2.2 Zur semianalytischen Behandlung des RNT 8

3. Das Radionuklidtransportmodell 10

3.1 Begrenzung des Modells 10

3.2 Lösung des Differentialgleichungssystems 15

3.3 Diskussion der Lösungen 19

4. Das Rechenprogramm RANCH 22

4.1 Die Programmteile 22

4.2 Das Testen von RANCH 24

4.3 Spezielle Bemerkungen 26

4.4 Schlussfolgerungen 27

5. Numerisches Beispiel 28

Verdankungen 31

Referenzen 32

Figuren 37

Tabellen 45

Anhang 48

Zusammenfassung

Ein eindimensionales Modell für Transport von Nuklidketten in Grundwasser unter Berücksichtigung von Sorption, Dispersion und beliebigen Lagerrandbedingungen wird entwickelt. Für stückweise konstante Parameter kann eine semianalytische Lösung der Transportgleichung hingeschrieben werden, falls an den Schichtgrenzen die Massenerhaltung exakt und die Flusserhaltung approximativ berücksichtigt wird. Die semianalytische Lösung besteht aus einer Superposition einfach interpretierbarer Terme. Sie ist invariant unter Schichtpermutation und gewissen Variablentransportformationen. Zur numerischen Berechnung wurde das Rechenprogramm RANCH entwickelt. Seine Struktur und die Erfahrung mit seiner Anwendung werden diskutiert. Eine Dreischichtrechnung des Transports einer viergliedrigen Kette dient als numerisches Beispiel und wird ausführlich dokumentiert.

Abstract

A onedimensional radionuclide chain transport model is developed taking into account sorption, dispersion and arbitrary repository concentrations. For piecewise constant parameters a semianalytical solution can be written down when mass conservation is considered rigorously and flux conservation to a good approximation at the layer boundaries. The solution consists of a superposition of terms which are easily interpreted and is invariant under layer permutation and parameter scaling. A corresponding computer code RANCH has been developed. It's structure and some experience in numerical calculations are discussed. As an example the results of a three layer, four chain members calculation are given.

1. Einleitung

Es ist geplant, radioaktive Abfälle in tiefliegende geologische Formationen zu verbringen mit dem Ziel, eine unzumutbare Gefährdung von Mensch und Umwelt jederzeit auszuschliessen. Allgemein wird ein Auslaugen der verfestigten Abfälle und Transport durch Grundwasser als das kritische Ereignis für eine Rückkehr der Radionuklide an die Biosphäre angesehen[1]. Das geologische Medium wirkt dabei als Barriere, die den Transport der Radionuklide verzögert und sie dispergiert. Infolgedessen kommt der Beschreibung des Radionuklidtransports (RNT) in der Sicherheitsanalyse von Endlagern eine entscheidende Bedeutung zu.

In der Literatur existieren* verschiedene Modelle und zugehörige Computerprogramme zur Beschreibung des RNT. Generell können voll numerische und analytische Methoden unterschieden werden. In der ersten Kategorie gibt es Modelle die das gekoppelte Hydrologie/RNT Problem betrachten (siehe z.B. Ref. 3) und solche, die nur den eigentlichen RNT behandeln (z.B. Ref. 4). Einfache analytische Modelle (als erstes Ref. 5) haben eine weite Verbreitung gefunden. In der vorliegenden Arbeit wird ein semianalytisches Modell dargestellt, das die Beschreibung des eindimensionalen RNT von maximal vier Gliedern einer radioaktiven Zerfallskette erlaubt. Es stellt eine natürliche Erweiterung des in Ref. 6 entwickelten RNT-Modells für Spaltprodukte dar. Dabei können die Lagerkonzentrationen beliebig vorgegeben werden und die relevanten Parameter brauchen längs des betrachteten Migrationswegs nur stückweise konstant zu sein. Besonders diese beiden Erweiterungen existierender Modelle erscheinen uns wichtig zu sein in Anbetracht der Möglichkeit komplexer geologischer/geochemischer Situationen.

---

* Für eine Uebersicht siehe Ref. 2.

In Kapitel 2 wird die vorgenommenen Trennung der hydrologischen Beschreibung und des RNT ausführlich begründet. Im weiteren werden die Gründe, die zur Entwicklung eines semianalytischen Modells geführt haben dargestellt. In Kapitel 3 wird das semianalytische RNT-Modell dargestellt und insbesondere auf seine Möglichkeiten und Begrenzungen eingegangen. Kapitel 4 gibt eine Beschreibung des Rechenprogramms RANCH. Dabei wurde dem Testen der Numerik spezielles Gewicht beigemessen und die praktische Erfahrung aus einer im Gang befindlichen Parameterstudie mitberücksichtigt. Kapitel 5 schliesslich zeigt anhand konkreter Rechnungen einige numerische Beispiele wobei im Anhang eine typische Papierausgabe von RANCH gegeben ist.

2. Begründung eines semianalytischen Modells für den Radionuklidtransport

Grundsätzlich stellt die Ausbreitung der Radionuklide in der Geosphäre ein gekoppeltes Hydrologie/Transport-Problem dar. Es existieren denn auch Modelle und entsprechende Computerprogramme, die die gekoppelten Gleichungssysteme behandeln (siehe z.B. die Ref. 1 und 7). Im Einklang mit der weitaus überwiegenden Anzahl uns bekannter Arbeiten über Radionuklidtransport haben wir uns entschlossen, diese beiden Problemkreise getrennt anzusehen. Der RNT wird semianalytisch behandelt. Dass dies machbar und auch vernünftig ist, soll im folgenden gezeigt werden.

2.1 Zur Trennung Hydrologie/Nuklidtransport

Um die Diskussion nicht unnötig zu komplizieren, vernachlässigen wir im folgenden die Produktion innerer Energie (Wärmetransport) und den Transport inerter Substanzen und betrachten nur den Transport einer einzigen Spezies ohne radioaktiven Zerfall.
Die Hydrologie wird für poröse Medien durch die Flussgleichung

$$\nabla \cdot \frac{\rho k}{\mu} \cdot (\nabla h - \rho g \nabla z) - q' = \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho) \qquad (2.1)$$

beschrieben. Hierbei sind die Grössen

ρ Dichte der flüssigen Phase
μ Viskosität
k hydraulische Permabilität
h Druck
g Erdbeschleunigung

z Höhe des betrachteten Punktes über einer Referenzfläche

q' Quellterm für die Flüssigkeit

ε Porosität

Mit der Wahl geeigneter Rand- und Anfangsbedingungen definiert Gleichung (2.1) die Druckverteilung h.
Mit Hilfe der Darcy - Gleichung

$$\vec{v}_D = -\frac{k}{\mu}(\nabla h - \rho g \nabla z) \qquad (2.2)$$

lässt sich nun ein Geschwindigkeitsfeld $\vec{v}_D$ berechnen, das in die Transportgleichung*

$$-\nabla\cdot(\rho C\vec{v}_D) + \nabla\cdot\rho\, E\cdot\nabla C - q'C = \frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon RC) \qquad (2.3)$$

eingeht. Hier ist

C Nuklidkonzentration, die zu berechnen ist

E Dispersionstensor

R Retentionsfaktor

Für isotrope Medien hat der Dispersionstensor nur zwei Komponenten [8], eine longitudinale in Flussrichtung und eine transversale senkrecht dazu. Es sei bemerkt, dass im allgemeinen Fall, wo die Flussrichtung nicht parallel zu einer Koordinatenachse läuft, alle neun Komponenten durch Drehung von E berechnet werden müssen.

---

* Um den Anschluss an Kapitel 3 zu erhalten, beachte man folgende Notation

Wassergeschwindigkeit $\vec{v} = \frac{\vec{v}_D}{\varepsilon}$

$$\left.\begin{array}{l} \text{longitudinale Dispersion } D_{zz}=D_\ell=a_\ell v=\frac{E_{zz}}{\varepsilon} \\ \text{transversale Dispersion } D_{xx}=D_{yy}=D_t=a_t v= \\ \qquad \frac{E_{yy}}{\varepsilon}=\frac{E_{xx}}{\varepsilon} \end{array}\right\} \text{für } \vec{v}=(0,0,v)$$

Im allgemeinen müssen die Gleichungen (2.1) bis (2.3) selbstkonsistent berechnet werden, denn eine genügend grosse Wasserkontamination vermag Dichte und Viskosität der flüssigen Phase zu ändern. Im Falle eines Wassereinbruchs in ein Endlager haben wir es jedoch durchwegs mit Spurenkonzentrationen von Radionukliden zu tun. Aus diesem Grunde ist es möglich Gleichungen (2.1) und (2.3) unabhängig zu lösen. Dass eine strikte Trennung der Problemkreise Hydrologie und Radionuklidtransport auch vernünftig ist, wird im folgenden gezeigt werden.

2.1.1 Die Hydrologie

Die Schwierigkeit der Lösung von Gleichung (2.1) im Zusammenhang mit einem Endlager, liegt weniger in der Art der numerischen Lösung selbst, für die eine Reihe von Verfahren wie z.B. finite-difference Approximation[3] und finite-element Approximation[9][10] zur Verfügung stehen, sondern in der geeigneten Wahl der Parameter und Randbedingungen. Wie kritisch diese Wahl ist, zeigt beispielhaft die Mineralquelle Baden. Es ist trotz mehreren Untersuchungen nicht klar, ob das Mineralwasser aus dem Alpenraum oder dem Schwarzwald stammt. Ueber Tiefenwässer der Schweiz und Medien geringster hydraulischer Permeabilität, wie z.B. Tone, ist so gut wie nichts bekannt. Dies ist auch durchaus verständlich: Die Hydrologen haben sich vor allem mit Problemen der Wasserversorgung und damit wasserführenden Schichten beschäftigt. Auf alle Fälle stellt die hydrologische Rechnung für die längerfristige Sicherheitsanalyse eines Endlagers einen der wesentlichsten Teile dar: Für den ungestörten und den gestörten Fall gibt sie Wassergeschwindigkeiten und mögliche Migrationspfade an die Biosphäre. Damit legt die hydrologische Rechnung die minimale Zeitskala der Kon-

sequenzen fest (für solche Nuklide, die keine Retention zeigen). Es ist aus diesem Grunde gerechtfertigt und auch nötig, die hydrologische Rechnung drei- oder mindestens zweidimensional durchzuführen, wie dies auch in der schwedischen[11] und einer amerikanischen[12] Sicherheitsanalyse gemacht wurde.

2.1.2 Der Transport

Ganz andere Probleme stellen sich bei der Behandlung der Transportgleichung (2.3). Es sind hier vor allem die Fragen der Lagerrandbedingung und der Retention durch Sorption, die zu grossen Unsicherheiten führen. Weiter sind Fragestellungen chemischer Natur wie Speziierung von grosser Bedeutung. In erster Näherung können die entsprechenden Parameter unabhängig von der konkreten hydrologischen Situation gewählt und in gewissem Masse durch Labormessungen bestimmt werden. Gesamthaft gesehen sind die Parameter, die in die Transportrechnung eingehen, zur Zeit noch derart unsicher, dass es - wenigstens in nächster Zeit und von denkbaren Ausnahmen abgesehen - begründet ist , die Transportgleichung (2.3) mit weniger numerischem Aufwand wie die Wasserflussgleichung (2.1) zu lösen.

2.1.3 Schlussfolgerung

Hydrologie und Transport können bei Spurenkonzentrationen der kontaminierenden Radionuklide getrennt werden. Die Parametersets (auch diejenigen der Randbedingungen), die in beide Rechnungen eingehen, sind ganz verschiedener Natur. Diese Parameter sind mit grossen Unsicherheiten behaftet. Aus diesem Grunde sind ausführliche Parameterstudien unumgänglich. Schon aus Gründen der Uebersichtlichkeit empfiehlt es sich beide Problemkreise getrennt anzusehen. Aus der vorhergehenden Diskussion folgt, dass

die Hydrologie mehrdimensional zu betrachten ist. Für den Radionuklidtransport ist eine anschliessende eindimensionale Rechnung sinnvoll. Dies ist im übrigen auch das Vorgehen in der schwedischen Sicherheitsstudie[11] und für die kritischen Szenarien der WIPP-Studie[12].

2.2 Zur semianalytischen Behandlung des RNT

Bei der Lösung der RNT-Gleichungen können zwei verschiedene Wege eingeschlagen werden:

a) Numerische Lösungen in verschiedenen Dimensionen (Ref. 3,4,7)

b) Analytische und semianalytische Methoden in verschiedenen Dimensionen (Ref.* 6, 13 bis 15)

Numerische Methoden haben den Vorteil grösserer Flexibilität. Bei Vorhandensein eines adäquaten Datenmaterials können sie komplexe Situationen in der nötigen Verfeinerung beschreiben. In nächster Zukunft ist die Datenbasis sicher noch zu unsicher, um eine numerische Behandlung des RNT zu erzwingen. Abgesehen davon haben numerische Methoden ihre eigenen Probleme wie numerische Stabilität und Wahl der Stützstellen zur numerischen Integration. Als Beispiele für Einschränkungen, die in unserem semianalytischen Modell nicht vorhanden sind, seien erwähnt: Im eindimensionalen Harwell-Modell (Ref. 4) muss die Dispersionslänge über den gesamten Migrationspfad konstant sein. Im amerikanischen RWM-Modell (Ref. 3) ist die räumliche Schrittlänge mit der Dispersionslänge korreliert. Wegen dem endlichen Computerspeicherplatz bedingt dies eine massive Einschränkung[16] des zu beschreibenden geologischen Gebietes.

---

* Ref. 5 betrachtet als erste den RNT von Kettengliedern. Die dort gegebenen analytischen Ausdrücke für Bandfreisetzung sind falsch. Die Dimensionen einzelner Grössen sind nicht konsistent. Eine korrigierte Version ist in Ref. 15 gegeben.

Analytische Methoden haben den Nachteil, dass sie eine mehr oder weniger starke Idealisierung des realen Sachverhaltes erfordern. Es gilt für einen vernünftigen Kompromiss zwischen Komplexität des Modells und analytischem Aufwand zu finden. Der Vorteil analytischer Methoden liegt in ihrer Durchsichtigkeit. Sie erlauben ein besseres Verständnis der Prozesse und sensitiver Parameter. Dies ist besonders wichtig zu einem Zeitpunkt wo intensive Parameterstudien im Vordergrund stehen. Für den Fernbereich des Lagers (Distanzen grösser als einige Kilometer) werden analytische Modelle wohl auf längere Frist im Vordergrund stehen: erstens weil das Datenmaterial hier nicht so umfangreich sein kann und zweitens weil numerische Methoden zu Speicherplatzproblemen führen können.
Es hat sich gezeigt,[13),36)] dass analytische Methoden bei einer essentiellen Zeitabhängigkeit der Problemstellung nur für die eindimensionale RNT-Gleichung zum Ziel führen. Dies gilt insbesondere für den Transport von Radionuklidketten. Im Einklang damit gehen wir nun an die Definition des betrachteten RNT-Modells.

3. Das Radionuklidtransportmodell

Das hier betrachtete Modell[17)18)] stellt eine Erweiterung des in Ref. 6 für Spalt- und Aktivierungsprodukte vorgestellten RNT-Modells dar.

3.1 Begrenzung des Modells

In diesem Unterkapitel geben wir eine Umschreibung des Anwendungsbereiches des betrachteten Modells*. Das resultierende Rechenprogramm RANCH (Radionuclide Chains) wird in einem folgenden Kapitel beschrieben.
Mit der in Fig.1 gegebenen Schichteinteilung betrachten wir das Gleichungssystem

$$\frac{\partial C_{i,k}}{\partial t} = a_i \, u_{i,k} \frac{\partial^2 C_{i,k}}{\partial z_i^2} - u_{i,k} \frac{\partial C_{i,k}}{\partial z_i} - \lambda_k \, C_{i,k} + \frac{R_{k-1}}{R_k} \lambda_{k-1} \, C_{i,k-1}. \qquad (3.1)$$

Hierbei ist $C_{i,k}$ die orts- und zeitabhängige Konzentration in flüssiger Phase (in Einheiten Masse/Volumen) des Nuklids k in der Schicht i. Der Index k=o bezeichnet das Mutternuklid und Grössen mit negativem Index mögen identisch verschwinden. Weiter sind a_i die schichtabhängige Dispersionslänge und $u_{i,k}$ die mittlere Nuklidgeschwindigkeit gegeben durch

$$u_{i,k} = \frac{v_i}{R_{i,k}} \quad . \qquad (3.2)$$

---

* Unbeschadet seiner inhärenten Fehler und Inkonsistenzen (siehe z.B. Ref. 24) hat GETOUT (Ref. 5) eine weite Verbreitung gefunden (siehe z.B. Ref. 11, 19 bis 23). Aus diesem Grunde werden wir immer wieder einen Vergleich mit diesem Modell herbeiziehen.

Hier ist v_i die schichtabhängige Grundwassergeschwindigkeit. $R_{i,k}$ der schicht- und nuklidabhängige Retentionsfaktor ($R_{i,k} \geq 1$) und λ_k die Zerfallskonstante. Folgende Prozesse und Annahmen liegen dem Gleichungssystem (3.1) zugrunde:

(a) Eindimensionaler, konvektiver RNT im gesättigten porösem Medium.

Die Möglichkeit der Reduzierung des im allgemeinen dreidimensionalen Transportproblems auf ein eindimensionales kann nur durch die Hydrologie begründet werden. Bisherige Studien [11)12)22)25)] zeigen, dass diese Reduktion (zumindest für Bereiche, die gross gegenüber den Lagerdimensionen sind) nicht unvernünftig ist.
Die Beschränkung auf poröse Medien mag eine massive Einschränkung darstellen. Der Transport in Risssystemen ist ein im wesentlichen noch ungelöstes Problem. Erste Ansätze zur Behandlung werden in den Ref. 26 und 27 gemacht. Inwieweit die relevanten Parameter in Risssystemen gemittelt und als effektive Grössen im Gleichungssystem (3.1) angenommen werden können stellt eine offene Frage dar. In diesem Zusammenhang siehe auch Ref. 21, wo die Retentionsfaktoren für Risssysteme definiert werden.

(b) Longitudinale Dispersion

Molekulare Diffusion wird nur bei sehr kleinen Grundwassergeschwindigkeiten von Bedeutung. Der Dispersionskoeffizient D_L kann[8)] geschrieben werden als $D_L = a_i v_i$. Die Berücksichtigung der Diffusion würde zu einer renormierten Dispersionslänge a_i führen.

Vernachlässigt wird die transversale Dispersion. Für einen vorgegebenen Migrationspfad führt diese Vernachlässigung immer zu einem konservativen Resultat. Siehe jedoch in diesem Zusammenhang Ref. 13).

(c) Radioaktiver Zerfall und Aufbau der Kettennuklide in der Geosphäre.

Die Berücksichtigung des Kettenzerfalls und -aufbaus ist wichtig. Sie führt zu den bekannten Rekonzentrationseffekten. Eine Nichtberücksichtigung würde ein völlig falsches Bild geben. Aus praktischen Ueberlegungen wird die Anzahl der Kettenglieder auf vier beschränkt. Eine Inspektion der möglichen Zerfallsketten zeigt, dass dies ausreichen sollte, denn kurzlebige Isotope stehen bei den betrachteten Zeiträumen in säkularem Gleichgewicht mit dem langlebigen Vorläufer. Das Referenzmodell[5)] berücksichtigt nur drei Kettenglieder.

(d) Reversible Sorption gegeben durch den Retentionsfaktor $R_{i,k}$. Das Verhältnis von Retentionsfaktoren der einzelnen Kettenglieder ist als schichtunabhängig angenommen.

