

22-2d

KFK-79

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

AUGUST 1961

KFK 79

INSTITUT FÜR NEUTRONENPHYSIK UND REAKORTECHNIK

NUKLEARE GRUNDLAGEN FÜR STANDORT- UND GEBAUDEWAHL VON KERNREAKTOREN

G. BLÄSSER UND K. WIRTZ

KERNREAKTOR

Bau- und Betriebsgesellschaft m. b. H.,
Verwaltungsbüro, Postfach 1000, Karlsruhe



KERNEASTAT

BAU- UND BETRIEBS-GESellschaft m. b. H.

KARLSRUHE

Nukleare Grundlagen für Standort- und Gebäudewahl von Kernreaktoren

Von **G. BLÄSSER** und **K. WIRTZ**

(Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe)

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. März 1961)

KERNREAKTOR
Bau- und Betriebsanweisung m. b. H.
Verwaltung der Zentralbibliothek

Zusammenfassung. Die Arbeit soll zeigen, welchen Bedingungen Standort und Gebäude eines Kernreaktors gehorchen müssen, damit die Bevölkerung beim „maximal anzunehmenden Unfall“ (MCA) von den Unfallfolgen unberührt bleibt. Das Problem zerfällt in zwei Teile, den MCA, den der Reaktorkonstrukteur angeben muß und die Anpassung des Gebäudes (gasdichte Hülle) an MCA und Standort. Jeder Reaktor kann gemäß seinen individuellen Eigenschaften, speziell gemäß seinem MCA, behandelt werden. Es wird die Auffassung vertreten, daß es falsch wäre, generelle Richtlinien für Reaktorstandorte (z. B. Ausschlussbereiche, Evakuierungszeiten usw.) lediglich in Abhängigkeit von der Leistung des Reaktors geben zu wollen, ohne auf den MCA Bezug zu nehmen. Reaktortypen unterscheiden sich durch ihren MCA. Die fortschreitende Reaktorentwicklung wird den MCA herabsetzen. Die einzige Richtlinie für Standort- und Gebäudewahl muß sein, daß die umwohnende Bevölkerung vom MCA unberührt bleibt, d. h., daß die maximal für die Bevölkerung erlaubten Dosen nicht überschritten werden. Bei gegebenem MCA folgen daraus eindeutige Bedingungen für Dichtigkeit und Festigkeit des Reaktorgebäudes in Abhängigkeit vom Abstand zur nächsten dauernd bewohnten Siedlung.

Alle Unterlagen, die zur Durchführung dieses Programms erforderlich sind, sind in der Arbeit zusammengestellt. Soweit es sich um Bekanntes (z. B. die Sutton-Theorie für die atmosphärische Ausbreitung, Toleranzdosen usw.) handelt, hat die Arbeit Berichtscharakter.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

2. Toleranzdosen und -konzentrationen

- 2.1. Der Begriff der Dosis
- 2.2. Zusammenhang zwischen der Konzentration eines Radionuklids in der Atemluft und der dadurch bedingten Strahlenbelastung des kritischen Organs
- 2.3. Festgesetzte Toleranzwerte
- 2.4. Zusammenfassung zu Kapitel 2

3. Vorhandene und freigesetzte Aktivitäten

- 3.1. Im Reaktor vorhandene Aktivität als Funktion der Betriebszeit
 - 3.1.1. Gesamtaktivität
 - 3.1.2. Wichtige Einzelaktivitäten
 - 3.1.3. Die „Gefährdung“
- 3.2. Im Normalbetrieb abgegebene Aktivitäten
 - 3.2.1. Luftkühlung im offenen Kreislauf
 - 3.2.2. Luftkühlung im geschlossenen Kreislauf
- 3.3. Qualitative Diskussion der beim maximal anzunehmenden Unfall frei werdenden Aktivitäten
 - 3.3.1. Zum Begriff des maximal anzunehmenden Unfalls
 - 3.3.2. Gesamte beim maximal anzunehmenden Unfall freigesetzte Aktivität
 - 3.3.3. Gefährdung der Gasphase
- 3.4. Zusammenfassung zu Kapitel 3

4. Gesichtspunkte zur Auslegung des Reaktorgebäudes

- 4.1. Die Leckrate der Druckschale als Funktion der Differenz zwischen Innendruck und Außendruck
- 4.2. Die Definition des Ausflußfaktors und seine Berechnung
 - 4.2.1. Die Definition des Ausflußfaktors
 - 4.2.2. Ausflußfaktoren für einzelne Isotope als Funktion der Zeit
 - 4.2.3. Aktivitätsausfluß bei Spaltproduktgemischen
 - 4.2.4. Gefährdungsausfluß bei Spaltproduktgemischen
- 4.3. Die Bedeutung von Schleusen
- 4.4. Die Verhältnisse beim Fehlen oder Leckwerden der Druckschale
- 4.5. Fernzubedienende Funktionen
- 4.6. Die mit Aktivität gefüllte Druckschale als Strahlenquelle
- 4.7. Zusammenfassung des Kapitels 4

5. Abluftfilterung

- 5.1. Definition des Filterfaktors
- 5.2. Optimale Werte für Filterfaktoren
- 5.3. Zusammenfassende Rückschau auf die Kapitel 1 bis 5

6. Die Ausbreitung der radioaktiven Wolke und ihre Effekte

- 6.1. Meteorologische Grundbegriffe
 - 6.1.1. Qualitative Diskussion der wichtigsten mikrometeorologischen Zusammenhänge
 - 6.1.2. Ansätze zu einer theoretischen Behandlung der atmosphärischen Austauschvorgänge
- 6.2. Grundzüge der Theorie der atmosphärischen Diffusion
 - 6.2.1. Allgemeine theoretische Formulierungen
 - 6.2.2. Die Sutton-Formel
 - 6.2.3. Wahl der Parameter für die Sutton-Formel

- 6.2.4. Vergleiche mit experimentellen Erfahrungen
- 6.2.5. Modifizierungen der Sutton-Formel
- 6.2.6. Beeinflussung der effektiven Schornsteinhöhe durch Wärme und Geschwindigkeit der austretenden Gase
- 6.2.7. Einfluß des radioaktiven Zerfalls
- 6.2.8. Ablagerungseffekte bei der Ausbreitung der Wolke
- 6.3. Die Inhalationsdosis
 - 6.3.1. Die Inhalationsdosis bei einmaligem Ausstoß
 - 6.3.2. Die Inhalationsdosis bei einem kontinuierlichen Ausstoß
- 6.4. Die bei γ -strahlenden Gasen außerhalb der Wolke auftretende Strahlenbelastung
- 6.5. Zusammenfassung zu Kapitel 6