Vorausgesetzt wird eine lineare Sorptionsisotherme und instantanes Gleichgewicht. Die Aufgabe der ersten Voraussetzung würde eine nichtlineare Differentialgleichung ergeben, die Aufgabe der zweiten zeitabhängige Parameter. Beides steht zur Zeit nicht zur Diskussion. Zwar sind beide Voraussetzungen im Zusammenhang mit dem RNT Standardannahmen, man sollte jedoch im Auge behalten, dass eine umfangreiche experimentelle Literatur besteht, die

ihnen zum Teil massiv widerspricht.
Nicht berücksichtigt wird die Speziierung der Radionuklide und somit chemische Reaktionen zwischen verschiedenen Spezies und deren unter Umständen differierendes Sorptionsverhalten.
Der Einfluss der Speziation auf Sorption und infolgedessen den RNT kann beachtlich sein (siehe Ref. 28).
Die Annahme über das Verhältnis der Retentionsfaktoren stellt für eine praktische Rechnung keine Einschränkung dar, da die Randbedingungen für das Gleichungssystem (3.1) frei gewählt werden können (siehe auch (f) weiter unten).

(e) Die Parameter können schichtabhängig sein. Innerhalb einer Schicht sind sie als konstant anzunehmen.

Dies stellt eine Erweiterung gegenüber dem Modell GETOUT (Ref. 5) dar, welches nur homogene geologische Medien zulässt. Insbesondere kann auch die Dispersionslänge a_i von Schicht zu Schicht verschieden sein. Diese Variation ist in den Modellen [3] und [4] nicht zulässig. In Anbetracht der komplexen geologischen Situation in der Schweiz scheint uns die Berücksichtigung einer Schichtabfolge vital zu sein.
Nicht betrachtet werden können zeitabhängige Parameter. Aufgrund der Wärmeproduktion im Endlager kann das Grundwassergeschwindigkeitsfeld zeitabhängig sein.[29] Natürlich können langsame und schnelle geologische Ereignisse Zeitabhängigkeiten aller Parameter generieren. Darüber Aussagen zu machen erscheint umso fragwürdiger als nicht einmal der Ist-Zustand genügend genau bekannt ist.

(f) Die Randbedingungen am Eingang der geologischen Kolonne (also z.B. am Lagerrand) kann in Form einer vorgegebenen zeitlichen Konzentrationsverteilung frei gewählt werden.

Dies stellt eine wichtige Erweiterung gegenüber Ref. 5 dar: einmal, weil der Zusammenhang zwischen der durch ein Auslaugmodell gegebenen Injektionsrate und der Randkonzentration nicht trivial ist[30] und weil es erlaubt, chemische Prozesse (z.B. Ausfällungen) in Lagernähe zu berücksichtigen. Zum anderen wird durch eine mögliche sukzessive Berechnung die Restriktion des Retentionsfaktorenverhältnisses (d) bedeutungslos.

Aus der Methode zur Lösung des Gleichungssystems (3.1) folgen zwei Einschränkungen für die Berechnung einer heterogenen Schichtabfolge

(g) Die Pecletzahl ℓ_i/a_i muss gross sein. Hier ist ℓ_i die Migrationslänge in der Schicht i.

Für poröse Medien scheint diese Bedingung gut erfüllt. Bei Medien mit Spaltsystemen kann sie unter Umständen nicht gegeben sein (Ref. 31 und 32). Für gespaltene Medien ist jedoch der Ansatz (3.1) fraglich (siehe Bemerkung unter (a)).

(h) Das Produkt $v_i\ \varepsilon_i$ aus Grundwassergeschwindigkeit v_i und Porosität ε_i muss längs der gesamten Migrationsweges etwa konstant sein.

Diese Bedingung folgt aus den Randbedingungen für Konzentration und Nuklidfluss an den Zwischenschichtgrenzen (Für eine ausführliche Diskussion siehe Appendix A der Ref. 6). Ist F ein typischer

Querschnitt der Bodenkolonne, so ist $v\varepsilon F$ der Massentransport. Falls F nicht konstant ist, wird eine eindimensionale Rechnung fraglich. Somit sollte - unter der Bedingung dass der betrachtete Migrationspfad keine Wasserquellen besitzt - diese Bedingung erfüllt sein.

3.2 Lösung des Differentialgleichungssystems

In diesem Unterabschnitt wird die Lösung des Gleichungssystems (3.1) gegeben. Wir folgen hier den Ref. 6, 17 und 18. Längs des Migrationspfades (in z-Richtung) führen wir neue, schichtspezifische Koordinaten ein. (Fig. 1).

Die Anfangsbedingungen sind gegeben durch

$$C_{i,k}(z_i,0) = 0 \qquad \forall\ i,k \qquad (3.2)$$

Die Randbedingungen sind

$$C_{i,k}(\infty,t) = 0 \qquad \forall\ i,k \qquad (3.3)$$

$$C_{i,k}(0,t) = C_{i-1,k}(\ell_{i-1},t) \qquad \forall\ i>1,k \qquad (3.4)$$

und am Lagerort eine beliebige Zeitfunktion $C_{1,k}(o,t)$.

Wegen der Anfangsbedingung (3.2) ist die Laplace-Transformation eine effiziente Lösungsmethode. Ausserdem erlaubt sie, wie wir noch sehen werden, eine durchsichtige Diskussion der Eigenschaften der Lösungen. Die Randbedingung (3.3) ist eine Approximation für die Flusserhaltung. Im Anhang A der Ref. 6 wird gezeigt,

dass diese Näherung gut ist, wenn nur gilt $v_i \varepsilon_i \approx$ constans längs des betrachteten Migrationsweges.

Wir machen also den Ansatz

$$C_{i,k}(z_i, t) = G_{i,k}(z_i, t) e^{-\lambda_k t} \tag{3.5}$$

und definieren die Laplacetransformierte

$$\bar{G}_{i,k}(z_i, p) = L\{G_{i,k}(z_i, t)\} = \int_0^\infty G_{i,k}(z_i, t) e^{-pt} dt.$$

Mit ihrer Hilfe geht die partielle Differentialgleichung (3.1) über in die normale Differentialgleichung

$$p\,\bar{G}_{i,k}(z_i, p) = a_i u_{i,k} \frac{d^2 \bar{G}_{i,k}(z_i, p)}{dz_i^2} - u_{i,k} \frac{d\,\bar{G}_{i,k}(z_i, p)}{dz_i} + \frac{R_{k-1}}{R_k} \lambda_{k-1} \bar{G}_{i,k-1}(z_i, p + \lambda_{k-1} - \lambda_k) \tag{3.6}$$

mit den Randbedingungen

$$\bar{G}_{i,k}(\infty, p) = 0 \qquad \forall\ i,k \tag{3.7}$$

$$\bar{G}_{i,k}(0, p) = \bar{G}_{i-1,k}(\ell_{i-1}, p) \qquad \forall\ i>1,k \tag{3.8}$$

Etwas kompakter lässt sich Gleichung (3.6) auch schreiben

$$L_{i,k}\left[\bar{G}_{i,k}(z_i, p)\right] = -\bar{F}_{i,k-1}(z_i, p + \lambda_{k-1} - \lambda_k) \tag{3.9}$$

mit dem Operator

$$L_{i,k} = \frac{d^2}{dz_i^2} - \frac{1}{a_i} \frac{d}{dz_i} - \frac{p}{a_i u_{i,k}} \tag{3.10}$$

und der Inhomogenität

$$\bar{F}_{i,k}(z_i,p) = \frac{R_{i,k}\lambda_k}{a_i v_i} \cdot \bar{G}_{i,k}(z_i,p). \tag{3.11}$$

<u>Die Lösung des homogenen Problems</u>

$$L_{i,k}\left[\bar{G}^{(o)}_{i,k}(z_i,p)\right] = 0 \tag{3.12}$$

ist unter Berücksichtigung der Randbedingungen (3.7) - (3.8) und

$$\bar{G}^{(o)}_{1,k}(0,p) = 1 \tag{3.5a}$$

gegeben[6)] durch*

$$\bar{G}^{(o)}_{i,k}(\ell_i,p) = \prod_{j=1}^{i} e^{\alpha_{j,k}(p)\ell_j} \tag{3.13}$$

mit

$$\alpha_{j,k}(p) = \frac{1}{2a_j}\left(1 - \sqrt{1 + \frac{4a_j}{u_{j,k}}p}\right). \tag{3.14}$$

Für die <u>Lösung des inhomogenen Problems</u> (3.9) machen wir den Ansatz

$$\bar{G}_{i,k}(z_i,p) = \{\bar{G}_{1,k}(0,p) - \sum_{k'=o}^{k-1} A_{kk'}(p)\}\,\bar{G}^{(o)}_{i,k}(z_i,p)$$
$$+ \sum_{k'=o}^{k-1} A_{kk'}(p)\,\bar{G}^{(o)}_{i,k'}(z_i,p+\lambda_{k'}-\lambda_k). \tag{3.15}$$

---

* Zur Vereinfachung der Notation nehmen wir ohne Beschränkung der Allgemeinheit $z_i = \ell_i$ an.

Dieser Ansatz genügt offensichtlich den Randbedingungen. Eine langwierige aber geradlinige Rechnung zeigt, dass die Differentialgleichung (3.9) in der Tat erfüllt wird, wenn nur die Funktionen $A_{kk'}(p)$ folgenden Rekursionsrelationen gehorchen:

$$A_{k,k-1}(p) = \frac{\lambda_{k-1}}{\frac{R_k}{R_{k-1}}\, p - p - \lambda_{k-1} + \lambda_k} \{\bar{G}_{1,k-1}(0, p+\lambda_{k-1}-\lambda_k) - \sum_{k'=o}^{k-2} A_{k-1,k'}(p+\lambda_{k-1}-\lambda_k)\} \tag{3.16}$$

$$A_{kk'}(p) = \frac{\lambda_{k-1}}{\frac{R_k}{R_{k-1}}\, p - \frac{R_{k'}}{R_{k-1}}(p+\lambda_{k'}-\lambda_k)} A_{k-1,k'}(p+\lambda_{k-1}-\lambda_k), \qquad k'<k-1. \tag{3.17}$$

Mit der Definition einer Amplitude

$$B_{kk'}(t) = e^{-\lambda_k t}\, L^{-1}\{A_{k,k'}(p)\} \tag{3.18}$$

und dem Faltungstheorem der Laplacetransformation kann nun die Konzentration geschrieben werden

$$C_{i,k}(z_i,t) = \int_o^t \{C_{1,k}(0,t-\tau) - \sum_{k'=0}^{k-1} B_{kk'}(t-\tau)\}\, C_{i,k}^{(o)}(z_i,\tau)\, d\tau + \sum_{k'=0}^{k-1} \int_o^t B_{kk'}(t-\tau)\, C_{i,k'}^{(o)}(z_i,\tau)\, d\tau. \tag{3.19}$$

$C_{i,k}^{(o)}(z_i,t)$ ist die Impulsantwort* eines als unabhängig, d.h. nicht als Glied in der Zerfallskette, postulierten Nuklides und berechnet sich rekursiv zu

---

* Wir bemerken, dass diese Grösse die Dimension (1/Zeit) besitzt.

$$C_{i,k}^{(o)}(z_i,t) = \int_o^t C_{i-1,k}^{(o)}(\ell_{i-1},\tau)\ K_{i,k}(t-\tau)\ d\tau\ . \qquad (3.20)$$

Die Rekursion beginnt mit

$$C_{0,k}^{(o)}(\ell_0,t) = \delta(t)\ , \qquad (3.21)$$

woraus sich die Bezeichnung Impulsantwort erklärt. Der Index i=0 bezeichnet hier den Lagerort.

Der "Kern" ist gegeben durch

$$K_{i,k}(t) = \frac{\ell_i}{2\sqrt{\pi u_{i,k} a_i t^3}} \exp - \{\lambda_k t + \frac{(u_{i,k} t-\ell_i)^2}{4u_{i,k} a_i t}\}. \qquad (3.22)$$

Die Amplituden $B_{kk'}(t)$ können als effektive Lageramplituden aufgefasst werden. Ihre Berechnung aus den Rekursionsrelationen (3.16) und (3.17) ist geradlinig aber mühsam. Insbesondere müssen auch alle Spezialfälle $R_k/R_{k'} = 1$ gesondert behandelt werden. Für vier Kettenglieder werden die Ausdrücke und die Anzahl der zu betrachtenden Spezialfälle schon ausserordentlich umfangreich, sodass sich der Aufwand zu einer Berücksichtigung von fünf und mehr Kettenglieder nicht lohnen dürfte. Dies ist umso mehr der Fall als der Grossteil der Kettenglieder kurze Halbwertszeiten besitzt und in den relevanten Zeiträumen in säkularem Gleichgewicht mit dem Vorläufer steht. Für vier Kettenglieder sind die Amplituden $B_{kk'}(t)$ in Ref. 18 explizit angegeben.

3.3 Diskussion der Lösungen

Die Lösung (3.19) hat eine einfache physikalische Bedeutung. Die Konzentration $C_{i,k}(z_i,t)$ ist eine Superposition von Beiträgen einzelner Nuklide, die als unabhängig - d.h.

nicht Glieder einer Zerfallskette bildend - angesehen werden können. Die Tatsache, dass es sich um Kettenglieder handelt, wird durch die Einführung effektiver Lagerrandamplituden $B_{kk'}(t)$ berücksichtigt*.
Der erste Term der geschweiften Klammer beschreibt die Wanderung des betrachteten Nuklids aus dem Lager. Die beiden Summen berücksichtigen den Aufbau des Nuklids aus den Vorläufern innerhalb der Geosphäre. Die Terme der ersten Summe beschreiben die Migration der aus den Vorläufern resultierenden Nuklide, die Terme der zweiten Summe die Migration dieser Vorläufer.

Einige weitere Eigenschaften der Lösung (3.19) sind von Interesse. Aus der Struktur von Gleichung (3.13) folgt, dass die Lösung invariant unter einer Permutation der Schichten ist. Dies hat zur Folge, dass eine komplexe Schichtstruktur unter Umständen auf eine einfachere zurückgeführt werden kann, d.h. räumlich getrennte Schichten können bei gleichen Parametern zu einer einzigen zusammengezogen werden. Dies erlaubt eine Reduzierung des numerischen Aufwands. Auf der anderen Seite kann die Permutationsinvarianz zur Optimierung des Rechenaufwands und/oder der Rechengenauigkeit ausgenützt werden. Es ist klar, dass auch diese Eigenschaft mit der Schichtunabhängigkeit des Verhältnisses $R_k/R_{k'}$ steht und fällt.

Zuletzt schliesslich ist die Lösung invariant unter gewissen Paramtertransformationen (scaling). Aus Gleichung (3.13) und (3.14) ist unmittelbar ersichtlich, dass eine Transformation der schichtspezifischen Parameter

---

* Wäre das Verhältnis $R_k/R_{k'}$ schichtabhängig, würde die Definition schichtunabhängiger Amplituden $B_{kk'}(t)$ verunmöglicht. Die Lösung der Transportgleichung liesse sich nicht iterativ in einer den Gleichungen (3.19) bis (3.22) analogen Form hinschreiben. Wir betonen, dass die Einschränkung des Verhältnisses von Retentionsfaktoren für die numerische Anwendung des Modells relativ bedeutungslos ist.

$$a_i \to a_i' = \beta_i a_i \ , \ v_i \to v_i' = \beta_i v_i, \ \ell_i \to \ell_i' = \beta_i \ell_i, \quad (3.23)$$

wo $\beta_i > o$, die Lösung invariant lässt. Aequivalent dazu, aber in der Bedeutung natürlich nicht identisch, ist die Transformation

$$a_i \to a_i' = \beta_i a_i \ , \ R_{i,k} \to R_{i,k}' = \frac{1}{\beta i} R_{i,k}, \ \ l_i \to l_i' = \beta_i l_i \quad (3.24)$$

für jede einzelne Schicht und alle Nuklide der Kette.

Diese Diskussion zeigt sehr schön die Potenz analytischer Methoden und insbesondere der Laplacetransformation.

4. Das Rechenprogramm RANCH

Die Lösung (3.19) wird im Rechenprogramm RANCH numerisch berechnet. Eine ausführliche Beschreibung wird in Ref. 33 gegeben. Die generelle Struktur ist im Blockschema (Fig. 2) gezeigt. Dynamische Speicherplatzzuteilung und Abspeicherung von Zwischenergebnissen auf SCRATCH-FILES erlaubt die Minimalisierung des erforderlichen Speicherplatzes. Es hat sich gezeigt, dass im allgemeinen ein Speicherplatzbedarf von $160'000_8$ Wörtern ausreichend ist. Der Zeitbedarf variiert stark mit der Parameterwahl und liegt i.a. im Minutenbereich.

4.1 Die Programmteile

In den Programmteilen INPUT und OUTPA werden die Eingabedaten eingelesen, respektive ausgedruckt. Ein spezieller Steuerparameter erlaubt eine Restart-Möglichkeit. Dadurch können z.B. schon früher berechnete effektive Lageramplituden $B_{kk'}(t)$, Gleichung (3.18), übernommen werden und somit zusätzliche geologische Schichten berücksichtigt werden. Die Verhältnisse von Retentionsfaktoren der einzelnen Kettennuklide haben schichtunabhängig zu sein. Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist, erlaubt die freie Wahl der Lagerkonzentrationen ein Hintereinanderschalten sukzessiver Rechnungen.

In TEILA werden die effektiven Lageramplituden berechnet. Dies ist eine sehr komplexe Aufgabe, da hier die gesamten Spezialfälle mit $R_k/R_{k'} = 1$ berücksichtigt werden müssen. Die Faltungsintegrale werden in FALT berechnet, wobei für die eigentliche Integration ein schnelles COMPASS-Unterprogramm FALTIN geschrieben wurde. Unter Umständen ist es nützlich die effektiven Lageramplituden und gewisse Kombinationen davon zu kontrollieren. Zu diesem Zweck existiert[35] ein kleines Hilfsprogramm TESTA, welches das

Ausdrucken dieser Grössen erlaubt. Um Speicherplatz zu sparen, werden nur die Amplituden, deren Betrag grösser als 10^{-20} ist, zeitverschoben abgespeichert. Im TEILB werden die Impulsantwortfunktionen, Gleichung (3.20), berechnet. Die Form ähnelt einer Gausskurve deren Halbwertsbreite durch die Schichtparameter gegeben ist. Da insbesondere die Retentionsfaktoren der einzelnen Kettennuklide um Grössenordnungen verschieden sein können, hat es sich als nötig erwiesen, die Zeitschritte für die Faltung (3.20) nuklidabhängig zu wählen. Um genauere Resultate der im allgemeinen über einen Bereich von 20 Zehnerpotenzen sehr steil ansteigenden und abfallenden Impulsantwortfunktionen zu erhalten wird für die Berechnung der Faltung ein Mittelwert des Kerns (3.22) benützt. Zu dessen Berechnung dient das Unterprogramm FEHL. Wie die effektiven Lageramplituden werden auch die Impulsantwortfunktionen zeitverschoben abgespeichert.

In TEILC werden die letzten Faltungen und die Addition der einzelnen Terme gemäss Gleichung (3.19) durchgeführt. Falls die Zeitschritte der zu faltenden Funktionen gleich sind, wird die COMPASS-Routine FALT benützt. Im allgemeinen werden jedoch die Impulsantwortfunktionen mit kürzeren Zeitschritten als die effektiven Lageramplituden (allgemeiner Zeitschritt) gegeben sein. In diesem Falle wird die Integration unter linearer Interpolation der Lageramplituden mit dem kürzeren Intervall im Programm FALTDT durchgeführt. Das Unterprogramm ADDITF sorgt für eine saubere Addition der einzelnen Terme unter Berücksichtigung der Zeitverschiebungen. Numerische Schwierigkeiten können immer dann auftreten, wenn die Lageramplituden exponentiell mit der Zeit zunehmen, das Resultat (3.19) der diversen Additionen jedoch überexponentiell abzunehmen hat. Das Unterprogramm GENAU nimmt eine

Korrektur vor, die die Ueberwindung dieser Schwierigkeiten erlaubt. Hierbei ist die grosse CDC-Maschinengenauigkeit von 48 Bits erforderlich.