7. Ansätze zu einer statistischen Behandlung von Sicherheitsproblemen

- 7.1. Einmaliger, momentaner Ausstoß
- 7.2. Kontinuierlicher Ausfluß
- 7.3. Zusammenfassung zu Kapitel 7

8. Beispiele

- 8.1. Thermischer Forschungsreaktor vom wäßrig-homogenen Typ; Leistung $P = 0,05$ MW
 - 8.1.1. Reaktor mit Druckschale
 - 8.1.2. Keine Druckschale
- 8.2. Heterogener, thermischer Forschungsreaktor (D_2O -Natururan); $P = 12$ MW
- 8.3. 500-MW(th)-Leistungsreaktor vom quasihomogenen Typ (Siedewasser- oder Druckwasser-Reaktor)

8. Schlußfolgerungen und Ausblick

Literatur

1. Einleitung*

In der folgenden Arbeit wird die Standort- und Gebäudewahl von Kernreaktoren unter dem Gesichtspunkt des Schutzes der Umgebung vor den Folgen eines möglichen Reaktorunfalls betrachtet. Für die Standort- und Gebäudewahl sind auch noch andere Gesichtspunkte von Bedeutung, z. B. ausreichende Frischwasserversorgung, günstige Lage im Energieversorgungsbereich, Tragfähigkeit des Bodens, Hochwasser- und Erdbebengefährdung usw. Von diesen „nicht nuklearen“ Gesichtspunkten soll jedoch im folgenden abgesehen werden. Lediglich der Schutz der Bevölkerung vor radioaktiver Strahlung in der Umgebung der Reaktoranlage während des Normal-

* Wir haben die vorliegende Arbeit schon im Mai 1960 abgeschlossen und verschiedenen Fachkollegen vorgelegt, unter anderen Dr. CLIFFORD K. BECK, Leiter der Division of Licensing and Regulation der U.S. Atomenergiekommission [vgl. auch C. K. BECK, Trans. Amer. Nucl. Soc. 3, 425 (1960)] und durchweg Zustimmung erhalten, so daß wir dem Vorschlag der Redaktion, die Arbeit zu veröffentlichen, gern gefolgt sind.

betriebs sowie unter Unfallbedingungen und die daraus folgenden Bedingungen für die Wahl des Standorts und die Auslegung des Reaktorgebäudes bzw. der Reaktorhülle werden behandelt.

Standort- und Gebäudewahl kann man im allgemeinen nicht voneinander trennen. Legt man die Anlage in eine weithin unbewohnte Gegend, so kann auf ein gasdichtes Gebäude verzichtet werden. Dieser Gesichtspunkt führte in Amerika zur Wahl der Versuchsstation Arco in Idaho. Andererseits liefert eine genügend starke und genügend gasdichte Hülle eine wesentlich größere Freiheit in der Standortwahl, da man dann den Reaktor auch in größerer Nähe von Wohngegenden aufstellen kann.

Um die Begriffe „genügend stark“ und „genügend dicht“ zu präzisieren, muß man bezug nehmen auf einen vorgegebenen Standort und auf die Art des zu erwartenden Reaktorunfalls. Es ist üblich, als zu erwartenden Reaktorunfall den „maximal anzunehmenden Unfall“ (MCA = Maximum Credible Accident), zugrunde zu legen, d. h. den maximalen Unfall, mit dem man bei dem betrachteten Reaktortyp zu rechnen hat. Auf diesen Unfall, dessen Einzelheiten (wie z. B. maximale Druckentwicklung, gesamte freigesetzte Aktivität, Aktivität in der Gasphase usw.) der Hersteller des Reaktors präzisieren muß, ist die Auslegung der Hülle bzw. des Gebäudes sowohl hinsichtlich der Druckfestigkeit wie auch hinsichtlich der Dichtigkeit abzustellen. Die Definition des MCA bildet die eigentliche Schwierigkeit für die Standortwahl vieler Reaktoranlagen. Der MCA ist von Reaktortyp zu Reaktortyp verschieden und bildet nicht den Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Im Gegensatz zum MCA wird manchmal auch der Begriff des maximal denkbaren Unfalls (Maximum Possible Accident) verwendet, der in der Freisetzung aller im Reaktor vorhandenen Spaltprodukte unter Aerosolbildung besteht, wobei z. B. unter anderem angenommen wird, daß auch ein etwa vorhandenes druckdichtes Gebäude zerstört wird. Dieser maximal mögliche Unfall wird im folgenden unberücksichtigt gelassen. Er kann nur unter besonderen Verhältnissen auftreten (z. B. Kriegshandlung, Sabotage), nicht aber beim gestörten Reaktorbetrieb. Die Unterschiede in der inhärenten Sicherheit der verschiedenen Reaktortypen lassen sich nur berücksichtigen, wenn man vom MCA ausgeht.

Man kann also definieren: Ein Reaktorgebäude ist dann genügend stark, wenn es dem maximalen Druck beim maximal anzunehmenden Unfall standhalten kann, und genügend dicht, wenn die als Folge des Unfalls auftretende Strahlungsbelastung der Bevölkerung in der Umgebung der Anlage die vorgeschriebenen Toleranzen nicht überschreitet.

In den folgenden Abschnitten werden die Voraussetzungen erörtert, die zur Beurteilung dieser Sachverhalte notwendig sind. Zunächst werden die verschiedenen Spaltprodukte nach ihrer biologischen Wirksamkeit bewertet. Zu diesem Zweck wird auf die Berechnung der Dosis nach Inkorporation oder Inhalation von Spaltprodukten eingegangen. Aus einem auf Grund dieser Überlegungen für jedes Spaltprodukt bestimmten Dosisfaktor g und den Spaltproduktaktivitäten A_i im Reaktor wird dann die sog. „Gefährdung“ $G = \sum_i g_i A_i$ berechnet, die für alle weiteren

Überlegungen die grundlegende Größe ist. Das Vorhandensein einer dichten Druckschale reduziert denjenigen Anteil G_e der Gefährdung, der durch Undichtigkeiten in der Atmosphäre gelangt, gegenüber dem Teil $G - G_e$, der im Gebäude selbst zerfällt. Filter können eine weitere Reduktion des „effektiven Gefährdungsausflusses“ ermöglichen.

Durch Multiplikation des auf diese Weise durch Anfangsgefährdung, Gebäudeundichtigkeit und Filterwirksamkeit (Filterfaktor) bestimmten effektiven Gefährdungsausflusses G_e mit dem meteorologischen Ausbreitungsfaktor J , dessen Berechnung im einzelnen im 6. Kapitel dargestellt ist, ergibt sich die gesuchte Strahlungsdosis.