Die Ausgabe der Zwischen- und Endresultate schliesslich erfolgt im Unterprogramm OUTPB. Das Programm PLOTC erlaubt die Zeichnung der Konzentrationen nach jeder Schicht.

4.2 Das Testen von RANCH

Um die allgemeine Numerik und die Genauigkeit von RANCH zu testen, wurden umfangreiche Serien von Rechnungen durchgeführt. Wir haben dabei die zwei Ketten

$$^{243}Am \rightarrow {}^{239}Pu \rightarrow {}^{235}U \rightarrow {}^{231}Pa \qquad (4.1)$$

und

$$^{245}Cm \rightarrow {}^{241}Am \rightarrow {}^{237}Np \rightarrow {}^{233}U \qquad (4.2)$$

für ein Dreischichtproblem aus Granit, Tongesteinen und Sandstein betrachtet. Die Lagerkonzentrationen wurden so einfach gewählt (Bateman-Gleichungen mit verschwindenden Konzentrationen für Zeiten $t > T$), dass im Prinzip* Gleichung (3.19) analytisch ausgewertet werden kann. Die Berechnung der effektiven Lageramplituden - und insbesondere auch diejenige aller Spezialfälle $R_k/R_{k'} = 1$ konnte auf diese Weise nachgeprüft werden. Eine weitere direkte Kontrolle mit dem Tischrechner war für das erste Kettenglied gut möglich.

---

* Für das zweite und höhere Kettenglied werden die Ausdrücke allerdings derart umfangreich[15], dass an eine Auswertung auf dem Tischrechner nicht gedacht werden kann.

Neben diesen direkten Kontrollen gibt es eine Reihe indirekter Kontrollmöglichkeiten*, die voll ausgenützt wurden. Als erstes muss hier die Invarianz unter Aufteilung einer einzelnen in mehrere Schichten genannt werden. Als zweites muss das Resultat invariant unter Schichtvertauschungen sein. Drittens muss die Unitarität erfüllt sein, d.h. die Anzahl der Nuklide muss erhalten bleiben. Für Transportzeiten, die sehr kurz gegen die Halbwertszeit des letzten betrachteten Nuklids sind, lässt sich dies gut nachprüfen indem über die Konzentrationen am Lager und am Ausgang der geologischen Kolonne integriert wird. Viertens schliesslich muss ein Nuklid k, dess Halbwertszeit τ_k sehr kurz gegen diejenigen τ_{k-1} des Vorläufers (k-1) ist, in säkularem Gleichgewicht zum Vorläufer stehen, vorausgesetzt, der Beitrag der Lagerkonzentration kann vernachlässigt werden. Die Konzentrationsverhältnisse sind dann gegeben durch

$$\frac{C_{i,k}(z_i,t)}{C_{i,k-1}(z_i,t)} = \frac{R_{k-1}}{R_k}\,\frac{\tau_k}{\tau_{k-1}} \quad . \qquad (4.3)$$

Gleichung (4.3) bietet im übrigen die Möglichkeit die Konzentrationen relativ kurzlebiger Nuklide zu berechnen und die Behandlung langer Nuklidketten auf eine maximal viergliedrige zu reduzieren.

Zusätzlich zu den oben erwähnten Tests wurde eine Vergleichsrechnung[34)] mit Resultaten des von KEMAKTA, Stockholm, betriebenen[23)] Programms GETOUT gemacht. Auch dieser Vergleich hat gezeigt, dass die Numerik in RANCH richtig ist. Im weiteren können mit RANCH Situationen berechnet werden, bei denen GETOUT seriöse Probleme zu haben scheint.

---

* Ein Vorteil des semianalytischen Modells ist natürlich die Durchschaubarkeit von Gleichung (3.19) und die Faltungsintegrale können grob abgeschätzt werden. Zusätzlich bietet das physikalische Verständnis des Endresultats immer eine Möglichkeit gröbere Fehler zu finden und zu korrigieren.

4.3 Spezielle Bemerkungen zum optimalen Einsatz von RANCH

Im Rahmen einer geplanten Parameter- und Sensivitätsstudie für die Ketten (4.1) und (4.2) konnten wertvolle Informationen für das Rechnen mit RANCH gesammelt werden.
Ein erster Block von Bemerkungen betrifft die Eingabedaten. Anzahl NMAX und Länge der Zeitschritte für die Faltungsintegrale stellen die kritischen Daten dar. Der allgemeine Zeitschritt DT(1) hat ein ganzzahliges Vielfaches der Zeitschritte DT(K+1) zur Berechnung der K-ten Impulsantwort zu sein. NMAX* DT(J), J = 1,5, sind die Zeitbereiche in denen die Funktionen berechnet werden. Es hat sich gezeigt, dass diese Grössen so gewählt werden sollen, dass die Impulsantworten erstens im gesamten Zeitbereich, in dem sie nicht verschwinden, berechnet werden und sie zweitens an mindestens 50 Stützstellen von null verschieden sind. Ein spezielles Hilfsprogramm [35], das auf den geologischen Eingabedaten von RANCH basiert, erlaubt eine saubere Wahl der zu betrachtenden Zeitspannen und Zeitschritte.
Die Faltungen zur Berechnung der effektiven Lageramplituden werden gemäss der Trapezregel durchgeführt, d.h. es wird zwischen den Stützstellen ein linearer Verlauf der Lagerkonzentrationen angenommen. Diese sind - abhängig von den betrachteten Parametern - unter Umständen nur an wenigen Stützstellen definiert. In solchen Fällen sollte im Bereiche von Unstetigkeiten der Lagerkonzentrationen geeignet interpoliert werden.

Im Unterprogramm GENAU wird der verwendete Korrekturfaktor (siehe Ref. 33) ausgeschrieben. Falls der Absolutbetrag dieses Faktors grösser als 10^{-2} ist, stellt dies ein caveat dar und die Eingabedaten, insbesondere NMAX und DT(K), sollten überprüft werden.

Um die Rechenzeit minimal zu halten, sollte die Schichtabfolge so gewählt werden, dass die Impulsfunktionen der einzelnen Kettenglieder mit aufsteigender Schichtnummer breiter werden. Zur Vermeidung von Rechenungenauigkeiten, empfiehlt es sich, Nuklide, die in einer geologischen Schicht vollständig zerfallen für die Rechnung der nächstfolgenden Schicht zu eliminieren. Unter Umständen ist es sogar vorteilhaft, die entsprechende Schicht noch zu unterteilen.

4.4 Schlussfolgerungen

Das Programm RANCH stellt ein sehr leistungsfähiges Mittel dar, die Migration von Radionuklidketten in heterogenen geologischen Schichten zu berechnen. Bei überlegter Wahl der Eingabedaten können auch Situationen mit extremen Parametersets behandelt werden. Auf die Kriterien dieser Wahl haben wir im vorhergehenden Unterkapitel hingewiesen. Da fast alle Parameter im Gleichungssystem (3.1) Variationsbreiten von vielen Zehnerpotenzen besitzen, glauben wir dass es unsinnig ist, die Wahl der Eingabeparameter für RANCH automatisieren zu wollen. Im übrigen zeigt die im Gange befindliche Parameterstudie, dass es oft wichtig ist, die Resultate einer Rechnung einer kritischen Prüfung zu unterziehen, um gegebenenfalls Schichteinteilung und Wahl der Zeitschritte zu ändern.

5. Numerisches Beispiel

Als numerisches Beispiel greifen wir einen Fall aus der schon erwähnten Parameterstudie heraus. Es handelt sich hier um die Berechnung der Migration der Nuklidkette (4.2) durch ein Schichtsystem aus Granit, Tongestein und Sandstein. Die Schichtdaten sind in Tabelle 1 gegeben. Die Lagerkonzentrationen zur Zeit t = o sind in Tabelle 2 aufgeführt. Ihre Zeitabhängigkeit sei - nicht unbedingt realistisch - durch die Bateman-Gleichungen gegeben. Für t > T = 1000 Jahre mögen die Lagerkonzentrationen verschwinden. Das so definierte Beispiel zeigt recht schön die Komplexität* von Physik und Mathematik des RNT-Modells.

Im Anhang 1 ist die Papierausgabe für die Berechnung der Granitschicht mit NMAX = 500 gegeben. Die entsprechende Zeichnung ist in Fig. 3 dargestellt. Cm und Np besitzen dieselben Retentionsfaktoren. Die Konzentrationsmaximum befinden sich aus diesem Grunde an derselben Stelle und zeigen die Breite der Lagerkonzentrationen von 1000 Jahren. Da die Disperionslängen sehr klein sind, ergeben sich die steilen Flanken der Verteilungen. Das Isotop ^{241}Am wandert langsamer. Sein Maximum ist bei 3500 Jahren zentriert und zeigt den Abfall der Lagerkonzentration durch radioaktiven Zerfall. Der Anstieg bei 1200 Jahren und das erste Plateau werden durch Beiträge des schneller wandernden ^{245}Cm produziert. Analog ist die Flanke des Neptunium bei t > 2800 Jahren durch die Beiträge des langsam wandernden ^{241}Am gegeben. Das Isotop ^{233}U hat mit Abstand den grössten Retentionsfaktor. Das von der Lagerkonzentration herrührende Maximum zeigt aus diesem Grunde

---

* Es ist dies ein komplexes Beispiel im Rahmen der betrachteten Parametervariationen. Um möglichst exakte Resultate zu erzielen, haben wir die Ton- und die Sandsteinschicht in je zwei Teile (100 m, 400 m und 1000 m, 7000 m) unterteilt und sukzessive fünf Rechnungen mit entsprechend angepassten Zeitschritten durchgeführt.

einen verstärkten Einfluss der Dispersion. Der scharfe Anstieg und das langgestreckte Plateau der Verteilung rühren von den Vorläufern her. Für t > 4100 Jahre zeigt die Neptuniumverteilung einen artifiziellen schwächeren Abfall. Dieser Effekt rührt von Additions/Subtraktionsungenauigkeiten her. Man bedenke jedoch, dass in diesem Bereich die Verteilung schon mehr als neun Zehnerpotenzen abgesunken ist.

Fig. 4 zeigt die Rechnung für dieselbe Granitschicht mit einer auf NMAX = 2340 erhöhten Anzahl maximaler Zeitschritte (Die Rechenkosten erhöhen sich überproportional von 40 Fr. auf 1800 Fr.). Im wesentlichen lohnt sich die Erhöhung der Stützstellenanzahl nicht. Am auffälligsten ist das fast gänzliche Verschwinden der numerischen Probleme mit ^{237}Np für t > 4100 Jahre. Ein genaueres Inspizieren der Resultate ergibt, dass die Flanken präziser gerechnet werden (was zu erwarten war). Tabellen 3 und 4 zeigen, dass diese Differenzen aber nicht sehr wesentlich sind, da der Bereich der Maxima übereinstimmend wiedergegeben wird. Um im Rahmen dieser Arbeit möglichst genaue Daten zu erhalten, haben wir die Tonschicht in zwei Teile zerlegt (Migrationslängen 100 m und 400 m) und auch die Sandsteinschicht unterteilt (Migrationslängen 1000 m und 7000 m). Für diese vier Schichten wurden anschliessend separate Rechnungen* mit der grossen Anzahl Stützstellen (NMAX = 2340) durchgeführt.

Fig. 5 zeigt die Konzentrationen nach dem ersten Teil der gut adsorbierenden Tonschicht. Es ergibt sich im wesentlichen dasselbe Bild, wie bei Fig. 4 mit dem Unterschied, dass für ^{241}Am die Beiträge des zerfallenden ^{245}Cm und der Lagerkonzentration gut getrennt sind, wobei der Beitrag des Vorläufers dominant und der Lagerbeitrag auf 10^{-11} abgesunken ist. Am Ende der zweiten Schicht (Fig. 6) steht ^{241}Am in säkularem Gleichgewicht zum Vorläufer und wird in

---

* Wir möchten betonen, dass diese Prozedur nur in seltenen Fällen notwendig ist.

der Rechnung nicht mehr berücksichtigt. Fig. 7 gibt die Konzentrationen nach 1000 m der dritten Schicht. Da die Halbwertszeit von ^{245}Cm wesentlich kleiner als die Migrationszeit ist, ergibt sich eine Reduktion des Maximums um vier Grössenordnungen. Dieses Isotop wird folglich nicht mehr weiter berücksichtigt. Die grössere Dispersion macht sich in einer völligen Verschmierung des Lagerbeitrags für ^{233}U bemerkbar, der sich nun nicht mehr von demjenigen des Vorläufers abhebt. Fig. 8 schliesslich zeigt die Konzentrationen der am Ende der dritten Schicht überlebenden Nuklide. Verglichen mit der Lagerkonzentration ist das Maximum der Neptuniumverteilung am Ende der dritten Schicht um einen Faktor 13 reduziert. Diese Verdünnung ist auf die Dispersion zurückzuführen, da der radioaktive Zerfall nur etwa 25 % Reduzierung erbringt. Der Lagerbeitrag für ^{233}U ist nicht mehr sichtbar. Der wesentliche Beitrag von Uran ist durch den zerfallenden Vorläufer gegeben.

Zusammenfassende Information über die Konzentrationswerte in den Maxima und die Zeiten, zu denen die Hälfte des maximalen Wertes erreicht wird, findet sich in Tabelle 5.

Verdankungen

Für wertvolle Diskussionen und zum Teil Ueberlassung noch unveröffentlichter Arbeiten danken wir E. Bütow, B. Grundfelt, V. Herrnberger, M.D. Hill, F. Hoop, K. Junker, C. McCombie, N.C. Mukhopadhyay, U. Niederer, T.H. Pigford, U. Schmocker und A. Zurkinden. Gedankt sei ebenfalls M. Breu und H. Flury für ihr Interesse an dieser Arbeit.

Referenzen

1) Report to the American Physical Society by the study group on nuclear fuel cycles and waste management, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) S1

2) H.C. Burkholder, S. Greenbord, J.A. Stopplemyre, D.J. Bradley, J.R. Raymond and R.J. Serne Technical Progress Report for FY77, Waste Isolation Safety Assessment Program, PNL-2642 (April 1979)

3) Intera Environmental Consultants, Inc., Development of Radioactive Waste Migration Model, Houston, September 1977

4) M.D. Hill, Analysis of the Effect of Variations in Parameter Values on the Predicted Radiological Consequences of Geologic Disposal of High-Level Waste, NRPB-R86 (1979)

5) D.H. Lester, G. Jansen and H.C. Burkholder, Migration of Radionuclide Chains Through an Adsorbing Medium, AIChE Symposium series No. 152, 71 (1975) 202

6) J. Hadermann, Radionuclide Transport Through Heterogeneous Media, Nucl. Technol. 47 (1980) 312

7) F.W. Schwartz, On Radioactive Waste Management: Model Analysis of a Proposed Site, J. Hydrol. 32 (1977) 257

8) A.E. Scheidegger, General Theory of Dispersion in Porous Media, J. Geophys. Res. 66, 10 (1961)

9) A. Menjoz et B. Joos, Simulation du Comportement des Nappes Souterraines par modèles numériques, Symposium Simulation 77, Montreux 1977

10) M. Reeves and J.O. Duguid, Water Movement Through Saturated-Unsaturated Porous Media: A Finite-Element Galerkin Model, ORNL - 4927 (1975)

11) Handling of Spent Nuclear Fuel and Final Storage of Vitrified High Level Reprocessing Waste, KBS Stockholm 1977

12) U.S. Dept. of Energy, Draft Environmental Impact Statement, DOE/EIS - 0026 - D (1979)

13) U. Schmocker, Der Einfluss der transversalen Diffusion/Dispersion auf die Migration von Radionukliden in porösen Medien-Untersuchungen analytisch lösbarer Probleme für geologische Schichtstrukturen, interne Mitteilung, TM-PH-844, PrE-84 (1980)

14) M. Harada, P.L. Chambré, M. Foglia, K. Higashi, F. Iwamoto, D. Leung, T.H. Pigford, D. Ting, Migration of Radionuclides Through Sorbing Media Analytical Solution - I, LBL - 10500 Draft (1980)

15) H.C. Burkholder and E.L.J. Rosinger, A Model for the Transport of Radionuclides and Their Decay Products Through Geologic Media, AECL-6325 (1979)

16) E. Bütow, private Mitteilung (22/2/80)

17) J. Hadermann, Zum Radionuklidtransport von Zerfallsketten in heterogenen geologischen Schichten, interne Mitteilung, TM-PH-787, PrE-49 (1979)

18) J. Hadermann, Transport viergliedriger Nuklidketten in heterogenen geologischen Schichten, interne Mitteilung, TM-PH-843, PrE-76 (1979)

19) H.C. Burkholder, Methods and Data for Predicting Nuclide Migration in Geologic Media, Denver 1976, CONF-76-0701, Seite 658.

20) H.C. Burkholder, M.O. Cloninger, D.A. Baker and G. Jansen, Incentives for Partitioning High-Level Waste, Nucl. Technol. 31 (1976) 202

21) H.C. Burkholder and C.De Figh-Price, Diffusion of Radionuclide Chains Through an Adsorbing Medium, BNWL-SA-5787 (1977)

22) Handling and Final Storage of Unreprocessed Spent Nuclear Fuel, KBS, Stockholm 1978

23) M. Elert, B. Grundfelt and C. Stenquist, Sammanställning och utvärdering av genomförde GETOUT- och BIOPATH-körningar, KBS-TR-79-18 (1979)

24) J. Hadermann, RANCH/GETOUT. Ein Vergleich zweier Geosphärentransportmodelle, interne Mitteilung, TM-PH-840, PrE-78 (1979)

25) Institut de production d'énergie et chaire de travaux hydrauliques,Ecole polytechnique fédérale Lausanne, Etude hydraulique en rapport avec le transfert des radionuclides, premier rapport intermédiaire (1980)

26) I. Neretnieks, Diffusion in the rock matrix- An important factor in radionuclide retardation? KBS-TR-79-19 (1979)

27) I. Neretnieks, Transport mechanisms and rates of transport of radionuclides in the geosphere as related to the Swedish KBS concept, Otaniemi conference 1979, IAEA-SM-243/108

28) A. Saltelli, Migration modelling of different plutonium chemicalforms through porous media, OECD/CEC workshop Brussels 1979

29) D.P. Hodgkinson and P.J. Bourke, Assessment of thermally induced water movements around a radioacitve waste depository in hard rock, AERE-R 9488 (1979)

30) A. Zurkinden, Boundary Conditions for the Geospheric Transport Equation, Nucl. Technol. 47 (1980) 494

31) I.Y. Borg, R. Stone, H.B. Levy and L.D. Ramspott, Information Pertinent to the Migration of Radionuclides in Ground Water at the Nevada Test Site, UCRL - 52078 I (1976)

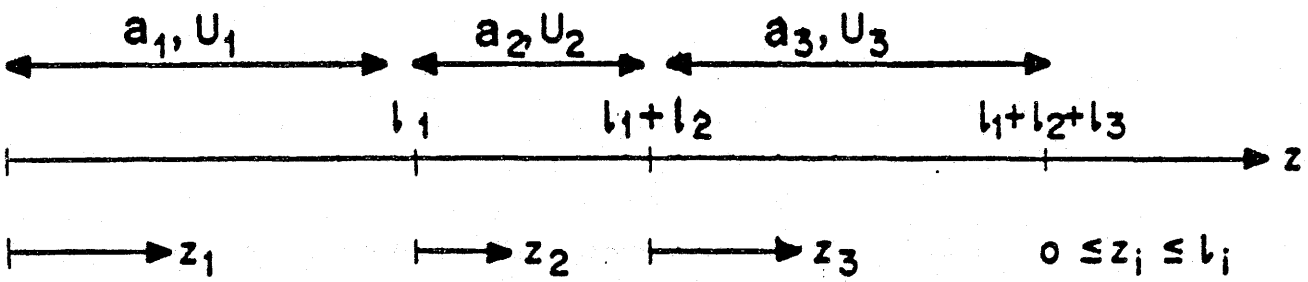
32) A. Lallemand-Barrès et P.Peaudecerf, Recherche des relations entre la valeur de la dispersivité macroscopique d'un milieu aquifère, ses autres caractéristiques et les conditions de mesure, Bull. B.R.G.M (2) III, 4 (1978) 277

33) J. Patry, Das Programm RANCH zur Berechnung der Migration der Nuklide einer radioaktiven Kette. Programm-Dokumentation, interne Mitteilung, TM-RZ-70, PrE-87 (1980)

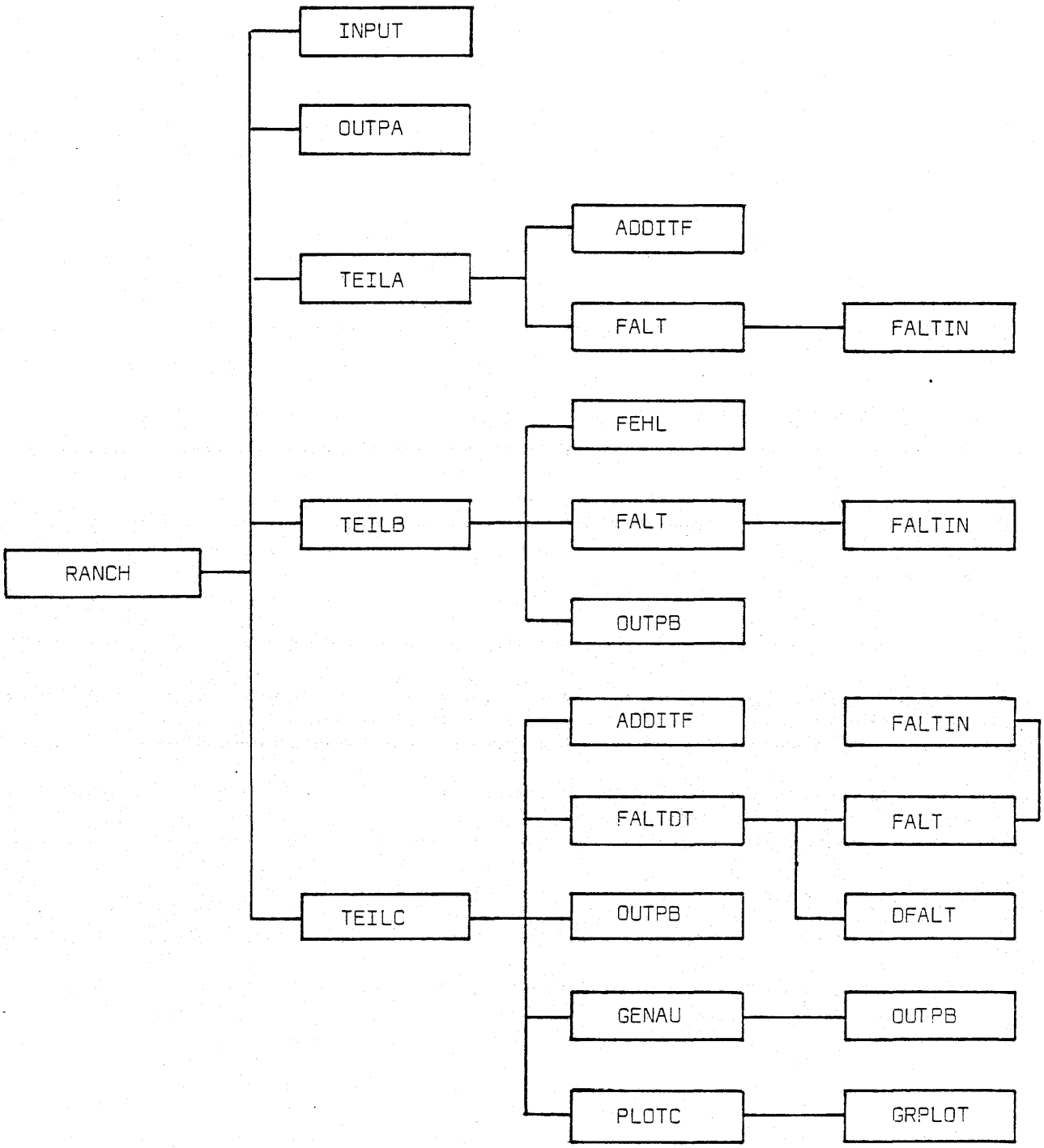
34) J. Hadermann and J. Patry, Radionuclide Chain Transport, Results for an international intercomparison, interne Mitteilung, TM-45-80-16, PrE-107 (1980)

35) J. Patry, Das Programm RANCH zur Berechnung der Migration der Nuklide einer radioaktiven Kette. Verbesserungen und Hilfsprogramme, interne Mitteilung, TM-15-80-2, PrE-114 (1980)

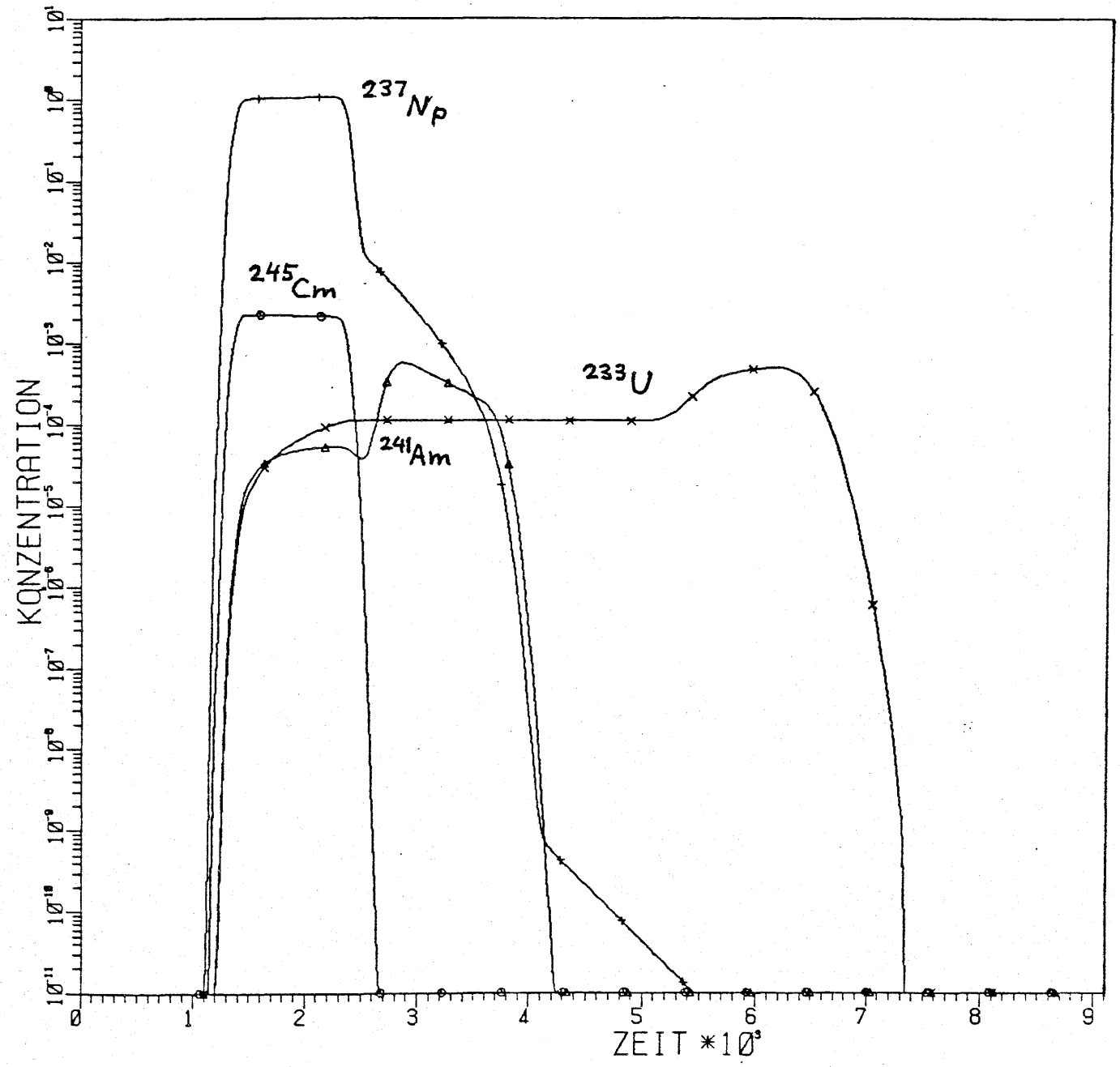
36) U. Schmocker, Der Einfluss der transversalen Diffusion/Dispersion auf die Migration von Radionukliden in porösen Medien- Untersuchung analytisch lösbarer Probleme für geologische Schichtstrukturen, EIR-Bericht Nr. 405 , NAGRA, Technischer Bericht, NTB-80-06 (1980)



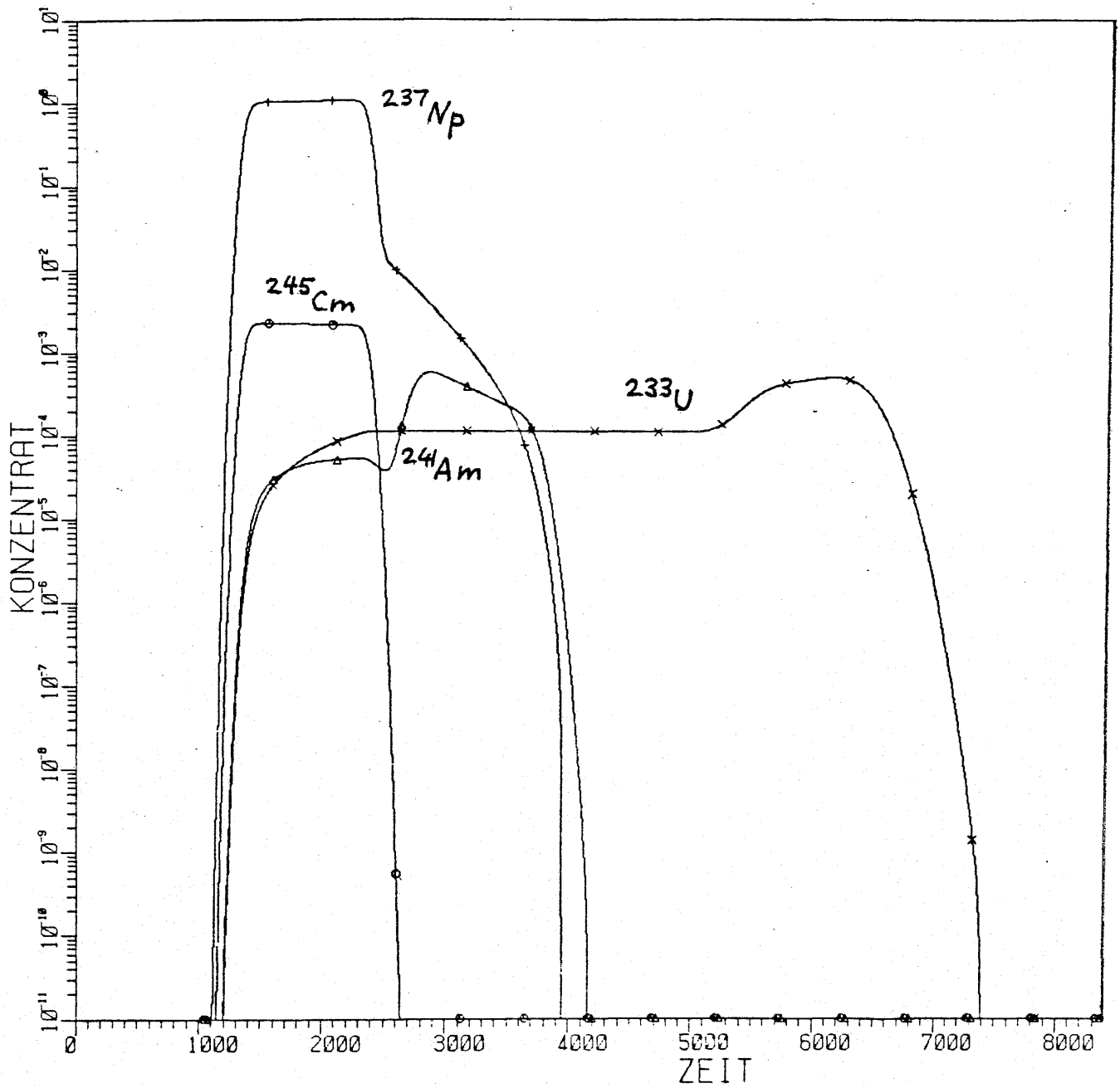
Figur 1: Definition der Koordinaten für den eindimensionalen Transportweg in einem Medium mit stückweise konstanten Parametern.



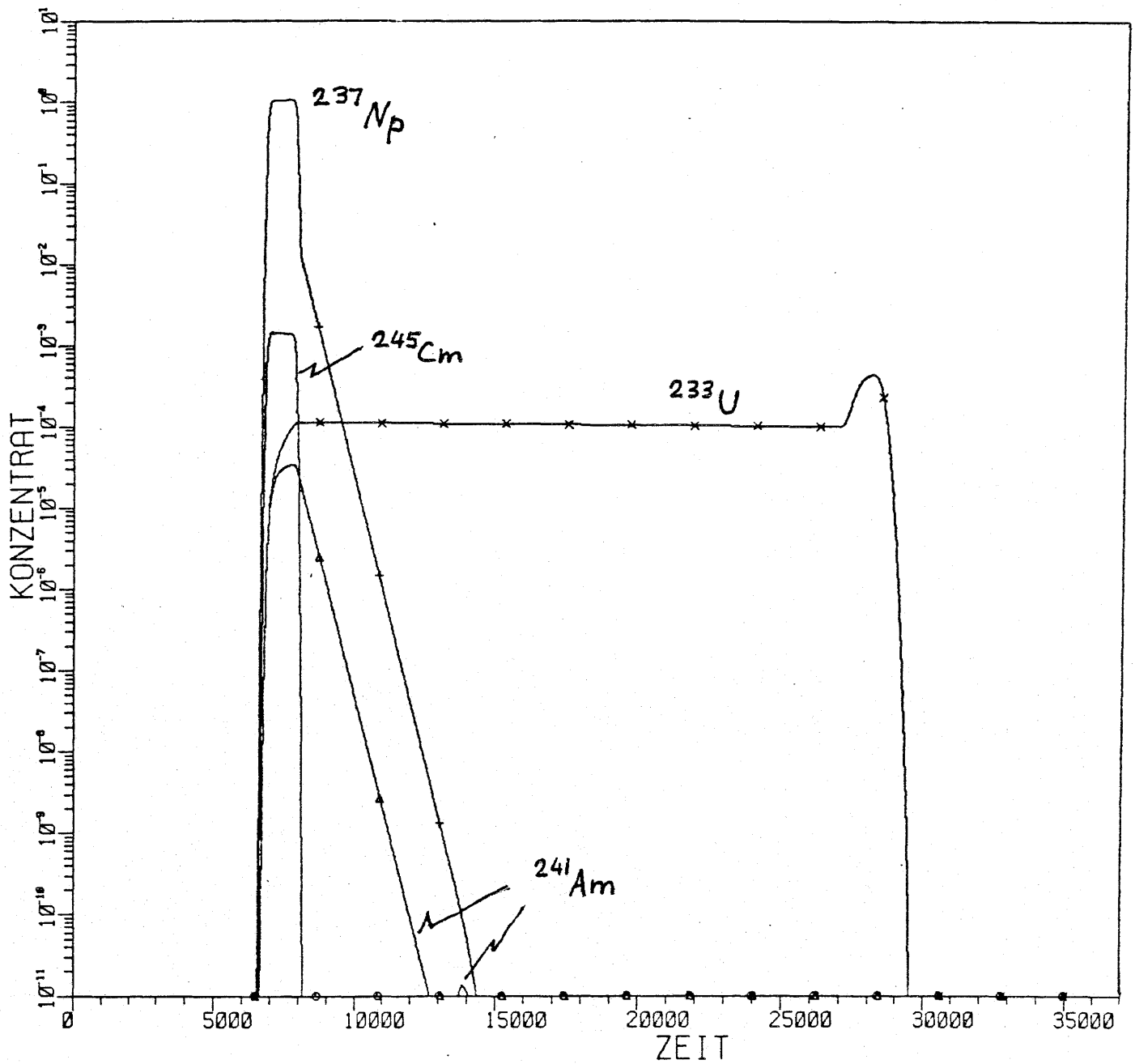
Figur 2: Blockschema des Programmes RANCH



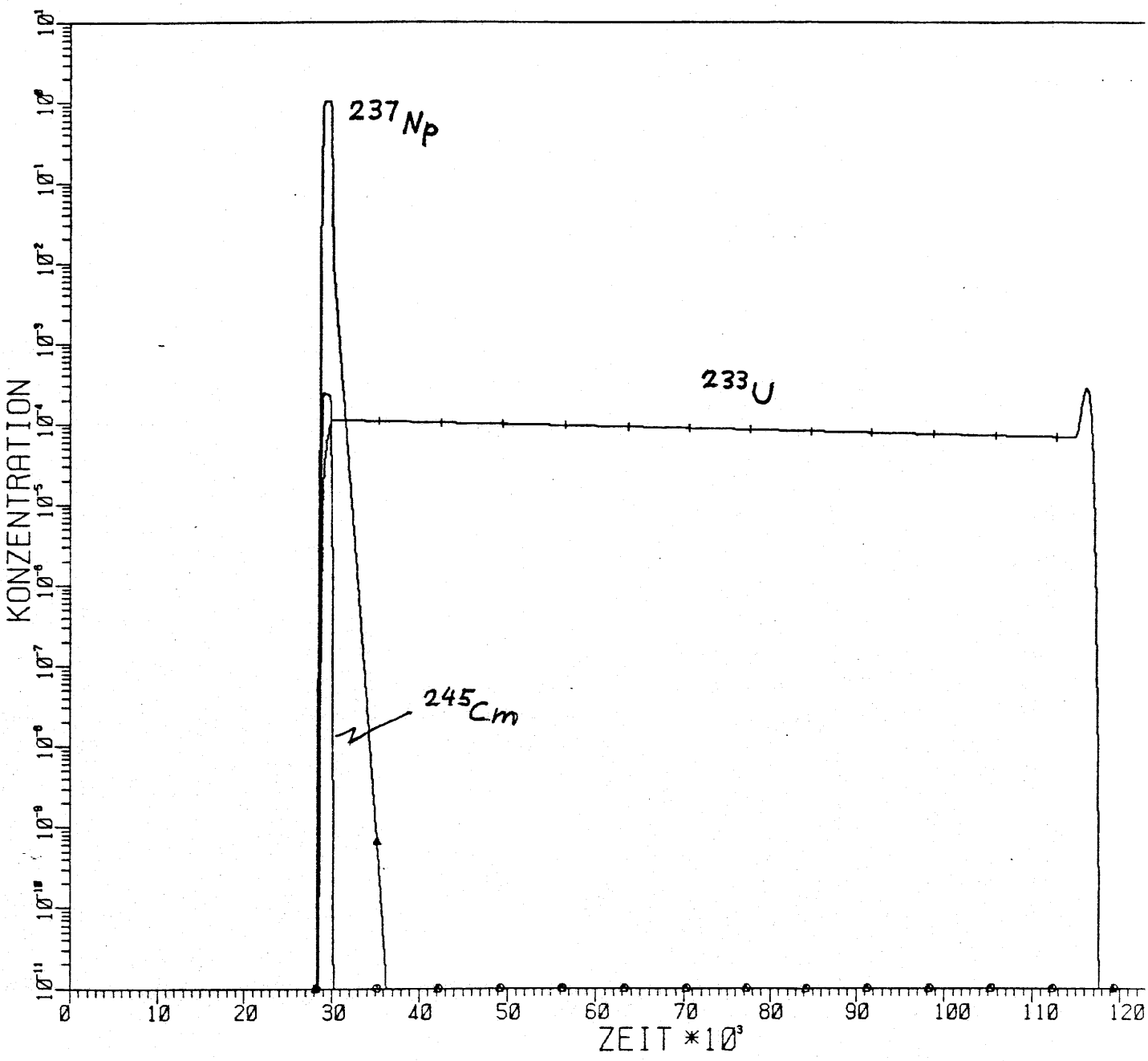
Figur 3: Relative Konzentrationen - normiert auf die Neptuniumkonzentration zur Zeit t=0 - für die Nuklidkette $^{245}Cm \rightarrow {}^{241}Am \rightarrow {}^{237}Np \rightarrow {}^{233}U$ am Ende der ersten Schicht (Granit) in Funktion der Zeit nach Beginn der Auslaugung. Der allgemeine Zeitschritt beträgt 20 Jahre.