Windschwankungen und ähnliche Effekte reduzieren den Wert der unter ungünstigen Bedingungen errechneten Dosis. Diese Reduktion wird im 7. Kapitel auf Grund von statistischen Überlegungen abgeschätzt und durch einen Mittlungsfaktor V beschrieben.

Die Strahlenbelastung einer Person im Abstand (x, y) vom Reaktor, hervorgerufen durch den Aufenthalt in einer Atmosphäre von Spaltprodukten nach einem Unfall ist also

$$D [\text{rem}] = V \cdot J \cdot G_e.$$

Dabei ist J in $[\text{sec}/\text{m}^3]$, und G_e in $[\text{rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}]$ einzusetzen. Der Berechnungsgang wird in Kapitel 8 durch einige Beispiele erläutert. Zu dieser Dosis kommt gegebenenfalls noch die direkte Strahlung der in der Hülle festgehaltenen Spaltprodukte hinzu (siehe Abschn. 4.6).

2. Toleranzdosen und -konzentrationen

2.1. Der Begriff der Dosis

Zunächst sollen die verschiedenen Dosisbegriffe einander gegenübergestellt werden. Der ursprüngliche Dosisbegriff ist der der Ionendosis. Hierbei wird die Anzahl der unter Einwirkung der Strahlung gebildeten Ionen als Maß für die Strahlenwirkung gewählt. Als Einheit der Ionendosis wurde für Röntgen- und Gamma-Strahlung das Röntgen (r) eingeführt: Ein Röntgen (r) ist diejenige Dosis Gamma- oder Röntgenstrahlung, die in 1 cm^3 trockener Luft bei 0°C und 760 mm Hg je eine elektrostatische Ladungseinheit beiderlei Vorzeichens freisetzt.

Man hätte den Begriff des Röntgen auch auf die durch andere Strahlenarten hervorgerufene Ionisierung weiter ausdehnen können. Man benützt jedoch neben dem Begriff der Ionendosis den Begriff der Energiedosis; dieser eignet sich wesentlich besser zum Vergleich der physikalischen Wirkungen verschiedener Strahlenarten, so daß für die meisten Strahlenarten lediglich die Energiedosis definiert wird. Die Energiedosis ist die infolge der Strahleneinwirkung pro Gramm der bestrahlten Substanz absorbierte Energie. Die Einheit der Energiedosis ist das rad: $1 \text{ rad} = 100 \text{ erg}$ je Gramm bestrahlter Substanz. Energiedosis und Ionendosis wären einander proportional, wenn der Bruchteil der absorbierten Energie, der zur Ionisierung führt, für alle Strahlenarten und alle Energien gleich wäre. Das ist nicht der Fall. Denn neben der Ionisierung wird die Energie noch auf andere Arten absorbiert, z. B. durch einfache Anregung, und der Anteil dieser mit der Ionisierung konkurrierender Prozesse ist bei verschiedenen Strahlungsarten verschieden.

Lediglich für Röntgen- und Gamma-Strahlung unterhalb etwa 2 bis 3 MeV gilt $1 r = 0,834 \text{ rad}$, oder ganz grob $1 r \approx 1 \text{ rad}$.

Neben diese physikalisch orientierten Dosisbegriffe tritt die biologische Dosis, kurz „Dosis“ genannt. Die Dosis wird in rem gemessen, und zwar soll die biologische Wirkung einer Ganzkörperbestrahlung von 1 rem gleich der einer Ganzkörperbestrahlung von 1 r Röntgen- oder Gammastrahlung sein. Bei Röntgen- und Gammastrahlung hat sich nämlich experimentell gezeigt, daß die biologische Wirkung proportional der Ionendosis ist, so daß man in diesem Fall — aber nur in diesem Fall — keinen Unterschied zwischen Dosis und Ionendosis zu machen hat, und auch die Dosis in r angeben kann. Das Verhältnis von Dosis in rem zu Energiedosis in rad wird als „relative biologische Wirksamkeit“ (RBW) bezeichnet. Als „Dosisleistung“ bezeichnet man die Dosis pro Zeiteinheit.

2.2. Zusammenhang zwischen der Konzentration eines Radionuklids in der Atemluft und der dadurch bedingten Strahlenbelastung des kritischen Organs

Zunächst soll die Dosis berechnet werden, die das kritische Organ nach einer einmaligen Aufnahme von q Curie eines Radionuklids im Körper erhält. Als kritisches Organ wird derjenige Teil des Körpers bezeichnet, in dem das betreffende Nuklid am stärksten konzentriert wird. m sei die Masse des kritischen Organs in Gramm. Der in das kritische Organ gelangende Bruchteil der gesamten vom Körper aufgenommenen Aktivität sei p' . Die Anfangsaktivität im kritischen Organ betrage also $p'q$.

Pro Zerfall mögen $p_{\alpha i}$ Alphas der Energie $E_{\alpha i}$, $p_{\beta j}$ Betas mit mittlerer Energie $\bar{E}_{\beta j}$ und schließlich $p_{\gamma k}$ Gammas der Energie $E_{\gamma k}$ emittiert werden. Da Alpha- und Beta-Strahlung nur ein kleines Durchdringungsvermögen besitzen, kann man annehmen, daß die gesamte Energie der Alphas und Betas im kritischen Organ absorbiert wird. Zur Berechnung der mittleren Beta-Energie $\bar{E}_{\beta j}$ kann man die aus der Theorie des Beta-Zerfalls folgende Beziehung

$$\bar{E}_{\beta j} = 0,33 E_{\beta j} (1 - \sqrt{Z}/43) (1 + \sqrt{E_{\beta j}}/4) \quad (2.2-1)$$

verwenden, die den Zusammenhang zwischen der mittleren Energie der emittierten Betas und der maximalen für den Übergang zur Verfügung stehenden Energie $E_{\beta j}$ ergibt [1]. Z ist die Kernladungszahl des Radionuklids. Von der Energie $p_{\gamma k} E_{\gamma k}$ der k -ten Komponente der Gamma-Strahlung wird jedoch nur der Bruchteil $f(k, R) = (1 - e^{-\mu(k)R})$ im kritischen Organ absorbiert ($R =$ mittlerer Radius des kritischen Organs und $\mu(k) =$ linearer Energieabsorptionskoeffizient des kritischen Organs für die Energie $E_{\gamma k}$). Damit erhält man für die Energiedosis, die pro Zerfall an das kritische Organ abgegeben wird, den Ausdruck ($m =$ Masse des kritischen Organs in g)

$$u' = C \cdot E_{\text{eff}}/m \quad \text{mit} \quad E_{\text{eff}} = \sum_{i,j,k} \{ p_{\alpha i} E_{\alpha i} + p_{\beta j} \bar{E}_{\beta j} + p_{\gamma k} E_{\gamma k} f(k, R) \}. \quad (2.2-2)$$

Der Faktor C enthält die Umrechnung der verschiedenen Energieeinheiten: Mißt man u' in rad und die

Zerfallsenergien in MeV, so ist

$$C = 1,609 \cdot 10^{-8} \text{ rad} \cdot \text{g}/\text{MeV}.$$

Die Dosis pro Zerfall erhält man durch Multiplikation der einzelnen Komponenten mit ihren relativen biologischen Wirksamkeiten. Setzt man RBW = 10 für Alphas, 1 für Elektronen und Gammas (vgl. RAJEWSKY [1]), so erhält man für die Dosis (in rem) pro Zerfall, die der am stärksten bestrahlte Teil des kritischen Organs erhält, den Ausdruck

$$u = 1,609 \cdot 10^{-8} U/m \quad \text{mit} \quad U = s \sum_{i,j,k} \{ 10 p_{\alpha i} E_{\alpha i} + p_{\beta j} \bar{E}_{\beta j} + p_{\gamma k} E_{\gamma k} f(k, R) \}. \quad (2.2-3)$$

Der hier noch zusätzlich eingeführte Faktor s berücksichtigt die möglicherweise ungleichförmige Verteilung des Radionuklids im kritischen Organ; er ist gleich 1 für gleichförmige Verteilung und größer als 1 für ungleichförmige.

Die Anfangsaktivität von $p'q$ Curies im kritischen Organ führt also zu einer Dosisleistung von

$$d(0) = 3,7 \cdot 10^{10} p'q \cdot u \quad (\text{rem}/\text{sec}) \quad (2.2-4)$$

da 1 Curie = $3,7 \cdot 10^{10}$ Zerfälle pro sec.

Die Aktivität im kritischen Organ nimmt jedoch zeitlich ab, und zwar einmal durch den radioaktiven Zerfall, charakterisiert durch die Halbwertszeit T_r , zum anderen durch Ausscheidung des Nuklids aus dem Körper, charakterisiert durch die biologische Halbwertszeit T_b . Das Zusammenspiel beider Prozesse führt zu einem exponentiellen Abfall der Aktivität mit der effektiven Halbwertszeit:

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_r T_b}{T_r + T_b}. \quad (2.2-5)$$

Die Dosisleistung im kritischen Organ als Funktion der Zeit ist also

$$d(t) = d(0) e^{-0,693 t/T_{\text{eff}}}. \quad (2.2-6)$$

Die Gesamtdosis D (in rem), die der am stärksten belastete Teil des kritischen Organs infolge einer einmaligen Aufnahme von q Curies erhält, ergibt sich durch Integration der Gl. (2.2-6) zu

$$D = \int_0^{\infty} d(t) dt = \frac{d(0) T_{\text{eff}}}{0,693} = 5,3 \cdot 10^{10} p'q \cdot u \cdot T_{\text{eff}} = 8,5 \cdot 10^2 p'q U T_{\text{eff}}/m. \quad (2.2-7)$$

Um die Konsistenz der Einheiten zu wahren, ist hier T_{eff} in sec einzusetzen. Rechnet man mit T_{eff} in Tagen, so muß man die rechte Seite der Gl. (2.2-7) noch mit $8,64 \cdot 10^4 \text{ sec}/\text{Tag}$ multiplizieren. Man erhält

$$D = 7,37 \cdot 10^7 p'q U T_{\text{eff}}/m \quad [\text{rem}] \quad (2.2-7)$$

(D in rem, q in Curie, U in MeV/Zerfall, T_{eff} in Tagen, m in g).

Nun müssen wir nur noch die vom Körper aufgenommene Aktivitätsmenge q mit der Konzentration K des Radionuklids in der Atemluft verknüpfen, um die gesuchte Beziehung zwischen K und D zu erhalten. Aus den Angaben von RAJEWSKY [1] entnehmen wir, daß der durchschnittliche Luftumsatz eines Menschen 20 m³/d beträgt. Ist ferner p'' der Bruchteil der Aktivität, der bei der Einatmung im Körper zurückbleibt, so gilt für einen Aufenthalt von t sec in der radioaktiv

verseuchten Luft

$$q = K p'' t \frac{20}{86400} = 2,31 \cdot 10^{-4} K p'' t \quad (2.2-8)$$

(q in C, K in C/m³). Setzt man dies in (2.2-7') ein, so erhält man den gewünschten Zusammenhang zwischen K und D :

$$D = 1,70 \cdot 10^4 (p U T_{\text{eff}}/m) \times K t = g K t \quad [\text{rem}] \quad (2.2-9)$$

mit

$$g = 1,70 \cdot 10^4 p U T_{\text{eff}}/m \left[\frac{\text{rem} \cdot \text{m}^3}{\text{C} \cdot \text{sec}} \right] \quad (2.2-10)$$

und $p = p' p''$.

Die Größe g (sog. Dosisfaktor) ist also die Zahl der rem, die eine Person im Laufe ihres Lebens auf das jeweilige kritische Organ erhält, wenn sie sich 1 sec in einer Wolke des betreffenden Radionuklids der Konzentration 1 C/m³ aufgehalten hat.

Die Gl. (2.2-9) läßt sich noch allgemeiner schreiben. Nimmt man nämlich an, daß die Konzentration des Radionuklids in der Wolke nicht zeitlich konstant ist, so gilt (2.2-9) immer noch für differentielle Zeitabschnitte dt , und da wenigstens bei relativ niedrigen Aktivitätskonzentrationen die Wirkungen der in den verschiedenen Zeitabschnitten aufgenommenen Aktivitäten voneinander unabhängig sein müssen, erhält man für die Gesamtdosis nach einem Aufenthalt von t sec in der Wolke den Wert

$$D = g \int_0^t K(t') dt'. \quad (2.2-9')$$

Die bisherigen Überlegungen gelten für Substanzen, die vom Körper aufgenommen werden. Bei Edelgasen ist das nicht der Fall. Hier gibt man zweckmäßig den Zusammenhang zwischen Aktivitätskonzentration und Dosisleistung der von außen kommenden Strahlung an, der sich ergibt, wenn die Wolke im oberen Halbraum unendlich ausgedehnt ist und man die gegenseitige Abschirmung der verschiedenen Teile des Körpers vernachlässigt. Ist die Wolke sehr weit ausgedehnt, so wird im Mittel in einem Kubikmeter Luft ebensoviel Energie emittiert wie absorbiert; die pro Gramm Gewebe und pro Zeiteinheit absorbierte Energie beträgt also

$$\left. \begin{aligned} e' &= 3,7 \cdot 10^{10} K \cdot E_{\text{eff}} \cdot 0,5 \cdot 1,13/1293 \\ &= 1,62 \cdot 10^7 E_{\text{eff}} K (\text{MeV/g} \cdot \text{sec}). \end{aligned} \right\} \quad (2.2-11)$$