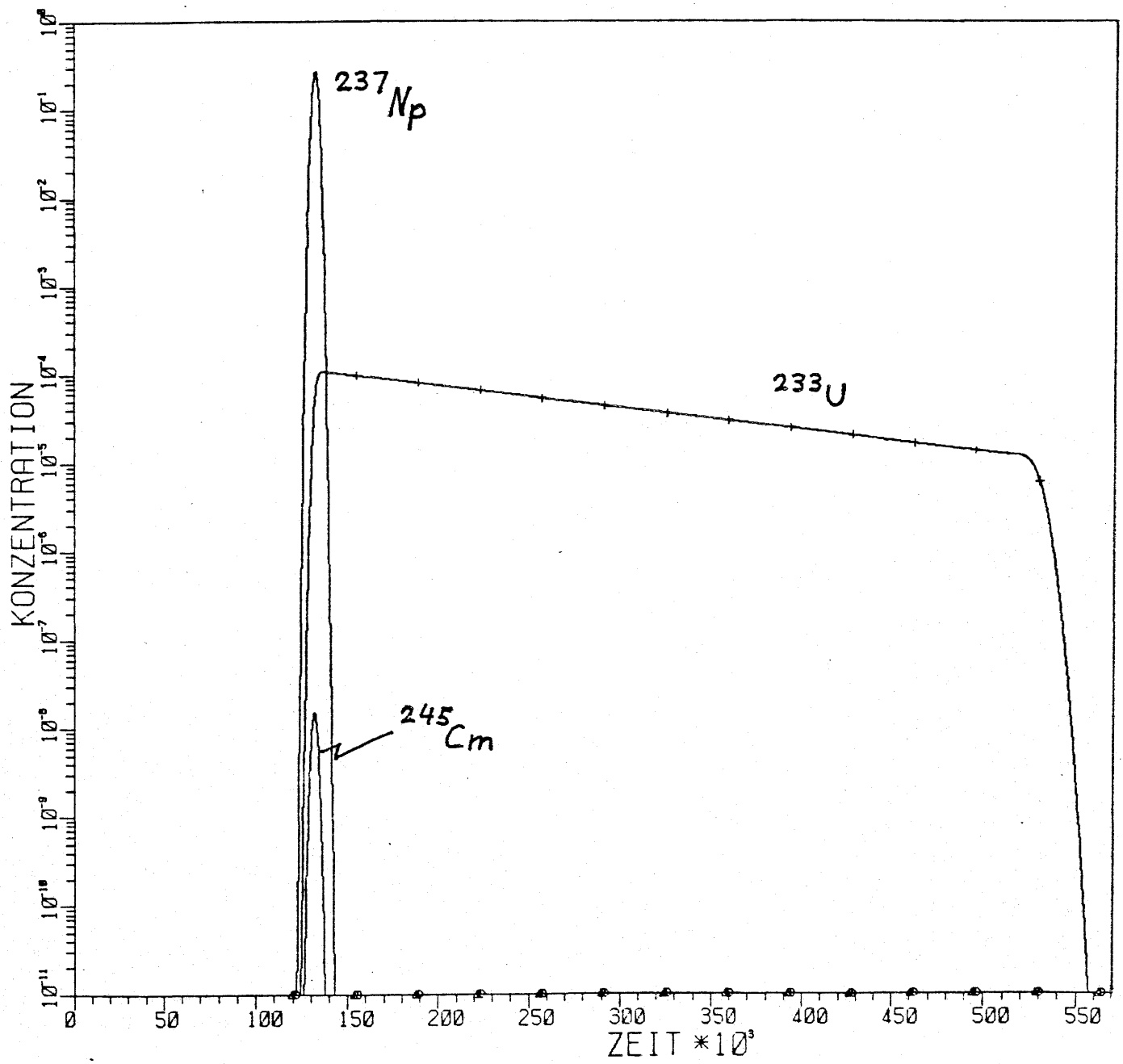
Figur 4: Dasselbe wie Figur 3, jedoch für den kleineren allgemeinen Zeitschritt von 4 Jahren. Im Gegensatz zu Figur 3 wird auch der nachschleppende Beitrag von ^{237}Np korrekt gerechnet.



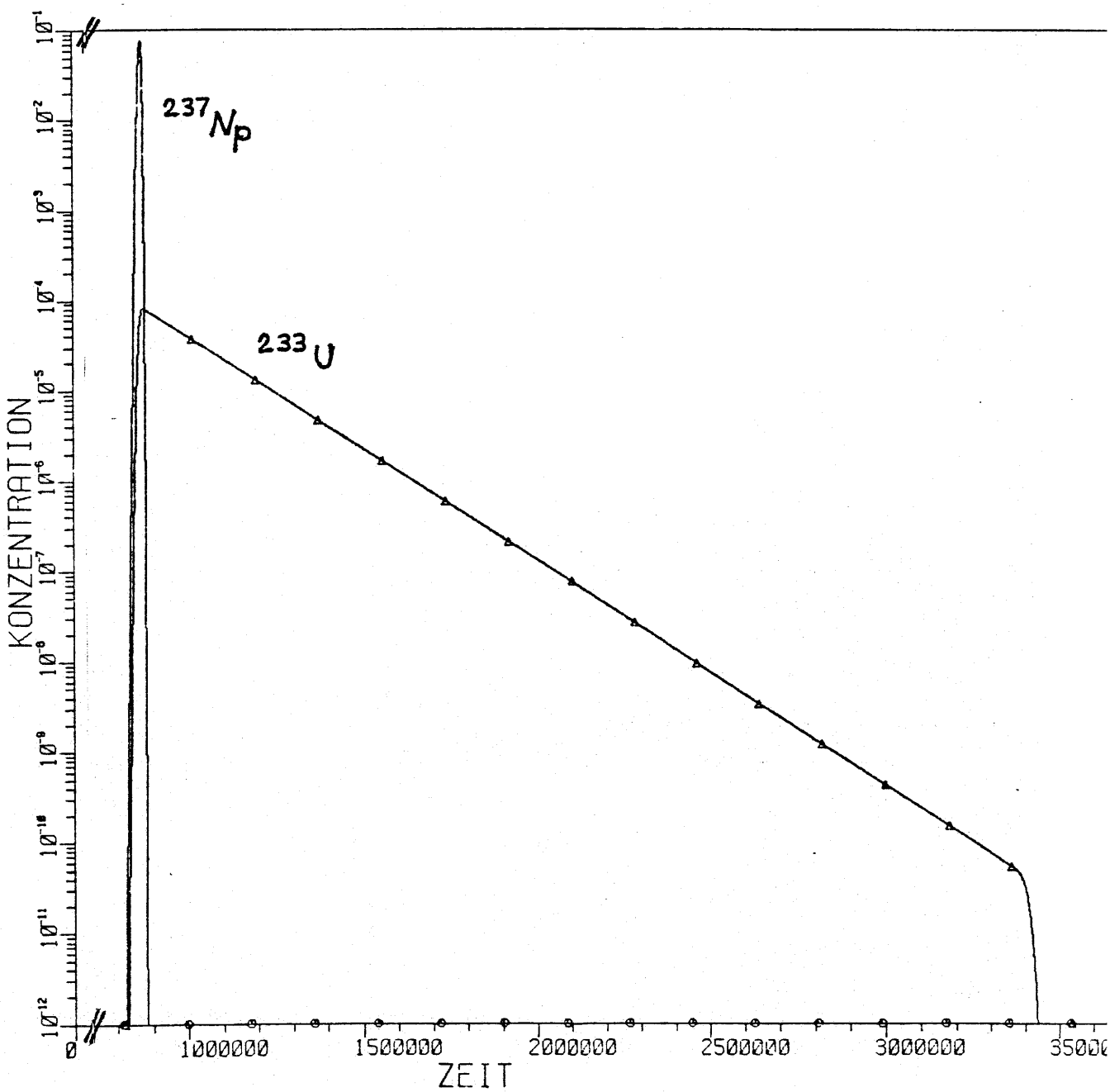
Figur 5: Relative Konzentrationen in Funktion der Zeit nach 100 m Migration in der zweiten Schicht (Tongestein). Man beachte, dass der Hauptbeitrag für ^{241}Am vom Vorläufer ^{245}Cm herrührt und der Lagerbeitrag auf das Niveau 10^{-11} abgesunken ist.



Figur 6: Relative Konzentrationen am Ende der zweiten Schicht (Tongestein) in Funktion der Zeit. Das Nuklid ^{241}Am befindet sich in säkularem Gleichgewicht zum Vorläufer ^{245}Cm und wird nicht mehr gezeigt.



Figur 7: Relative Konzentrationen in Funktion der Zeit nach 1000 m Migration in der dritten Schicht (Sandstein). Das Nuklid ^{241}Am befindet sich in säkularem Gleichgewicht und wird nicht gezeigt. Der Hauptbeitrag für ^{233}U wird nun vom zerfallenden Vorläufer ^{237}Np geliefert.



Figur 8: Konzentrationen in Funktion der Zeit nach Durchgang durch die dreischichtige geologische Kolonne. Die Vorläufer ^{245}Cm und ^{241}Am sind durch radioaktiven Zerfall auf ein nicht mehr sichtbares Niveau abgesunken. Man beachte, dass die Ordinatenskala im Vergleich zu den vorhergehenden Figuren um eine Dekade verschoben ist.

Tabelle 1: Parameter für die Schichtfolge aus Granit, Ton und Sandstein

Schicht	Migrationslänge ℓ_i (m)	Wassergeschwindigkeit v_i (m/d)	Porosität ε_i	Dispersionslänge a_i (m)
Granit	2000	0,2	0,10	1
Ton	500	0,4	0,05	0,001
Sandstein	8000	0,133	0,15	0,1

Schicht	Retentionsfaktoren $R_{i,k}$			
	Cm	Am	Np	U
Granit	50	100	50	200
Ton	8000	16000	8000	32000
Sandstein	5000	10000	5000	20000

Tabelle 2: Normierte Lagerkonzentrationen zur Zeit t = o in beliebigen Einheiten der Dimension (Masse/Volumen) und Halbwertszeiten.

Nuklid	$C_{1,k}$ (0,0)	$\tau_{1/2}$ (a)
^{245}Cm	2,552 - 3	8,532 + 3
^{421}Am	5,992 - 2	4,326 + 2
^{237}Np	1,000 + 0	2,14 + 6
^{233}U	2,851 - 4	1,59 + 5

Tabelle 3: Unterschiede in der Berechnung der Flanken für NMAX = 500 (Fig. 3) und NMAX = 2340 (Fig. 4). Die Maxima stimmen bei beiden Rechnungen überein.
Für $t_r < t \leq t_f$ differieren beide Rechnungen weniger als 10 %. Zur Illustration ist das Verhältnis der Konzentrationen zu diesen Zeiten relativ zum Maximalwert ebenfalls gegeben.

Isotop k	t_r (a)	$\frac{C_{1,k}(\ell_1,t_r)}{C_{1,k}(\ell_1,t_{max})}$	t_f (a)	$\frac{C_{1,k}(\ell_1,t_f)}{C_{1,k}(\ell_1,t_{max})}$
^{245}Cm	1060	2.7 - 16	2440	5.1 - 2
^{241}Am	1380	6.8 - 3	4060	3.4 - 5
^{237}Np	1040	1.4 - 18	3820	3.5 - 6
^{233}U	1380	5.0 - 3	724o	2.1 - 5

Tabelle 4: Dasselbe wie Tabelle 3 für Zeitbereiche $t_r' < t < t_f'$ in denen die Resultate weniger als einen Faktor 2 differieren

Isotop k	t_r' (a)	$\frac{C_{1,k}(\ell_1,t_r')}{C_{1,k}(\ell_1,t_{max})}$	t_f' (a)	$\frac{C_{1,k}(\ell_1,t_f')}{C_{1,k}(\ell_1,t_{max})}$
^{245}Cm	1060	2.7 - 16	2620	4.5 - 8
^{241}Am	1280	7.4 - 5	4120	2.1 - 6
^{237}Np	1040	1.4 - 18	3900	3.0 - 7
^{233}U	1260	1.1 - 5	7300	4.9 - 6

Tabelle 5: Konzentrationsmaxima und ihre Zeiten t am Ende der drei betrachteten Schichten. Gegeben ist ferner die Zeit zu der die Hälfte dieses Maximums erreicht wird.

	Nuklid			
	^{245}Cm	^{241}Am	^{237}Np	^{233}U
$C_{1,k}(\ell_1,t)$	.2255-2	.5731-3	.1064+1	.4969-3
t (a)	1500	2866	2188	6148
$t_{1/2}$ (a)	1370	2702	1372	5460
$C_{2,k}(\ell_2,t)$	.2418-3	.6130-5 (*)	.1054+1	.2789-3
t (a)	28992	28992 (*)	29472	115632
$t_{1/2}$ (a)	28765	28765 (*)	28776	115000
$C_{3,k}(\ell_3,t)$	---	---	.7774-1	.8209-4
t (a)	---	---	850800	861600
$t_{1/2}$ (a)	---	---	846300	851000

*) berechnet nach Gleichung (4.3)

Anhang

Papierausgabe für das in Fig. 3 gezeigte Beispiel der Berechnung der Nuklidmigration in der ersten Schicht (Granit). Die Schichtdaten sind auch in der Tabelle 1 gegeben.

EINGABE-DATEN

KTR = 0 JMAX = 1 KMAX = 4 NMAX = 500 CM-BEDARF 00000000000000071576

ZEITEN 20000.0 20.0 2.0 4.0 2.0 10.0

ISOTOPEN-BEZEICHNUNG

245CM 241AM 237NP 233U

LAMBDA-WERTE

.6124067911E-04 .1002261971E-02 .3239005517E-06 .4359416230E-05

WERTE FUER DISTCO

.5000000000E+02 .1000000000E+03 .5000000000E+02 .2000000000E+03

WERTE FUER R(J, K)

.5000000000E+02 .1000000000E+03 .5000000000E+02 .2000000000E+03

WERTE FUER VN(J, K)

.1460000000E+01 .7300000000E+00 .1460000000E+01 .3650000000E+00

SCHICHTENDATEN

Z	D	DENSITY	EPSIL	VELOCITY
.2000000000E+04	.1000000000E+01	0.	0.	.2000000000E+00

Lagerkonzentrationen

WERTE FUER C0(N, K)

	245CM	241AM	237NP	233U		
0.0	.2552000000E-02	.2547786107E-02	.2543579172E-02	.2539379183E-02	.2535186130E-02
100.0	.2531000000E-02	.2526808723E-02	.2522624387E-02	.2518446979E-02	.2514276490E-02
200.0	.2510112906E-02	.2505956218E-02	.2501806413E-02	.2497663480E-02	.2493527407E-02
300.0	.2489398184E-02	.2485275798E-02	.2481160239E-02	.2477051496E-02	.2472949556E-02
400.0	.2468854409E-02	.2464766044E-02	.2460684449E-02	.2456609613E-02	.2452541524E-02
500.0	.2448480173E-02	.2444425546E-02	.2440377635E-02	.2436336426E-02	.2432301910E-02
600.0	.2428274074E-02	.2424252909E-02	.2420238403E-02	.2416230544E-02	.2412229323E-02
700.0	.2408234727E-02	.2404246747E-02	.2400265370E-02	.2396290586E-02	.2392322385E-02
800.0	.2388360755E-02	.2384405685E-02	.2380457165E-02	.2376515183E-02	.2372579729E-02
900.0	.2368650793E-02	.2364728362E-02	.2360812427E-02	.2356902976E-02	.2353000000E-02
1000.0	.1176500000E-02	.1000000000E-20	0.	0.	0.
0.0	.5992000000E-01	.5803508373E-01	.5620946167E-01	.5444126859E-01	.5272869795E-01
100.0	.5107000000E-01	.4943400634E-01	.4785042065E-01	.4631756409E-01	.4483381157E-01
200.0	.4339759008E-01	.4200737699E-01	.4066169847E-01	.3935912786E-01	.3809828424E-01
300.0	.3687783091E-01	.3569647400E-01	.3455296107E-01	.3344607983E-01	.3237465679E-01
400.0	.3133755608E-01	.3033367820E-01	.2936195889E-01	.2842136797E-01	.2751090825E-01
500.0	.2662961451E-01	.2577655242E-01	.2495081762E-01	.2415153469E-01	.2337785625E-01
600.0	.2262596210E-01	.2190405827E-01	.2120237625E-01	.2052317216E-01	.1986572592E-01
700.0	.1922934053E-01	.1861334133E-01	.1801707526E-01	.1743991017E-01	.1686123419E-01
800.0	.1634045502E-01	.1581699936E-01	.1531031225E-01	.1481985652E-01	.1434511223E-01
900.0	.1388557605E-01	.1344076081E-01	.1301019493E-01	.1259342194E-01	.1219000000E-01
1000.0	.6095000000E-02	.1000000000E-20	0.	0.	0.
0.0	.1000000000E+01	.1001793555E+01	.1003590326E+01	.1005390321E+01	.1007193543E+01
100.0	.1009000000E+01	.1009870038E+01	.1010740825E+01	.1011612364E+01	.1012484654E+01
200.0	.1013357695E+01	.1014231492E+01	.1015106040E+01	.1015981343E+01	.1016857400E+01
300.0	.1017734213E+01	.1018611782E+01	.1019490108E+01	.1020369191E+01	.1021249032E+01
400.0	.1022129631E+01	.1023010990E+01	.1023893109E+01	.1024775989E+01	.1025659630E+01
500.0	.1026544033E+01	.1027429198E+01	.1028315127E+01	.1029201819E+01	.1030089277E+01
600.0	.1030977499E+01	.1031866497E+01	.1032756242E+01	.1033646764E+01	.1034538054E+01
700.0	.1035430113E+01	.1036322940E+01	.1037216538E+01	.1038110906E+01	.1039006045E+01
800.0	.1039901956E+01	.1040798640E+01	.1041696097E+01	.1042594327E+01	.1043493333E+01
900.0	.1044393113E+01	.1045293669E+01	.1046195002E+01	.1047097112E+01	.1048000000E+01
1000.0	.5240000000E+00	.1000000000E-20	0.	0.	0.
0.0	.2851000000E-03	.2912856959E-03	.2976056002E-03	.3040626249E-03	.3106597450E-03
100.0	.3174000000E-03	.3222242255E-03	.3271217754E-03	.3320937641E-03	.3371413230E-03
200.0	.3422656008E-03	.3474677635E-03	.3527489949E-03	.3581104968E-03	.3635534892E-03
300.0	.3690792109E-03	.3746889188E-03	.3803838900E-03	.3861654201E-03	.3920346249E-03
400.0	.3979934399E-03	.4040426210E-03	.4101837449E-03	.4164162090E-03	.4227474319E-03
500.0	.4291724539E-03	.4356959371E-03	.4423181660E-03	.4490410475E-03	.4558661114E-03
600.0	.4627949108E-03	.4698290223E-03	.4769700468E-03	.4842196090E-03	.4915793589E-03
700.0	.4990509710E-03	.5066361456E-03	.5143366088E-03	.5221541128E-03	.5300904367E-03
800.0	.5381473863E-03	.5463267951E-03	.5546305243E-03	.5630604636E-03	.5716185312E-03
900.0	.5803066749E-03	.5891268707E-03	.5980811267E-03	.6071714803E-03	.6164000000E-03
1000.0	.3062000000E-03	.1000000000E-20	0.	0.	0.

Impulsantwort

ERGEBNISSE FÜR DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP -1

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 2.0	ZEIT+ 4.0	ZEIT+ 6.0	ZEIT+ 8.0	ZEIT+ 10.0	ZEIT+ 12.0	ZEIT+ 14.0	ZEIT+ 16.0	ZEIT+ 18.0
1020.0	0.	0.	0.	0.	.1257E-19	.2201E-19	.3836E-19	.6651E-19	.1148E-18	.1971E-18
1040.0	.3367E-18	.5725E-18	.9687E-18	.1631E-17	.2734E-17	.4561E-17	.7572E-17	.1251E-16	.2058E-16	.3369E-16
1060.0	.5489E-16	.8904E-16	.1438E-15	.2311E-15	.3698E-15	.5890E-15	.9341E-15	.1475E-14	.2318E-14	.3628E-14
1080.0	.5653E-14	.8771E-14	.1355E-13	.2084E-13	.3192E-13	.4867E-13	.7392E-13	.1118E-12	.1683E-12	.2525E-12
1100.0	.3771E-12	.5609E-12	.8308E-12	.1226E-11	.1801E-11	.2636E-11	.3842E-11	.5578E-11	.8067E-11	.1162E-10
1120.0	.1667E-10	.2363E-10	.3393E-10	.4812E-10	.6798E-10	.9566E-10	.1342E-09	.1874E-09	.2608E-09	.3616E-09
1140.0	.4994E-09	.6873E-09	.9424E-09	.1287E-08	.1753E-08	.2377E-08	.3212E-08	.4326E-08	.5804E-08	.7760E-08
1160.0	.1034E-07	.1373E-07	.1816E-07	.2395E-07	.3147E-07	.4120E-07	.5377E-07	.6993E-07	.9065E-07	.1171E-06
1180.0	.1508E-06	.1935E-06	.2474E-06	.3154E-06	.4008E-06	.5076E-06	.6408E-06	.8063E-06	.1011E-05	.1264E-05
1200.0	.1576E-05	.1956E-05	.2424E-05	.2993E-05	.3683E-05	.4519E-05	.5527E-05	.6740E-05	.8193E-05	.9930E-05
1220.0	.1200E-04	.1445E-04	.1736E-04	.2079E-04	.2482E-04	.2954E-04	.3506E-04	.4150E-04	.4897E-04	.5761E-04
1240.0	.6759E-04	.7907E-04	.9223E-04	.1073E-03	.1244E-03	.1439E-03	.1660E-03	.1909E-03	.2190E-03	.2505E-03
1260.0	.2658E-03	.3251E-03	.3688E-03	.4173E-03	.4709E-03	.5299E-03	.5947E-03	.6657E-03	.7432E-03	.8276E-03
1280.0	.9191E-03	.1018E-02	.1125E-02	.1239E-02	.1362E-02	.1493E-02	.1633E-02	.1781E-02	.1938E-02	.2103E-02
1300.0	.2277E-02	.2459E-02	.2649E-02	.2846E-02	.3051E-02	.3262E-02	.3480E-02	.3703E-02	.3931E-02	.4163E-02
1320.0	.4398E-02	.4635E-02	.4874E-02	.5113E-02	.5351E-02	.5587E-02	.5819E-02	.6048E-02	.6271E-02	.6487E-02
1340.0	.6695E-02	.6895E-02	.7084E-02	.7263E-02	.7429E-02	.7582E-02	.7720E-02	.7844E-02	.7953E-02	.8045E-02
1360.0	.8120E-02	.8179E-02	.8220E-02	.8243E-02	.8249E-02	.8237E-02	.8208E-02	.8162E-02	.8098E-02	.8019E-02
1380.0	.7923E-02	.7813E-02	.7688E-02	.7549E-02	.7398E-02	.7235E-02	.7061E-02	.6877E-02	.6685E-02	.6484E-02
1400.0	.6278E-02	.6066E-02	.5849E-02	.5629E-02	.5407E-02	.5183E-02	.4959E-02	.4735E-02	.4512E-02	.4292E-02
1420.0	.4075E-02	.3861E-02	.3652E-02	.3447E-02	.3246E-02	.3054E-02	.2867E-02	.2686E-02	.2512E-02	.2345E-02
1440.0	.2185E-02	.2032E-02	.1886E-02	.1746E-02	.1617E-02	.1493E-02	.1376E-02	.1266E-02	.1163E-02	.1066E-02
1460.0	.9754E-03	.8911E-03	.8126E-03	.7398E-03	.6723E-03	.6099E-03	.5523E-03	.4994E-03	.4507E-03	.4061E-03
1480.0	.3653E-03	.3280E-03	.2940E-03	.2631E-03	.2351E-03	.2097E-03	.1868E-03	.1660E-03	.1474E-03	.1306E-03
1500.0	.1155E-03	.1020E-03	.8999E-04	.7923E-04	.6964E-04	.6112E-04	.5355E-04	.4685E-04	.4092E-04	.3569E-04
1520.0	.3108E-04	.2702E-04	.2345E-04	.2032E-04	.1759E-04	.1520E-04	.1311E-04	.1129E-04	.9713E-05	.8341E-05
1540.0	.7153E-05	.6124E-05	.5236E-05	.4470E-05	.3810E-05	.3243E-05	.2756E-05	.2339E-05	.1982E-05	.1677E-05
1560.0	.1417E-05	.1196E-05	.1008E-05	.8477E-06	.7122E-06	.5975E-06	.5006E-06	.4188E-06	.3499E-06	.2919E-06
1580.0	.2432E-06	.2023E-06	.1681E-06	.1394E-06	.1155E-06	.9558E-07	.7897E-07	.6516E-07	.5370E-07	.4419E-07
1600.0	.3631E-07	.2980E-07	.2443E-07	.1999E-07	.1634E-07	.1334E-07	.1088E-07	.8858E-08	.7204E-08	.5850E-08
1620.0	.4745E-08	.3844E-08	.3110E-08	.2513E-08	.2027E-08	.1634E-08	.1315E-08	.1057E-08	.8489E-09	.6807E-09
1640.0	.5452E-09	.4361E-09	.3484E-09	.2780E-09	.2216E-09	.1764E-09	.1402E-09	.1113E-09	.8829E-10	.6994E-10
1660.0	.5533E-10	.4373E-10	.3451E-10	.2721E-10	.2142E-10	.1685E-10	.1324E-10	.1039E-10	.8141E-11	.6373E-11
1680.0	.4983E-11	.3892E-11	.3036E-11	.2366E-11	.1841E-11	.1432E-11	.1112E-11	.8624E-12	.6683E-12	.5172E-12
1700.0	.3999E-12	.3066E-12	.2382E-12	.1835E-12	.1413E-12	.1086E-12	.8341E-13	.6399E-13	.4904E-13	.3754E-13
1720.0	.2870E-13	.2193E-13	.1673E-13	.1275E-13	.9710E-14	.7385E-14	.5611E-14	.4259E-14	.3229E-14	.2446E-14
1740.0	.1851E-14	.1399E-14	.1056E-14	.7967E-15	.6003E-15	.4519E-15	.3398E-15	.2552E-15	.1915E-15	.1436E-15
1760.0	.1075E-15	.8047E-16	.6014E-16	.4491E-16	.3350E-16	.2496E-16	.1858E-16	.1382E-16	.1027E-16	.7624E-17
1780.0	.5653E-17	.4185E-17	.3100E-17	.2292E-17	.1693E-17	.1250E-17	.9213E-18	.6787E-18	.4994E-18	.3672E-18
1800.0	.2697E-18	.1979E-18	.1451E-18	.1063E-18	.7778E-19	.5686E-19	.4153E-19	.3031E-19	.2210E-19	.1610E-19
1820.0	.1172E-19	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

ERGEBNISSE FUER DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP -2

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 4.0	ZEIT+ 8.0	ZEIT+ 12.0	ZEIT+ 16.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 24.0	ZEIT+ 28.0	ZEIT+ 32.0	ZEIT+ 36.0
2080.0	0.	.1105E-19	.1858E-19	.3109E-19	.5179E-19	.8585E-19	.1416E-18	.2326E-18	.3801E-18	.6185E-18
2120.0	.1002E-17	.1614E-17	.2591E-17	.4138E-17	.6580E-17	.1042E-16	.1642E-16	.2576E-16	.4024E-16	.6258E-16
2160.0	.9693E-16	.1494E-15	.2293E-15	.3505E-15	.5335E-15	.8086E-15	.1220E-14	.1834E-14	.2745E-14	.4091E-14
2200.0	.6072E-14	.8975E-14	.1321E-13	.1937E-13	.2829E-13	.4114E-13	.5959E-13	.8598E-13	.1236E-12	.1769E-12
2240.0	.2522E-12	.3562E-12	.5068E-12	.7144E-12	.1003E-11	.1403E-11	.1955E-11	.2713E-11	.3753E-11	.5170E-11
2280.0	.7097E-11	.9706E-11	.1323E-10	.1796E-10	.2429E-10	.3274E-10	.4397E-10	.5884E-10	.7846E-10	.1043E-09
2320.0	.1360E-09	.1821E-09	.2395E-09	.3138E-09	.4097E-09	.5332E-09	.6915E-09	.8937E-09	.1151E-08	.1478E-08
2360.0	.1891E-08	.2411E-08	.3065E-08	.3883E-08	.4903E-08	.6170E-08	.7741E-08	.9679E-08	.1206E-07	.1499E-07
2400.0	.1357E-07	.2292E-07	.2821E-07	.3461E-07	.4233E-07	.5161E-07	.6273E-07	.7602E-07	.9183E-07	.1106E-06
2440.0	.1328E-06	.1590E-06	.1898E-06	.2258E-06	.2679E-06	.3170E-06	.3739E-06	.4397E-06	.5156E-06	.6028E-06
2480.0	.7028E-06	.8171E-06	.9472E-06	.1095E-05	.1262E-05	.1451E-05	.1663E-05	.1901E-05	.2166E-05	.2463E-05
2520.0	.2792E-05	.3156E-05	.3558E-05	.4001E-05	.4486E-05	.5017E-05	.5596E-05	.6225E-05	.6907E-05	.7643E-05
2560.0	.8435E-05	.9285E-05	.1019E-04	.1116E-04	.1219E-04	.1328E-04	.1444E-04	.1565E-04	.1692E-04	.1825E-04
2600.0	.1963E-04	.2107E-04	.2255E-04	.2408E-04	.2565E-04	.2726E-04	.2890E-04	.3056E-04	.3224E-04	.3393E-04
2640.0	.3562E-04	.3731E-04	.3899E-04	.4064E-04	.4227E-04	.4386E-04	.4540E-04	.4689E-04	.4832E-04	.4967E-04
2680.0	.5095E-04	.5214E-04	.5324E-04	.5424E-04	.5513E-04	.5592E-04	.5658E-04	.5713E-04	.5756E-04	.5787E-04
2720.0	.5805E-04	.5810E-04	.5803E-04	.5783E-04	.5751E-04	.5707E-04	.5652E-04	.5585E-04	.5507E-04	.5419E-04
2760.0	.5321E-04	.5214E-04	.5099E-04	.4975E-04	.4845E-04	.4709E-04	.4567E-04	.4421E-04	.4270E-04	.4117E-04
2800.0	.3961E-04	.3803E-04	.3644E-04	.3485E-04	.3327E-04	.3169E-04	.3013E-04	.2859E-04	.2708E-04	.2560E-04
2840.0	.2415E-04	.2274E-04	.2138E-04	.2005E-04	.1878E-04	.1755E-04	.1637E-04	.1524E-04	.1416E-04	.1314E-04
2880.0	.1217E-04	.1124E-04	.1037E-04	.9553E-05	.8781E-05	.8057E-05	.7380E-05	.6747E-05	.6158E-05	.5610E-05
2920.0	.5102E-05	.4632E-05	.4198E-05	.3798E-05	.3430E-05	.3092E-05	.2783E-05	.2500E-05	.2243E-05	.2008E-05
2960.0	.1795E-05	.1602E-05	.1427E-05	.1269E-05	.1127E-05	.9988E-06	.8839E-06	.7810E-06	.6889E-06	.6066E-06
3000.0	.5333E-06	.4682E-06	.4103E-06	.3590E-06	.3136E-06	.2735E-06	.2381E-06	.2070E-06	.1797E-06	.1557E-06
3040.0	.1348E-06	.1164E-06	.1004E-06	.8651E-07	.7439E-07	.6388E-07	.5476E-07	.4688E-07	.4007E-07	.3420E-07
3080.0	.2914E-07	.2486E-07	.2107E-07	.1787E-07	.1514E-07	.1281E-07	.1082E-07	.9122E-08	.7682E-08	.6460E-08
3120.0	.5425E-08	.4549E-08	.3809E-08	.3184E-08	.2659E-08	.2217E-08	.1845E-08	.1534E-08	.1274E-08	.1056E-08
3160.0	.8743E-09	.7229E-09	.5968E-09	.4921E-09	.4051E-09	.3331E-09	.2735E-09	.2243E-09	.1837E-09	.1502E-09
3200.0	.1227E-09	.1000E-09	.8149E-10	.6629E-10	.5385E-10	.4369E-10	.3540E-10	.2864E-10	.2315E-10	.1868E-10
3240.0	.1506E-10	.1212E-10	.9746E-11	.7825E-11	.6275E-11	.5026E-11	.4020E-11	.3212E-11	.2563E-11	.2042E-11
3280.0	.1625E-11	.1292E-11	.1026E-11	.8134E-12	.6442E-12	.5096E-12	.4026E-12	.3177E-12	.2504E-12	.1971E-12
3320.0	.1550E-12	.1217E-12	.9546E-13	.7479E-13	.5853E-13	.4574E-13	.3571E-13	.2785E-13	.2169E-13	.1687E-13
3360.0	.1311E-13	.1018E-13	.7889E-14	.6109E-14	.4726E-14	.3651E-14	.2818E-14	.2172E-14	.1673E-14	.1286E-14
3400.0	.9884E-15	.7585E-15	.5815E-15	.4452E-15	.3406E-15	.2602E-15	.1986E-15	.1514E-15	.1153E-15	.8772E-16
3440.0	.6666E-16	.5060E-16	.3837E-16	.2906E-16	.2199E-16	.1662E-16	.1255E-16	.9467E-17	.7133E-17	.5369E-17
3480.0	.4037E-17	.3033E-17	.2275E-17	.1706E-17	.1277E-17	.9554E-18	.7140E-18	.5330E-18	.3975E-18	.2961E-18
3520.0	.2204E-18	.1639E-18	.1217E-18	.9033E-19	.6696E-19	.4959E-19	.3669E-19	.2712E-19	.2002E-19	.1477E-19
3560.0	.1088E-19	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

Impulsantwort

ERGEBNISSE FÜR DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP -3

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 2.0	ZEIT+ 4.0	ZEIT+ 6.0	ZEIT+ 8.0	ZEIT+ 10.0	ZEIT+ 12.0	ZEIT+ 14.0	ZEIT+ 16.0	ZEIT+ 18.0
1020.0	0.	0.	0.	0.	.1366E-19	.2392E-19	.4170E-19	.7232E-19	.1248E-18	.2143E-18
1040.0	.3662E-19	.6229E-16	.1054E-17	.1775E-17	.2976E-17	.4965E-17	.8244E-17	.1363E-16	.2241E-16	.3670E-16
1060.0	.5981E-16	.9703E-16	.1567E-15	.2519E-15	.4032E-15	.6423E-15	.1019E-14	.1609E-14	.2529E-14	.3959E-14
1080.0	.6169E-14	.9573E-14	.1479E-13	.2275E-13	.3485E-13	.5316E-13	.8075E-13	.1221E-12	.1840E-12	.2759E-12
1100.0	.4122E-12	.6132E-12	.9085E-12	.1341E-11	.1970E-11	.2884E-11	.4204E-11	.6105E-11	.8830E-11	.1272E-10
1120.0	.1825E-10	.2609E-10	.3716E-10	.5271E-10	.7448E-10	.1048E-09	.1470E-09	.2054E-09	.2859E-09	.3964E-09
1140.0	.5477E-09	.7536E-09	.1034E-08	.1413E-08	.1923E-08	.2609E-08	.3526E-08	.4749E-08	.6373E-08	.8523E-08
1160.0	.1136E-07	.1506E-07	.1996E-07	.2632E-07	.3459E-07	.4530E-07	.5912E-07	.7690E-07	.9970E-07	.1288E-06
1180.0	.1659E-06	.2129E-06	.2723E-06	.3472E-06	.4412E-06	.5589E-06	.7056E-06	.8880E-06	.1114E-05	.1393E-05
1200.0	.1736E-05	.2157E-05	.2672E-05	.3300E-05	.4062E-05	.4984E-05	.6097E-05	.7436E-05	.9040E-05	.1096E-04
1220.0	.1324E-04	.1596E-04	.1917E-04	.2295E-04	.2741E-04	.3263E-04	.3874E-04	.4585E-04	.5412E-04	.6368E-04
1240.0	.7472E-04	.8743E-04	.1020E-03	.1187E-03	.1377E-03	.1592E-03	.1837E-03	.2113E-03	.2424E-03	.2774E-03
1260.0	.3164E-03	.3600E-03	.4085E-03	.4623E-03	.5217E-03	.5872E-03	.6592E-03	.7380E-03	.8241E-03	.9177E-03
1280.0	.1019E-02	.1129E-02	.1246E-02	.1375E-02	.1512E-02	.1658E-02	.1813E-02	.1978E-02	.2152E-02	.2336E-02
1300.0	.2530E-02	.2732E-02	.2944E-02	.3163E-02	.3392E-02	.3627E-02	.3870E-02	.4118E-02	.4373E-02	.4631E-02
1320.0	.4894E-02	.5159E-02	.5425E-02	.5692E-02	.5958E-02	.6221E-02	.6482E-02	.6737E-02	.6987E-02	.7229E-02
1340.0	.7462E-02	.7686E-02	.7898E-02	.8096E-02	.8285E-02	.8457E-02	.8613E-02	.8753E-02	.8875E-02	.8979E-02
1360.0	.9065E-02	.9132E-02	.9179E-02	.9207E-02	.9215E-02	.9203E-02	.9172E-02	.9121E-02	.9052E-02	.8965E-02
1380.0	.8859E-02	.8737E-02	.8599E-02	.8445E-02	.8277E-02	.8096E-02	.7902E-02	.7698E-02	.7484E-02	.7261E-02
1400.0	.7031E-02	.6794E-02	.6553E-02	.6307E-02	.6059E-02	.5809E-02	.5559E-02	.5309E-02	.5060E-02	.4814E-02
1420.0	.4571E-02	.4332E-02	.4098E-02	.3869E-02	.3646E-02	.3429E-02	.3219E-02	.3017E-02	.2822E-02	.2634E-02
1440.0	.2455E-02	.2284E-02	.2120E-02	.1965E-02	.1818E-02	.1679E-02	.1548E-02	.1424E-02	.1308E-02	.1199E-02
1460.0	.1098E-02	.1003E-02	.9148E-03	.8329E-03	.7571E-03	.6869E-03	.6222E-03	.5626E-03	.5079E-03	.4577E-03
1480.0	.4117E-03	.3698E-03	.3315E-03	.2968E-03	.2652E-03	.2366E-03	.2107E-03	.1874E-03	.1663E-03	.1474E-03
1500.0	.1304E-03	.1152E-03	.1016E-03	.8950E-04	.7868E-04	.6906E-04	.6052E-04	.5296E-04	.4626E-04	.4035E-04
1520.0	.3514E-04	.3055E-04	.2653E-04	.2300E-04	.1990E-04	.1720E-04	.1484E-04	.1279E-04	.1100E-04	.9447E-05
1540.0	.8102E-05	.6938E-05	.5933E-05	.5065E-05	.4318E-05	.3676E-05	.3125E-05	.2652E-05	.2248E-05	.1903E-05
1560.0	.1606E-05	.1357E-05	.1144E-05	.9622E-06	.8086E-06	.6784E-06	.5685E-06	.4757E-06	.3974E-06	.3316E-06
1580.0	.2763E-06	.2299E-06	.1910E-06	.1585E-06	.1314E-06	.1087E-06	.8983E-07	.7413E-07	.6110E-07	.5029E-07
1600.0	.4133E-07	.3393E-07	.2781E-07	.2277E-07	.1862E-07	.1520E-07	.1239E-07	.1009E-07	.8210E-08	.6669E-08
1620.0	.5410E-08	.4363E-08	.3546E-08	.2866E-08	.2313E-08	.1864E-08	.1501E-08	.1207E-08	.9691E-09	.7772E-09
1640.0	.6226E-09	.4981E-09	.3980E-09	.3176E-09	.2532E-09	.2015E-09	.1603E-09	.1273E-09	.1010E-09	.7998E-10
1660.0	.6329E-10	.5002E-10	.3949E-10	.3114E-10	.2452E-10	.1929E-10	.1516E-10	.1189E-10	.9323E-11	.7300E-11
1680.0	.5709E-11	.4459E-11	.3479E-11	.2712E-11	.2111E-11	.1641E-11	.1275E-11	.9892E-12	.7666E-12	.5934E-12
1700.0	.4586E-12	.3544E-12	.2734E-12	.2107E-12	.1622E-12	.1247E-12	.9581E-13	.7351E-13	.5634E-13	.4314E-13
1720.0	.3297E-13	.2520E-13	.1924E-13	.1466E-13	.1117E-13	.8495E-14	.6456E-14	.4901E-14	.3716E-14	.2815E-14
1740.0	.2130E-14	.1611E-14	.1216E-14	.9175E-15	.6915E-15	.5206E-15	.3915E-15	.2942E-15	.2208E-15	.1656E-15
1760.0	.1245E-15	.9250E-16	.6937E-16	.5181E-16	.3865E-16	.2881E-16	.2145E-16	.1596E-16	.1186E-16	.8803E-17
1780.0	.6529E-17	.4836E-17	.3581E-17	.2649E-17	.1957E-17	.1444E-17	.1065E-17	.7847E-18	.5776E-18	.4247E-18
1800.0	.3120E-18	.2290E-18	.1679E-18	.1230E-18	.9003E-19	.6583E-19	.4809E-19	.3510E-19	.2560E-19	.1865E-19
1820.0	.1357E-19	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