Dabei ist $E_{\text{eff}} = \sum_{i,j} \{p_{\beta i} \bar{E}_{\beta i} + p_{\gamma j} E_{\gamma j}\}$, 0,5 der Faktor, der berücksichtigt, daß die Strahlung nur aus einem Halbraum kommt, 1,13 das Verhältnis des Massenabsorptionskoeffizienten von Gewebe zu dem von Luft und 1293 g die Masse von 1 m³ Luft. Durch Multiplikation mit $C = 1,609 \cdot 10^{-8}$ rad · g/MeV (s. oben)

ergibt sich daraus für einen Aufenthalt von t sec in der Wolke die Dosis (Ganzkörperdosis bei der Gamma-Strahlung, Haut- und Lungendosis bei Beta-Strahlung)

$$D = 0,26 E_{\text{eff}} K t = g K t \quad (2.2-12)$$

Tabelle 2.2/1. Biophysikalische Eigenschaften wichtiger Spaltprodukte (außer den Edelgasen)

Nuklid	Kritisches Organ	T_r	Spalt- ausbeute (%)	p	U (MeV/Zert.)	T_{eff} (d)	$p'' D/q$ (mrem/ μ C)
Sr ⁸⁹	Knochen	50,5d	4,8	0,22	2,69	50	312
Sr ⁹⁰ —Y ⁹⁰	Knochen	27,7a	5,9	0,22	5,24	2870	34800
Sr ⁹¹ —Y ^{91m}	Knochen	9,7h	5,9	0,22	3,59	0,4	3,3
Y ⁹¹	Knochen	57,5d	5,9	0,14	2,83	52,0	217
Zr ⁹⁵	Knochen	65,0d	6,4	0,06	0,84	48,0	24,5
Nb ^{95m}	Knochen	90,0h	0,06	0,12	1,11	3,5	4,9
Nb ⁹⁵	Knochen	35,0d	6,4	0,12	0,45	21,0	12,0
Nb ⁹⁷	Knochen	17h	6,2	0,06	6,33	0,7	3,2
Mo ⁹⁹ —Tc ⁹⁹	Knochen	67h	6,1	$2 \cdot 10^{-4}$	2,13	2,7	0,01
Sb ¹²⁷	Knochen	93h	0,25	$3 \cdot 10^{-3}$	3,20	2,2	0,2
Ba ¹⁴⁰ —La ¹⁴⁰	Knochen	12,8d	6,3	0,2	4,33	12	109
Ce ¹⁴¹	Knochen	33,1d	6,0	0,1	0,93	31	30,4
Ce ¹⁴³	Knochen	33h	6,2	0,1	1,92	1,4	2,8
Pr ¹⁴³	Knochen	13,7d	6,2	0,06	1,57	11	11,4
Ce ¹⁴⁴ —Pr ¹⁴⁴	Knochen	282d	6,1	0,1	6,11	180	1160
Nd ¹⁴⁷	Knochen	11,3d	2,6	0,1	1,25	8,5	11,2
Pm ¹⁴⁷	Knochen	2,6a	2,6	0,09	0,34	90	23,8
Pm ¹⁴⁹	Knochen	54h	1,3	0,09	1,86	2,2	3,9
J ¹³¹	Schilddrüse	8,1d	2,9	0,15	0,23	7,5	963
J ¹³²	Schilddrüse	2,4h	4,4	0,15	0,66	0,1	36,6
J ¹³³	Schilddrüse	20,5h	6,5	0,15	0,48	0,85	227
J ¹³⁴	Schilddrüse	52,5m	7,6	0,15	0,80	0,04	17,7
J ¹³⁵	Schilddrüse	6,7h	5,9	0,15	0,41	0,28	63
Ru ¹⁰³ —Rh ^{103m}	Niere	39,8d	2,9	0,01	0,21	13,3	6,9
Rh ¹⁰⁵	Niere	36,5h	0,9	0,02	0,19	1,5	1,4
Ru ¹⁰⁶ —Rh ¹⁰⁶	Niere	1,0a	0,38	0,01	1,38	19	65
Te ^{127m} —Te ¹²⁷	Niere	115d	0,25	0,02	0,28	13,3	18,3
Te ^{129m} —Te ¹²⁹	Niere	33,5d	1,0	0,02	0,89	10,4	46
Te ¹³¹ —Te ¹³¹	Niere	30h	2,9	0,02	1,30	1,2	7,7
Te ¹³²	Niere	77,7h	4,4	0,02	0,11	2,7	1,5
Cs ¹³⁷ —Ba ^{137m}	Muskel	33a	5,9	0,36	0,57	17	8,6

Dabei ist T_r = Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls, T_{eff} = effektive Halbwertszeit, U = mit RBW-Faktor gewichtete Energie pro Zerfall, p = der Anteil der Aktivität, welcher von der Atemluft in das kritische Organ gelangt, p'' = der Anteil der Aktivität, der von der Atemluft in den Körper gelangt, D = die Dosis, die das kritische Organ erhält, wenn man dem Körper q Curies des betreffenden Radio-Nuklids zuführt.

mit

$$g = 0,26 E_{\text{eff}} [\text{rem} \cdot \text{m}^3/\text{C sec}]. \quad (2.2-13)$$

In der Tabelle 2.2/1, die einer Arbeit von BURNETT [2] entnommen ist, sind Werte für p , U , T_{eff} und $p'' D/q$

Tabelle 2.2/2. Physikalische Eigenschaften von Edelgas-Spaltprodukten

Nuklid	T_r	Spalt- ausbeute (%)	$\sum p_{\beta i} \bar{E}_{\beta i}$ (MeV)	$\sum p_{\gamma i} \bar{E}_{\gamma i}$ (MeV)	E_{eff} (MeV)
Kr ^{83m}	1,86 h	0,54	—	0,03	0,03
Kr ⁸⁵	10,0 y	0,29	0,22	—	0,22
Kr ^{85m}	4,4 h	1,3	0,21	0,20	0,41
Kr ⁸⁷	1,3 h	2,5	1,0	1,1	2,1
Kr ⁸⁸	2,8 h	3,6	0,33	2,1	2,4
Xe ^{131m}	12 d	0,03	0,16	—	0,16
			(Konversions- elektronen)		
Xe ¹³³	5,3 d	6,5	0,12	0,04	0,20
Xe ¹³⁵	9,2 h	6,3	0,30	0,27	0,57

^m Angeregter Zustand.

zusammengestellt. Bei den Knochensuchern wurde dabei der Verteilungsfaktor $s = 5$ angenommen; sonst wurden die s -Werte gleich 1 gesetzt. Aus den Werten

für $p''D/q$ kann man die Dosisfaktoren g erhalten durch Multiplikation mit $2,31 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{sec}$ (= durchschnittlicher Luftumsatz des Standardmenschen).

2.3. Festgesetzte Toleranzwerte

Ausgehend von den Vorschlägen der Internationalen Kommission für Strahlenschutz (ICRP) wurden in den verschiedenen Staaten höchstzulässige Strahlendosen und Konzentrationen radioaktiver Substanzen in Luft und Trinkwasser festgelegt. Dabei versteht man unter der höchstzulässigen Konzentration eines radioaktiven Nuklids diejenige Konzentration dieses Nuklids in Atemluft und im Trinkwasser, die bei Dauerzufuhr im kritischen Organ (d.h. dem Organ, in dem das betreffende Nuklid am stärksten konzentriert wird) die höchstzulässige Dosisleistung ergibt.

In Deutschland wurden derartige Vorschriften auf Bundesebene in Verbindung mit dem Bundesatomgesetz erlassen (Erste Strahlenschutzverordnung vom 24. 6. 1960, Bundesgesetzblatt 1960, Teil I, Seite 430). Darüber hinaus sind am 2. 2. 1959 vom Rat der Europäischen Atomgemeinschaft (Euratom) „Richtlinien zur Festlegung der Grundnormen für den Gesundheitsschutz der Bevölkerung und der Arbeitskräfte gegen die Gefahren ionisierender Strahlungen“ herausgegeben worden. Im folgenden werden die wichtigsten Punkte aus diesen „Richtlinien“ kurz zusammengefaßt. In einigen Punkten werden wir auch auf den neuen US-Gesetzentwurf vom 2. 5. 1959 (10 CFR Part 20, Fed. Reg. S. 3537ff.) Bezug nehmen und ihn unter dem Begriff AEC-Richtlinien zitieren.

Sowohl nach den Bundes- und Euratom- wie auch nach AEC-Richtlinien soll die totale im Laufe des Lebens zusätzlich zur natürlichen Strahlenbelastung verabreichte Dosis D in rem (Ganzkörperbestrahlung) für eine beruflich strahlenexponierte Person bis zum N -ten Lebensjahr den sich aus der Formel $D = 5(N - 18)$ ergebenden Wert nicht überschreiten. Eine Beschäftigung von Jugendlichen unter 18 Jahren in strahlenexponierten Berufszweigen ist nicht statthaft. Ferner sehen der Euratom-Entwurf und darauf aufbauend auch die Bundesbestimmungen einen Maximalwert für eine gewollte außergewöhnliche Belastung von 12,5 rem und eine maximale Unfallbelastung von 25 rem für den genannten Personenkreis vor. Falls bei einem Unfall der Wert von 25 rem überschritten wird, muß man die betroffene Person unter ärztliche Kontrolle stellen. Folgende Teilkörperbestrahlungen sind zulässig: Extremitäten: $< 60 \text{ rem/Jahr}$, Hautoberfläche: $< 30 \text{ rem/Jahr}$, innere Organe: (außer den blutbildenden Organen, den Keimdrüsen und den Augenlinsen) $< 15 \text{ rem/Jahr}$.

Die angegebenen Werte gelten für den Kreis der beruflich strahlungsexponierten Personen. Für die Bevölkerung (auch in der Umgebung einer kern-technischen Anlage) sollen $0,5 \text{ rem/Jahr}$ Ganzkörperbestrahlung bzw. $0,5 \text{ rem/Jahr}$ als Dosis für die blutbildenden Organe, die Keimzellen und die Augenlinsen nicht überschritten werden. Schließlich soll die zusätzliche Strahlenbelastung der Gesamtbevölkerung unter 5 rem/30 Jahre bleiben (Größenordnung der natürlichen Strahlenbelastung etwa 10 bis 100 mrem/Jahr). Die außerhalb der Kontrollbereiche (vgl. Begriff „Kontrollbereich“ und „Überwachungsbereich“ in der Strahlenschutzverordnung l. c.) höchstzulässigen

Konzentrationen wichtiger Nuklide in Luft sind in der Tabelle 2.3/1 zusammengestellt. Innerhalb des Kontrollbereichs kann man bei Annahme einer 40-Stunden-Woche etwa 30fache Werte der angegebenen Konzentrationen zulassen.

Die Werte der Euratom-Richtlinien, der Bundesrichtlinien und der AEC-Richtlinien differieren etwas,

Tabelle 2.3/1. In unkontrollierten Bereichen maximal zulässige Konzentrationen von Radioisotopen in Luft (bei Daueraufenthalt)

Nuklid	Maximal zulässige Konzentration (C/m ³ Luft)		
	nach Euratom-Richtlinien (loc. cit.)	nach Bundes-Richtlinien*	nach AEC-Richtlinien (loc. cit.)
A ⁴¹		$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$
Kr ⁸⁷		$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Kr ⁸⁵		$3 \cdot 10^{-7}$	
Xe ¹³³	$4 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$
Xe ¹³⁵	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$
J ¹³¹	$6 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-10}$
J ¹³²		$4 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-9}$
J ¹³³		$5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-9}$
J ¹³⁵		$2 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$
Sr ⁸⁹	$2 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Sr ⁹⁰ - Y ⁹⁰ . .	$2 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-11}$
Y ⁹¹	$9 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Ce ¹⁴⁴ - Pr ¹⁴⁴ . .	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-10}$
Pu ²³⁹	$2 \cdot 10^{-13}$	$6 \cdot 10^{-14}$	$6 \cdot 10^{-14}$
U nat	$3 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-12}$

* Aus der 1. Strahlenschutzverordnung (l. c.).

obwohl sie unter den gleichen Voraussetzungen ermittelt wurden. Es scheint, daß den Werten verschiedene biologische Daten hinsichtlich Aufnahme, Verteilung im Körper und Ausscheidung des betreffenden Nuklids zugrunde liegen.