ERGEBNISSE FÜER DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP -4

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 10.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 30.0	ZEIT+ 40.0	ZEIT+ 50.0	ZEIT+ 60.0	ZEIT+ 70.0	ZEIT+ 80.0	ZEIT+ 90.0
4120.0	0.	.1184E-19	.2351E-19	.4631E-19	.9053E-19	.1757E-18	.3382E-18	.6465E-18	.1226E-17	.2310E-17
4220.0	.4317E-17	.8013E-17	.1476E-16	.2701E-16	.4905E-16	.8847E-16	.1584E-15	.2818E-15	.4977E-15	.8730E-15
4320.0	.1521E-14	.2632E-14	.4523E-14	.7723E-14	.1310E-13	.2207E-13	.3694E-13	.6142E-13	.1015E-12	.1666E-12
4420.0	.2715E-12	.4406E-12	.7097E-12	.1136E-11	.1807E-11	.2857E-11	.4490E-11	.7013E-11	.1089E-10	.1680E-10
4520.0	.2578E-10	.3931E-10	.5959E-10	.8982E-10	.1346E-09	.2005E-09	.2970E-09	.4375E-09	.6408E-09	.9333E-09
4620.0	.1352E-08	.1947E-08	.2789E-08	.3973E-08	.5628E-08	.7932E-08	.1112E-07	.1550E-07	.2150E-07	.2965E-07
4720.0	.4070E-07	.5556E-07	.7546E-07	.1020E-06	.1371E-06	.1833E-06	.2440E-06	.3231E-06	.4257E-06	.5581E-06
4820.0	.7292E-06	.9454E-06	.1222E-05	.1571E-05	.2010E-05	.2560E-05	.3245E-05	.4094E-05	.5140E-05	.6425E-05
4920.0	.7994E-05	.9906E-05	.1220E-04	.1498E-04	.1830E-04	.2225E-04	.2695E-04	.3248E-04	.3899E-04	.4659E-04
5020.0	.5543E-04	.6566E-04	.7745E-04	.9096E-04	.1064E-03	.1239E-03	.1437E-03	.1659E-03	.1909E-03	.2186E-03
5120.0	.2494E-03	.2833E-03	.3205E-03	.3612E-03	.4055E-03	.4533E-03	.5048E-03	.5599E-03	.6186E-03	.6808E-03
5220.0	.7463E-03	.8150E-03	.8867E-03	.9610E-03	.1038E-02	.1116E-02	.1196E-02	.1277E-02	.1358E-02	.1440E-02
5320.0	.1520E-02	.1600E-02	.1677E-02	.1752E-02	.1823E-02	.1891E-02	.1954E-02	.2013E-02	.2066E-02	.2113E-02
5420.0	.2153E-02	.2187E-02	.2214E-02	.2234E-02	.2246E-02	.2250E-02	.2247E-02	.2237E-02	.2219E-02	.2195E-02
5520.0	.2163E-02	.2125E-02	.2081E-02	.2031E-02	.1976E-02	.1917E-02	.1853E-02	.1786E-02	.1716E-02	.1644E-02
5620.0	.1569E-02	.1494E-02	.1418E-02	.1341E-02	.1265E-02	.1190E-02	.1115E-02	.1043E-02	.9717E-03	.9030E-03
5720.0	.8366E-03	.7729E-03	.7119E-03	.6539E-03	.5989E-03	.5469E-03	.4980E-03	.4522E-03	.4095E-03	.3697E-03
5820.0	.3329E-03	.2990E-03	.2677E-03	.2391E-03	.2129E-03	.1891E-03	.1675E-03	.1480E-03	.1304E-03	.1145E-03
5920.0	.1004E-03	.8774E-04	.7648E-04	.6650E-04	.5767E-04	.4989E-04	.4304E-04	.3704E-04	.3179E-04	.2722E-04
6020.0	.2325E-04	.1981E-04	.1683E-04	.1427E-04	.1206E-04	.1018E-04	.8563E-05	.7188E-05	.6019E-05	.5028E-05
6120.0	.4191E-05	.3484E-05	.2890E-05	.2391E-05	.1974E-05	.1626E-05	.1336E-05	.1095E-05	.8955E-06	.7307E-06
6220.0	.5949E-06	.4833E-06	.3917E-06	.3167E-06	.2555E-06	.2057E-06	.1652E-06	.1324E-06	.1059E-06	.8451E-07
6320.0	.6729E-07	.5346E-07	.4238E-07	.3353E-07	.2647E-07	.2085E-07	.1639E-07	.1286E-07	.1006E-07	.7860E-08
6420.0	.6127E-08	.4766E-08	.3700E-08	.2867E-08	.2216E-08	.1710E-08	.1317E-08	.1012E-08	.7761E-09	.5940E-09
6520.0	.4538E-09	.3459E-09	.2632E-09	.1999E-09	.1515E-09	.1146E-09	.8653E-10	.6520E-10	.4904E-10	.3681E-10
6620.0	.2758E-10	.2063E-10	.1540E-10	.1147E-10	.8532E-11	.6333E-11	.4693E-11	.3470E-11	.2562E-11	.1888E-11
6720.0	.1389E-11	.1020E-11	.7473E-12	.5467E-12	.3993E-12	.2911E-12	.2118E-12	.1539E-12	.1116E-12	.8078E-13
6820.0	.5838E-13	.4211E-13	.3033E-13	.2181E-13	.1565E-13	.1121E-13	.8022E-14	.5729E-14	.4084E-14	.2907E-14
6920.0	.2065E-14	.1465E-14	.1038E-14	.7337E-15	.5179E-15	.3650E-15	.2568E-15	.1804E-15	.1265E-15	.8861E-16
7020.0	.6195E-16	.4325E-16	.3014E-16	.2097E-16	.1457E-16	.1011E-16	.7001E-17	.4842E-17	.3343E-17	.2305E-17
7120.0	.1587E-17	.1091E-17	.7485E-18	.5129E-18	.3510E-18	.2398E-18	.1636E-18	.1114E-18	.7580E-19	.5148E-19
7220.0	.3492E-19	.2365E-19	.1599E-19	.1080E-19	0.	0.	0.	0.	0.	0.

ERGEBNISSE FUER DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP 1

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 40.0	ZEIT+ 60.0	ZEIT+ 80.0	ZEIT+ 100.0	ZEIT+ 120.0	ZEIT+ 140.0	ZEIT+ 160.0	ZEIT+ 180.0
1060.0	.5758E-18	.6503E-16	.4767E-14	.2328E-12	.7740E-11	.1790E-09	.2936E-08	.3482E-07	.3039E-06	.1986E-05
1260.0	.9895E-05	.3816E-04	.1161E-03	.2836E-03	.5674E-03	.9501E-03	.1365E-02	.1729E-02	.1991E-02	.2144E-02
1460.0	.2218E-02	.2247E-02	.2254E-02	.2254E-02	.2251E-02	.2248E-02	.2244E-02	.2240E-02	.2236E-02	.2233E-02
1660.0	.2229E-02	.2225E-02	.2222E-02	.2216E-02	.2214E-02	.2211E-02	.2207E-02	.2203E-02	.2200E-02	.2196E-02
1860.0	.2192E-02	.2189E-02	.2185E-02	.2182E-02	.2178E-02	.2174E-02	.2171E-02	.2167E-02	.2164E-02	.2160E-02
2060.0	.2156E-02	.2153E-02	.2149E-02	.2146E-02	.2142E-02	.2139E-02	.2135E-02	.2131E-02	.2127E-02	.2122E-02
2260.0	.2109E-02	.2075E-02	.1993E-02	.1832E-02	.1570E-02	.1224E-02	.8517E-03	.5209E-03	.2774E-03	.1279E-03
2460.0	.5097E-04	.1754E-04	.5218E-05	.1345E-05	.3012E-06	.5877E-07	.1003E-07	.1502E-08	.1980E-09	.2309E-10
2660.0	.2389E-11	.2200E-12	.1811E-13	.1337E-14	.8877E-16	.5322E-17	.2887E-18	.1410E-19	0.	0.

Konzentration

ERGEBNISSE FÜR DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP 2

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 40.0	ZEIT+ 60.0	ZEIT+ 80.0	ZEIT+ 100.0	ZEIT+ 120.0	ZEIT+ 140.0	ZEIT+ 160.0	ZEIT+ 180.0
1100.0	.1226E-18	.9142E-17	.4550E-15	.1546E-13	.3664E-12	.6179E-11	.7563E-10	.6847E-09	.4669E-08	.2443E-07
1300.0	.9993E-07	.3257E-06	.8628E-06	.1899E-05	.3555E-05	.5797E-05	.8450E-05	.1128E-04	.1410E-04	.1681E-04
1500.0	.1935E-04	.2174E-04	.2398E-04	.2607E-04	.2803E-04	.2986E-04	.3158E-04	.3319E-04	.3470E-04	.3610E-04
1700.0	.3742E-04	.3865E-04	.3980E-04	.4088E-04	.4188E-04	.4282E-04	.4370E-04	.4451E-04	.4528E-04	.4599E-04
1900.0	.4665E-04	.4726E-04	.4783E-04	.4837E-04	.4886E-04	.4932E-04	.4974E-04	.5014E-04	.5050E-04	.5084E-04
2100.0	.5115E-04	.5144E-04	.5170E-04	.5194E-04	.5216E-04	.5236E-04	.5255E-04	.5271E-04	.5285E-04	.5295E-04
2300.0	.5295E-04	.5275E-04	.5223E-04	.5126E-04	.4979E-04	.4786E-04	.4562E-04	.4328E-04	.4105E-04	.3921E-04
2500.0	.3811E-04	.3831E-04	.4064E-04	.4625E-04	.5661E-04	.7331E-04	.9782E-04	.1311E-03	.1732E-03	.2232E-03
2700.0	.2789E-03	.3370E-03	.3940E-03	.4463E-03	.4910E-03	.5261E-03	.5510E-03	.5659E-03	.5720E-03	.5708E-03
2900.0	.5640E-03	.5533E-03	.5400E-03	.5253E-03	.5098E-03	.4941E-03	.4785E-03	.4632E-03	.4482E-03	.4337E-03
3100.0	.4196E-03	.4060E-03	.3928E-03	.3801E-03	.3677E-03	.3558E-03	.3443E-03	.3331E-03	.3223E-03	.3118E-03
3300.0	.3017E-03	.2920E-03	.2825E-03	.2733E-03	.2645E-03	.2559E-03	.2476E-03	.2396E-03	.2318E-03	.2241E-03
3500.0	.2166E-03	.2091E-03	.2014E-03	.1933E-03	.1845E-03	.1747E-03	.1636E-03	.1511E-03	.1370E-03	.1216E-03
3700.0	.1053E-03	.8874E-04	.7257E-04	.5747E-04	.4399E-04	.3251E-04	.2318E-04	.1592E-04	.1053E-04	.6712E-05
3900.0	.4118E-05	.2432E-05	.1384E-05	.7580E-06	.4001E-06	.2035E-06	.9983E-07	.4722E-07	.2156E-07	.9500E-08
4100.0	.4044E-08	.1664E-08	.6529E-09	.2561E-09	.9642E-10	.3581E-10	.1352E-10	.5554E-11	.2757E-11	.1770E-11
4300.0	.1398E-11	.1231E-11	.1131E-11	.1055E-11	.9890E-12	.9285E-12	.8721E-12	.8193E-12	.7697E-12	.7230E-12
4500.0	.6793E-12	.6381E-12	.5995E-12	.5632E-12	.5291E-12	.4970E-12	.4669E-12	.4387E-12	.4121E-12	.3871E-12
4700.0	.3637E-12	.3417E-12	.3210E-12	.3016E-12	.2833E-12	.2661E-12	.2500E-12	.2349E-12	.2207E-12	.2073E-12
4900.0	.1947E-12	.1829E-12	.1719E-12	.1615E-12	.1517E-12	.1425E-12	.1339E-12	.1258E-12	.1181E-12	.1110E-12
5100.0	.1043E-12	.9796E-13	.9203E-13	.8645E-13	.8122E-13	.7630E-13	.7168E-13	.6734E-13	.6326E-13	.5943E-13
5300.0	.5583E-13	.5245E-13	.4927E-13	.4629E-13	.4349E-13	.4085E-13	.3838E-13	.3606E-13	.3387E-13	.3182E-13
5500.0	.2989E-13	.2808E-13	.2638E-13	.2479E-13	.2329E-13	.2188E-13	.2055E-13	.1931E-13	.1814E-13	.1704E-13
5700.0	.1601E-13	.1504E-13	.1413E-13	.1327E-13	.1247E-13	.1171E-13	.1100E-13	.1034E-13	.9711E-14	.9123E-14
5900.0	.8571E-14	.8052E-14	.7564E-14	.7106E-14	.6676E-14	.6272E-14	.5892E-14	.5535E-14	.5200E-14	.4885E-14
6100.0	.4589E-14	.4311E-14	.4050E-14	.3805E-14	.3574E-14	.3358E-14	.3155E-14	.2964E-14	.2784E-14	.2616E-14
6300.0	.2457E-14	.2308E-14	.2169E-14	.2037E-14	.1914E-14	.1798E-14	.1689E-14	.1587E-14	.1491E-14	.1400E-14
6500.0	.1316E-14	.1236E-14	.1161E-14	.1091E-14	.1025E-14	.9627E-15	.9044E-15	.8497E-15	.7982E-15	.7499E-15
6700.0	.7045E-15	.6618E-15	.6217E-15	.5841E-15	.5487E-15	.5155E-15	.4843E-15	.4549E-15	.4274E-15	.4015E-15
6900.0	.3772E-15	.3544E-15	.3329E-15	.3127E-15	.2938E-15	.2760E-15	.2593E-15	.2436E-15	.2288E-15	.2150E-15
7100.0	.2020E-15	.1897E-15	.1782E-15	.1675E-15	.1573E-15	.1478E-15	.1388E-15	.1304E-15	.1225E-15	.1151E-15
7300.0	.1081E-15	.1016E-15	.9544E-16	.8966E-16	.8423E-16	.7913E-16	.7434E-16	.6984E-16	.6561E-16	.6164E-16
7500.0	.5790E-16	.5440E-16	.5110E-16	.4801E-16	.4510E-16	.4237E-16	.3980E-16	.3739E-16	.3513E-16	.3300E-16
7700.0	.3100E-16	.2913E-16	.2736E-16	.2571E-16	.2415E-16	.2269E-16	.2131E-16	.2002E-16	.1881E-16	.1767E-16
7900.0	.1660E-16	.1560E-16	.1465E-16	.1376E-16	.1293E-16	.1215E-16	.1141E-16	.1072E-16	.1007E-16	.9462E-17
8100.0	.8889E-17	.8351E-17	.7845E-17	.7370E-17	.6924E-17	.6504E-17	.6110E-17	.5740E-17	.5393E-17	.5066E-17
8300.0	.4759E-17	.4471E-17	.4200E-17	.3946E-17	.3707E-17	.3483E-17	.3272E-17	.3074E-17	.2888E-17	.2713E-17
8500.0	.2548E-17	.2394E-17	.2249E-17	.2113E-17	.1985E-17	.1865E-17	.1752E-17	.1646E-17	.1546E-17	.1452E-17
8700.0	.1365E-17	.1282E-17	.1204E-17	.1131E-17	.1063E-17	.9985E-18	.9380E-18	.8812E-18	.8278E-18	.7777E-18
8900.0	.7306E-18	.6864E-18	.6448E-18	.6058E-18	.5691E-18	.5346E-18	.5022E-18	.4718E-18	.4433E-18	.4164E-18
9100.0	.3912E-18	.3675E-18	.3453E-18	.3244E-18	.3047E-18	.2863E-18	.2689E-18	.2526E-18	.2373E-18	.2230E-18
9300.0	.2095E-18	.1966E-18	.1849E-18	.1737E-18	.1632E-18	.1533E-18	.1440E-18	.1353E-18	.1271E-18	.1194E-18
9500.0	.1122E-18	.1054E-18	.9898E-19	.9299E-19	.8736E-19	.8207E-19	.7710E-19	.7243E-19	.6804E-19	.6392E-19
9700.0	.6005E-19	.5642E-19	.5300E-19	.4979E-19	.4678E-19	.4394E-19	.4128E-19	.3878E-19	.3643E-19	.3423E-19
9900.0	.3216E-19	.3021E-19	.2838E-19	.2666E-19	.2505E-19	.2353E-19	.2210E-19	.2077E-19	.1951E-19	.1833E-19
10100.0	.1722E-19	.1617E-19	.1520E-19	.1427E-19	.1341E-19	.1260E-19	.1184E-19	.1112E-19	.1045E-19	.9813E-20
10300.0	.9219E-20	.8661E-20	.8136E-20	.7643E-20	.7181E-20	.6746E-20	.6337E-20	.5953E-20	.5593E-20	.5254E-20
10500.0	.4936E-20	.4637E-20	.4356E-20	.4093E-20	.3845E-20	.3612E-20	.3393E-20	.3188E-20	.2995E-20	.2813E-20
10700.0	.2643E-20	.2483E-20	.2333E-20	.2191E-20	.2059E-20	.1934E-20	.1817E-20	.1707E-20	.1603E-20	.1506E-20
10900.0	.1415E-20	.1329E-20	.1249E-20	.1173E-20	.1102E-20	.1036E-20	-0.	-0.	-0.	-0.