2.4. Zusammenfassung zu Kapitel 2

Zur Beurteilung der Gefährlichkeit, d.h. biologischen Wirksamkeit eines Radionuklids, ist es hinreichend, die Größe g , den sog. Dosisfaktor zu kennen. Er ist nach Gl. (2.2-10) für Nuklide zu berechnen, die hauptsächlich inkorporiert werden, während man ihn für Edelgase aus Gl. (2.2-13) ermitteln kann. Die für die Berechnung des Dosisfaktors notwendigen Daten sind in Tabelle 2.2/1, für Edelgase in Tabelle 2.2/2 angegeben. Aus diesen Werten ergeben sich die zulässigen Dauerkonzentrationen für radioaktive Nuklide, die in verschiedenen Verordnungen angegeben werden.

3. Vorhandene und freigesetzte Aktivitäten

3.1. Im Reaktor vorhandene Aktivität als Funktion der Betriebszeit

3.1.1. Gesamtaktivität. Nach GLASSTONE [3] beträgt die Aktivität der Spaltprodukte t Tage nach einer Spaltung

$$\left. \begin{aligned} \text{Beta-Aktivität} \\ = 3,8 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ Betas/sec} \cdot \text{Spaltung} \\ \text{Gamma-Aktivität} \\ = 1,9 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ Gammas/sec} \cdot \text{Spaltung} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.1-1)$$

(t in d).

Diese Formeln sollen den tatsächlichen zeitlichen Verlauf des Zerfalls der Spaltprodukte innerhalb des

Zeitraumes von 10 sec bis etwa 100d näherungsweise wiedergeben; über die Genauigkeit dieser Formeln werden jedoch keine Angaben gemacht.

Will man t in sec statt in d einsetzen, so erhält man aus (3.1.1-1) die Formel

$$\left. \begin{aligned} \text{Beta-Aktivität} &= 3,2 t^{-1,2} \text{ Betas/sec} \cdot \text{Spaltung} \\ \text{Gamma-Aktivität} &= 1,6 t^{-1,2} \text{ Gammas/sec} \cdot \text{Spaltung} \end{aligned} \right\} (3.1.1-1')$$

$(t \text{ in sec.})$

Berücksichtigt man, daß die mittlere Beta-Energie 0,4 MeV und die mittlere Gamma-Energie der Spaltprodukte 0,7 MeV beträgt (vgl. [3]), so folgt aus (3.1.1-1')

$$\left. \begin{aligned} \text{Beta-Energie} &= 1,3 t^{-1,2} \text{ MeV/sec} \cdot \text{Spaltung} \\ \text{Gamma-Energie} &= 1,1 t^{-1,2} \text{ MeV/sec} \cdot \text{Spaltung} \end{aligned} \right\} (t \text{ in sec.}) \quad (3.1.1-2)$$

Die ursprünglich von WIGNER und WAY [4] ermittelten Werte sind

$$\left. \begin{aligned} \text{Beta-Energie} &= 1,26 t^{-1,2} \text{ MeV/sec} \cdot \text{Spaltung} \\ \text{Gamma-Energie} &= 1,40 t^{-1,2} \text{ MeV/sec} \cdot \text{Spaltung} \end{aligned} \right\} (t \text{ in sec.})$$

Sie sollen nur bis auf einen Faktor 2 genau sein [4], innerhalb dieser Genauigkeit stimmen sie auch mit den (wohl auch nicht genaueren) Werten (3.1.1-2) überein.

Die angegebenen Formeln kann man direkt verwenden, um die Aktivität nach einem Durchgang eines ursprünglich sauberen Reaktors („start-up accident“) zu berechnen. Die beim Durchgang freigesetzte Energie betrage Q MWsec. 1 MWsec entspricht etwa $3,1 \cdot 10^{16}$ Spaltungen. Führt man schließlich 1 Curie-Äquivalent $= 3,7 \cdot 10^{10}$ Teilchen/sec ein, so erhält man aus (3.1.1-1) für die Aktivität der Spaltprodukte nach einem Reaktordurchgang von Q MWsec t Tage nach dem Unfall

$$\left. \begin{aligned} \text{Beta-Aktivität (C)} &= 3,2 Q t^{-1,2} \\ \text{Gamma-Aktivität (C)} &= 1,6 Q t^{-1,2} \end{aligned} \right\} (t \text{ in d.}) \quad (3.1.1-3)$$

Aus Gl. (3.1.1-1) kann man auch die Akkumulation der Spaltprodukte bei stationärem Reaktorbetrieb ermitteln. Der Reaktor sei τ Tage bei einer Leistung von P Watt gelaufen und dann abgeschaltet worden. Während des Betriebes erfolgten also im Zeitintervall dt' die Anzahl $(3,1 \cdot 10^{10}) \cdot (8,64 \cdot 10^4) P dt' = 2,68 \cdot 10^{15} P dt'$ Spaltungen (denn 1 W entspricht $3,1 \cdot 10^{10}$ Spaltungen/sec, und 1 Tag hat $8,64 \cdot 10^4$ sec). Damit ergeben sich t Tage nach Abschalten des Reaktors folgende Werte für die Aktivität der Spaltprodukte (τ, t in Tagen):

$$\left. \begin{aligned} \text{Beta-Aktivität (C)} &= 0,275 P \int_t^{t+\tau} t'^{-1,2} dt' \\ &= 1,38 P \{t^{-0,2} - (t + \tau)^{-0,2}\} \\ \text{Gamma-Aktivität (C)} &= 0,138 P \int_t^{t+\tau} t'^{-1,2} dt' \\ &= 0,69 P \{t^{-0,2} - (t + \tau)^{-0,2}\} \end{aligned} \right\} (3.1.1-4)$$

Ist also ein Reaktor unendlich lange Zeit bei einer Leistung von $P=1$ Megawatt betrieben worden, so ergeben sich aus Gl. (3.1.1-4) folgende Werte für die Aktivitäten im Core zu verschiedenen Zeiten t nach dem Abschalten (Tabelle 3.1.1/1):

Tabelle 3.1.1/1. Aktivität im Core bei $P=1$ MW nach $\tau = \infty$

Zeit nach dem Abschalten	t				
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d
a) Beta-Aktivität (C)	$1,3 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	$8,3 \cdot 10^5$	$5,3 \cdot 10^5$
b) Gamma-Aktivität (C)	$6,8 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^5$	$4,2 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^5$

Die Verhältnisse für endliche Betriebsdauer τ kann man aus der Tabelle 1 durch Multiplikation mit dem Faktor

$$r = 1 - \left(1 + \frac{\tau}{t}\right)^{-0,2}$$

erhalten, der in Tabelle 3.1.1/2 als Funktion von t und τ angegeben ist.