Konzentration

ERGEBNISSE FUER DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP 3

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 40.0	ZEIT+ 60.0	ZEIT+ 80.0	ZEIT+ 100.0	ZEIT+ 120.0	ZEIT+ 140.0	ZEIT+ 160.0	ZEIT+ 180.0
1040.0	.1349E-17	.2465E-15	.2784E-13	.2045E-11	.1000E-09	.3331E-08	.7717E-07	.1268E-05	.1507E-04	.1318E-03
1240.0	.8629E-03	.4306E-02	.1665E-01	.5077E-01	.1243E+00	.2494E+00	.4189E+00	.6039E+00	.7681E+00	.8881E+00
1440.0	.9613E+00	.9994E+00	.1017E+01	.1025E+01	.1030E+01	.1033E+01	.1035E+01	.1038E+01	.1040E+01	.1041E+01
1640.0	.1043E+01	.1045E+01	.1046E+01	.1047E+01	.1049E+01	.1050E+01	.1051E+01	.1052E+01	.1053E+01	.1054E+01
1840.0	.1055E+01	.1055E+01	.1056E+01	.1057E+01	.1057E+01	.1058E+01	.1059E+01	.1059E+01	.1060E+01	.1060E+01
2040.0	.1061E+01	.1061E+01	.1061E+01	.1062E+01	.1062E+01	.1063E+01	.1063E+01	.1064E+01	.1064E+01	.1064E+01
2240.0	.1064E+01	.1059E+01	.1045E+01	.1006E+01	.9277E+00	.7988E+00	.6278E+00	.4425E+00	.2773E+00	.1550E+00
2440.0	.7949E-01	.4008E-01	.2244E-01	.1541E-01	.1267E-01	.1140E-01	.1057E-01	.9891E-02	.9269E-02	.8688E-02
2640.0	.8142E-02	.7628E-02	.7142E-02	.6684E-02	.6250E-02	.5839E-02	.5451E-02	.5083E-02	.4736E-02	.4408E-02
2840.0	.4100E-02	.3810E-02	.3538E-02	.3283E-02	.3044E-02	.2821E-02	.2613E-02	.2419E-02	.2237E-02	.2068E-02
3040.0	.1911E-02	.1764E-02	.1627E-02	.1499E-02	.1381E-02	.1270E-02	.1167E-02	.1072E-02	.9827E-03	.8999E-03
3240.0	.8230E-03	.7516E-03	.6853E-03	.6237E-03	.5666E-03	.5136E-03	.4644E-03	.4189E-03	.3768E-03	.3377E-03
3440.0	.3017E-03	.2683E-03	.2375E-03	.2091E-03	.1829E-03	.1588E-03	.1367E-03	.1165E-03	.9810E-04	.8152E-04
3640.0	.6670E-04	.5363E-04	.4229E-04	.3263E-04	.2460E-04	.1808E-04	.1293E-04	.8992E-05	.6070E-05	.3973E-05
3840.0	.2520E-05	.1547E-05	.9195E-06	.5288E-06	.2943E-06	.1586E-06	.8284E-07	.4209E-07	.2093E-07	.1032E-07
4040.0	.5163E-08	.2733E-08	.1511E-08	.1096E-08	.8528E-09	.7286E-09	.6553E-09	.6038E-09	.5623E-09	.5259E-09
4240.0	.4926E-09	.4618E-09	.4330E-09	.4060E-09	.3607E-09	.3570E-09	.3348E-09	.3139E-09	.2944E-09	.2761E-09
4440.0	.2589E-09	.2428E-09	.2276E-09	.2135E-09	.2002E-09	.1877E-09	.1760E-09	.1651E-09	.1548E-09	.1451E-09
4640.0	.1361E-09	.1276E-09	.1197E-09	.1122E-09	.1052E-09	.9869E-10	.9255E-10	.8678E-10	.8138E-10	.7631E-10
4840.0	.7156E-10	.6710E-10	.6292E-10	.5901E-10	.5533E-10	.5189E-10	.4865E-10	.4562E-10	.4278E-10	.4012E-10
5040.0	.3762E-10	.3528E-10	.3308E-10	.3102E-10	.2909E-10	.2728E-10	.2558E-10	.2399E-10	.2249E-10	.2109E-10
5240.0	.1978E-10	.1855E-10	.1739E-10	.1631E-10	.1529E-10	.1434E-10	.1345E-10	.1261E-10	.1182E-10	.1109E-10
5440.0	.1040E-10	.9749E-11	.9142E-11	.8573E-11	.8039E-11	.7536E-11	.7069E-11	.6628E-11	.6215E-11	.5828E-11
5640.0	.5465E-11	.5125E-11	.4806E-11	.4506E-11	.4226E-11	.3962E-11	.3716E-11	.3484E-11	.3267E-11	.3064E-11
5840.0	.2873E-11	.2694E-11	.2526E-11	.2369E-11	.2221E-11	.2083E-11	.1953E-11	.1831E-11	.1717E-11	.1610E-11

Konzentration für viertes Isotop vor Korrektur durch GENAU

ERGEBNISSE FUER DIE SCHICHT 0 UND DAS ISOTOP 0

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 40.0	ZEIT+ 60.0	ZEIT+ 80.0	ZEIT+ 100.0	ZEIT+ 120.0	ZEIT+ 140.0	ZEIT+ 160.0	ZEIT+ 180.0
1100.0	.7293E-19	.5454E-17	.2722E-15	.9275E-14	.2205E-12	.3731E-11	.4584E-10	.4166E-09	.2854E-08	.1502E-07
1300.0	.6180E-07	.2029E-06	.5424E-06	.1207E-05	.2289E-05	.3795E-05	.5637E-05	.7693E-05	.9855E-05	.1206E-04
1500.0	.1427E-04	.1650E-04	.1872E-04	.2095E-04	.2319E-04	.2543E-04	.2767E-04	.2992E-04	.3217E-04	.3442E-04
1700.0	.3668E-04	.3894E-04	.4120E-04	.4346E-04	.4573E-04	.4800E-04	.5027E-04	.5254E-04	.5481E-04	.5708E-04
1900.0	.5935E-04	.6163E-04	.6391E-04	.6618E-04	.6846E-04	.7074E-04	.7302E-04	.7530E-04	.7759E-04	.7987E-04
2100.0	.8215E-04	.8444E-04	.8672E-04	.8901E-04	.9129E-04	.9358E-04	.9586E-04	.9815E-04	.1004E-03	.1027E-03
2300.0	.1049E-03	.1070E-03	.1088E-03	.1103E-03	.1115E-03	.1123E-03	.1127E-03	.1130E-03	.1131E-03	.1131E-03
2500.0	.1131E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03
2700.0	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03
2900.0	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03
3100.0	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1130E-03	.1130E-03	.1130E-03	.1130E-03
3300.0	.1130E-03	.1130E-03	.1130E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03
3500.0	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1126E-03	.1127E-03	.1127E-03	.1127E-03
3700.0	.1127E-03	.1127E-03	.1127E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1125E-03	.1125E-03
3900.0	.1125E-03	.1125E-03	.1125E-03	.1125E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1123E-03
4100.0	.1123E-03	.1123E-03	.1123E-03	.1123E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1121E-03
4300.0	.1121E-03	.1121E-03	.1121E-03	.1120E-03	.1120E-03	.1120E-03	.1120E-03	.1119E-03	.1119E-03	.1119E-03
4500.0	.1119E-03	.1118E-03	.1118E-03	.1116E-03	.1118E-03	.1117E-03	.1117E-03	.1117E-03	.1116E-03	.1116E-03
4700.0	.1116E-03	.1116E-03	.1115E-03	.1115E-03	.1115E-03	.1114E-03	.1114E-03	.1114E-03	.1113E-03	.1113E-03
4900.0	.1113E-03	.1113E-03	.1113E-03	.1114E-03	.1115E-03	.1116E-03	.1119E-03	.1122E-03	.1127E-03	.1134E-03
5100.0	.1143E-03	.1156E-03	.1172E-03	.1194E-03	.1220E-03	.1253E-03	.1294E-03	.1343E-03	.1400E-03	.1468E-03
5300.0	.1545E-03	.1632E-03	.1730E-03	.1836E-03	.1955E-03	.2080E-03	.2212E-03	.2350E-03	.2492E-03	.2636E-03
5500.0	.2782E-03	.2926E-03	.3068E-03	.3206E-03	.3338E-03	.3465E-03	.3584E-03	.3696E-03	.3800E-03	.3897E-03
5700.0	.3986E-03	.4069E-03	.4144E-03	.4214E-03	.4278E-03	.4338E-03	.4394E-03	.4446E-03	.4496E-03	.4544E-03
5900.0	.4590E-03	.4634E-03	.4678E-03	.4720E-03	.4761E-03	.4802E-03	.4841E-03	.4877E-03	.4912E-03	.4942E-03
6100.0	.4968E-03	.4986E-03	.5000E-03	.5004E-03	.4996E-03	.4975E-03	.4939E-03	.4886E-03	.4814E-03	.4723E-03
6300.0	.4611E-03	.4478E-03	.4324E-03	.4150E-03	.3956E-03	.3746E-03	.3520E-03	.3284E-03	.3039E-03	.2789E-03
6500.0	.2539E-03	.2291E-03	.2049E-03	.1816E-03	.1596E-03	.1389E-03	.1198E-03	.1023E-03	.8655E-04	.7254E-04
6700.0	.6021E-04	.4950E-04	.4031E-04	.3251E-04	.2596E-04	.2054E-04	.1609E-04	.1248E-04	.9595E-05	.7304E-05
6900.0	.5507E-05	.4113E-05	.3044E-05	.2231E-05	.1620E-05	.1165E-05	.8307E-06	.5867E-06	.4105E-06	.2846E-06
7100.0	.1955E-06	.1331E-06	.8974E-07	.5993E-07	.3962E-07	.2590E-07	.1673E-07	.1065E-07	.6650E-08	.4042E-08
7300.0	.2354E-08	.1269E-08	.5751E-09	.1322E-09	-.1508E-09	-.3329E-09	-.4522E-09	-.5327E-09	-.5896E-09	-.6323E-09
7500.0	-.5668E-09	-.6967E-09	-.7240E-09	-.7503E-09	-.7762E-09	-.8022E-09	-.8287E-09	-.8558E-09	-.8837E-09	-.9124E-09
7700.0	-.9420E-09	-.9725E-09	-.1004E-08	-.1037E-08	-.1070E-08	-.1105E-08	-.1141E-08	-.1178E-08	-.1216E-08	-.1255E-08
7900.0	-.1296E-08	-.1338E-08	-.1381E-08	-.1426E-08	-.1472E-08	-.1520E-08	-.1569E-08	-.1620E-08	-.1672E-08	-.1726E-08
8100.0	-.1782E-08	-.1840E-08	-.1899E-08	-.1961E-08	-.2024E-08	-.2090E-08	-.2156E-08	-.2227E-08	-.2300E-08	-.2374E-08
8300.0	-.2451E-08	-.2530E-08	-.2612E-08	-.2697E-08	-.2784E-08	-.2874E-08	-.2967E-08	-.3064E-08	-.3163E-08	-.3265E-08
8500.0	-.3372E-08	-.3480E-08	-.3593E-08	-.3709E-08	-.3829E-08	-.3953E-08	-.4081E-08	-.4213E-08	-.4350E-08	-.4491E-08
8700.0	-.4636E-08	-.4786E-08	-.4941E-08	-.5101E-08	-.5267E-08	-.5437E-08	-.5613E-08	-.5795E-08	-.5983E-08	-.6176E-08
8900.0	-.6377E-08	-.6583E-08	-.6796E-08	-.7016E-08	-.7244E-08	-.7478E-08	-.7720E-08	-.7970E-08	-.8228E-08	-.8495E-08
9100.0	-.8770E-08	-.9054E-08	-.9347E-08	-.9650E-08	-.9962E-08	-.1029E-07	-.1062E-07	-.1096E-07	-.1132E-07	-.1168E-07
9300.0	-.1206E-07	-.1245E-07	-.1286E-07	-.1327E-07	-.1370E-07	-.1415E-07	-.1460E-07	-.1508E-07	-.1556E-07	-.1607E-07
9500.0	-.1659E-07	-.1713E-07	-.1768E-07	-.1825E-07	-.1884E-07	-.1946E-07	-.2009E-07	-.2074E-07	-.2141E-07	-.2210E-07
9700.0	-.2282E-07	-.2356E-07	-.2432E-07	-.2511E-07	-.2592E-07	-.2676E-07	-.2762E-07	-.2852E-07	-.2944E-07	-.3040E-07
9900.0	-.3138E-07	-.3240E-07	-.3345E-07	-.3453E-07	-.3565E-07	-.3680E-07	-.3799E-07	-.3922E-07	-.4049E-07	-.4181E-07
10100.0	-.4316E-07	-.4455E-07	-.4600E-07	-.4749E-07	-.4903E-07	-.5062E-07	-.5225E-07	-.5395E-07	-.5569E-07	-.5750E-07
10300.0	-.5936E-07	-.6128E-07	-.6327E-07	-.6532E-07	-.6743E-07	-.6961E-07	-.7187E-07	-.7420E-07	-.7660E-07	-.7908E-07
10500.0	-.8164E-07	-.8426E-07	-.8701E-07	-.8983E-07	-.9274E-07	-.9574E-07	-.9884E-07	-.1020E-06	-.1054E-06	-.1088E-06
10700.0	-.1123E-06	-.1159E-06	-.1197E-06	-.1236E-06	-.1276E-06	-.1317E-06	-.1359E-06	-.1403E-06	-.1449E-06	-.1496E-06
10900.0	-.1544E-06	-.1594E-06	-.1646E-06	-.1699E-06	-.1754E-06	-.1811E-06	-0.	-0.	-0.	-0.

F = -.140815E-04

Konzentration

ERGEBNISSE FUER DIE SCHICHT 1 UND DAS ISOTOP 4

ZEIT	ZEIT+ 0.0	ZEIT+ 20.0	ZEIT+ 40.0	ZEIT+ 60.0	ZEIT+ 80.0	ZEIT+ 100.0	ZEIT+ 120.0	ZEIT+ 140.0	ZEIT+ 160.0	ZEIT+ 180.0
1100.0	.7293E-19	.5454E-17	.2722E-15	.9275E-14	.2209E-12	.3731E-11	.4584E-10	.4166E-09	.2854E-08	.1502E-07
1300.0	.6180E-07	.2029E-06	.5424E-06	.1207E-05	.2289E-05	.3795E-05	.5637E-05	.7693E-05	.9655E-05	.1206E-04
1500.0	.1427E-04	.1650E-04	.1872E-04	.2095E-04	.2319E-04	.2543E-04	.2767E-04	.2992E-04	.3217E-04	.3442E-04
1700.0	.3668E-04	.3894E-04	.4120E-04	.4346E-04	.4573E-04	.4800E-04	.5027E-04	.5254E-04	.5481E-04	.5708E-04
1900.0	.5935E-04	.6163E-04	.6391E-04	.6618E-04	.6846E-04	.7074E-04	.7302E-04	.7530E-04	.7759E-04	.7987E-04
2100.0	.8215E-04	.8444E-04	.8672E-04	.8901E-04	.9129E-04	.9358E-04	.9586E-04	.9815E-04	.1004E-03	.1027E-03
2300.0	.1049E-03	.1070E-03	.1088E-03	.1103E-03	.1115E-03	.1123E-03	.1127E-03	.1130E-03	.1131E-03	.1131E-03
2500.0	.1131E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03
2700.0	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03
2900.0	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1132E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03
3100.0	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1131E-03	.1130E-03	.1130E-03	.1130E-03	.1130E-03
3300.0	.1130E-03	.1130E-03	.1130E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03	.1129E-03
3500.0	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1128E-03	.1127E-03	.1127E-03	.1127E-03
3700.0	.1127E-03	.1127E-03	.1127E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1126E-03	.1125E-03	.1125E-03
3900.0	.1125E-03	.1125E-03	.1125E-03	.1125E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1124E-03	.1123E-03
4100.0	.1123E-03	.1123E-03	.1123E-03	.1123E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1122E-03	.1121E-03
4300.0	.1121E-03	.1121E-03	.1121E-03	.1120E-03	.1120E-03	.1120E-03	.1120E-03	.1119E-03	.1119E-03	.1119E-03
4500.0	.1119E-03	.1118E-03	.1118E-03	.1118E-03	.1118E-03	.1117E-03	.1117E-03	.1117E-03	.1116E-03	.1116E-03
4700.0	.1116E-03	.1116E-03	.1115E-03	.1115E-03	.1115E-03	.1114E-03	.1114E-03	.1114E-03	.1113E-03	.1113E-03
4900.0	.1113E-03	.1113E-03	.1113E-03	.1114E-03	.1115E-03	.1116E-03	.1119E-03	.1122E-03	.1127E-03	.1134E-03
5100.0	.1143E-03	.1156E-03	.1172E-03	.1194E-03	.1220E-03	.1253E-03	.1294E-03	.1343E-03	.1400E-03	.1468E-03
5300.0	.1545E-03	.1632E-03	.1730E-03	.1838E-03	.1955E-03	.2080E-03	.2212E-03	.2350E-03	.2492E-03	.2636E-03
5500.0	.2782E-03	.2926E-03	.3068E-03	.3206E-03	.3338E-03	.3465E-03	.3584E-03	.3696E-03	.3800E-03	.3897E-03
5700.0	.3986E-03	.4069E-03	.4144E-03	.4214E-03	.4276E-03	.4338E-03	.4394E-03	.4446E-03	.4496E-03	.4544E-03
5900.0	.4593E-03	.4634E-03	.4678E-03	.4720E-03	.4761E-03	.4802E-03	.4841E-03	.4877E-03	.4912E-03	.4942E-03
6100.0	.4968E-03	.4988E-03	.5001E-03	.5004E-03	.4996E-03	.4975E-03	.4939E-03	.4886E-03	.4814E-03	.4723E-03
6300.0	.4612E-03	.4478E-03	.4324E-03	.4150E-03	.3956E-03	.3746E-03	.3520E-03	.3284E-03	.3039E-03	.2789E-03
6500.0	.2539E-03	.2291E-03	.2049E-03	.1816E-03	.1596E-03	.1389E-03	.1198E-03	.1023E-03	.8655E-04	.7254E-04
6700.0	.6021E-04	.4950E-04	.4031E-04	.3250E-04	.2596E-04	.2054E-04	.1609E-04	.1248E-04	.9593E-05	.7303E-05
6900.0	.5506E-05	.4112E-05	.3042E-05	.2230E-05	.1619E-05	.1164E-05	.8295E-06	.5854E-06	.4093E-06	.2834E-06
7100.0	.1943E-06	.1319E-06	.8857E-07	.5877E-07	.3848E-07	.2478E-07	.1562E-07	.9550E-08	.5566E-08	.2974E-08
7300.0	.1302E-08	.2329E-09	-.4443E-09	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.