Tabelle 3.1.1/2. $r =$ Bruchteil der Sättigung für verschiedene Werte von τ (Betriebsdauer) und t (Zeit nach Abschalten)

τ	t				
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d
1 d	0,90	0,48	0,13	0,018	0,001
10 d	0,94	0,67	0,38	0,13	0,018
100 d	0,96	0,79	0,60	0,38	0,13
180 d	0,97	0,81	0,64	0,45	0,19
∞	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Damit ergeben sich z.B. nach 180 Tagen Reaktorbetrieb bei 1 MW die Werte der Tabelle 3.1.1/3.

Tabelle 3.1.1/3. Aktivität bei $P=1$ MW nach 180 Tagen

Zeit nach dem Abschalten	t				
	1 sec	1 h	1 d	10 d	100 d
a) Beta-Aktivität (C)	$1,3 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^6$	$9,1 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$
b) Gamma-Aktivität (C)	$6,6 \cdot 10^6$	$8,1 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$	$5,1 \cdot 10^4$

Bei diesen Angaben der im Reaktor enthaltenen Aktivitäten sind nur Spaltprodukte aufgeführt worden, während die Aktivitäten, die durch Neutroneneinfang gebildet werden, bisher vernachlässigt wurden. Das ist berechtigt, da diese Aktivitäten gegenüber der Gesamtaktivität der Spaltprodukte nicht ins Gewicht fallen. In zwei Fällen muß man jedoch diese Komponenten mit berücksichtigen: Erstens, wenn man die biologische Wirkung der im Reaktor vorhandenen Aktivitäten untersuchen will, da das Plutonium, das durch Neutroneneinfang im U^{238} gebildet wird, eine sehr große Dosiskonstante g besitzt und daher stark ins Gewicht fällt. Zweitens, wenn man die Abgabe von Aktivitäten im Normalbetrieb untersucht, da im Normalbetrieb z.B. aktiviertes Kühlmittel entweichen könnte, sofern überhaupt ein Entweichen von Aktivitäten gestattet ist, während die Spaltprodukte zurückgehalten werden.

3.1.2. Wichtige Einzelaktivitäten. Für detailliertere Untersuchungen ist es nicht ausreichend, Angaben

über die gesamte, im Reaktor enthaltene Aktivität machen zu können, sondern man muß auch noch die Anteile einzelner, biologisch besonders effektiver Nuklide kennen. Zu diesem Zweck muß man im allgemeinen Fall das den Aufbau und Zerfall der Spaltprodukte beschreibende System von gekoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{dN_i}{dt} = 3,1 \cdot 10^{16} y_i' P - \lambda_i N_i + \sum_k \lambda_{ik} N_k \quad (3.1.2-1)$$

lösen.

N_i ist die Zahl der Atome des i -ten Nuklids, P die Reaktorleistung in MW, y_i' die Wahrscheinlichkeit, daß das i -te Nuklid direkt bei der Spaltung gebildet wird, λ_i die Zerfallskonstante des i -ten Nuklids, λ_{ik}

beträgt, während im Sättigungsfall die Aktivität durch

$$A_{i0}^s = 8,4 \cdot 10^5 y_i' P \quad (3.1.2-4)$$

ist. Schließlich gilt für die Aktivität nach τ Zeiteinheiten Reaktorbetrieb

$$A_{i0}^\tau = A_{i0}^s (1 - e^{-0,693\tau/T_i}) = A_{i0}^s (1 - e^{-\lambda_i \tau}) \quad (3.1.2-5)$$

In der Tabelle 3.1.2/1 sind für die wichtigsten Spaltprodukte die Halbwertszeiten, mittlere Gamma- und Beta-Energien, Anfangsaktivitäten A_{i0}^d nach einem Durchgang von $Q = 1$ MWsec, Aktivitäten A_{i0}^{180d} nach 180d Reaktorbetrieb bei 1 MW, die Werte für A_{i0}^d/A_{i0}^{180d} und schließlich die g_i -Werte angegeben. Dabei sind die mittleren Beta- und Gamma-Energien nach den

Angaben in der Isotopentafel (STROMINGER, HOLLANDER und SEABORG [6]) berechnet, die A_{i0}^{180d} dem Bericht von WEST [5] entnommen, die g_i -Werte nach (2.2-10) bzw. (2.2-12) ermittelt und die A_{i0}^d näherungsweise nach (3.1.2-3) berechnet.

Die Aktivität des i -ten Nuklids t Zeiteinheiten nach dem Abschalten des Reaktors nach einem Betrieb bei 1 MW (Zeitdauer τ) ist $A_i(\tau, t) = A_{i0}^\tau e^{-\lambda_i t}$.

Die A_{i0} -Werte hängen nur von der Reaktorleistung und der Zeitdauer des Reaktorbetriebs ab. Lediglich der A_{i0} -Wert bei Xe^{135} ist außerdem noch flußabhängig, da hier der Abbrand in die gleiche Größenordnung kommen kann wie der radioaktive Zerfall, und folglich neben diesem in manchen Fällen nicht mehr vernachlässigt werden kann. Der angegebene Wert enthält diese Flußabhängigkeit nicht: Er ist gleich dem wahren A_{i0} -Wert bei Reaktoren mit niedrigen Flüssen

($\leq 10^{12}$ n/cm²sec), während er für Hochfluß-Reaktoren eine obere Schranke liefert.

Neben der Aktivität der Spaltprodukte muß man, wie schon erwähnt, die Pu-Aktivität berücksichtigen, denn die Dosiskonstante g_{Pu} des Plutoniums ist etwa $5 \cdot 10^5$. Pu^{239} ist ein α -Strahler ($E_\alpha = 5,1$ MeV) mit der Halbwertszeit von $2,5 \cdot 10^4$ a. Es läßt sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Betriebszeit, Leistung des Reaktors und Plutoniumproduktion angeben, da die Plutoniumproduktion vom Reaktortyp abhängt. Zu einer Ermittlung der im Reaktor vorhandenen Plutoniummenge ist daher eine Untersuchung des Langzeitverhaltens für den betreffenden Reaktor nötig, auf die hier nicht eingegangen werden kann. Wieder kann man jedoch relativ leicht eine obere Grenze für die Plutoniumproduktion angeben, indem man die am Anfang geltenden Verhältnisse auch auf längere Betriebszeiten extrapoliert. Am Anfang werden bei einer Reaktorleistung von P MW pro sec in einem thermischen Reaktor

$$a_0 = 3,1 \cdot 10^{16} P \{ \nu e^{-B^1 \tau} (1 - p) + \sum_{238}^{\infty} / \sum_{235}^{\infty} \} \quad (3.1.2-6)$$

Neutronen im U^{238} eingefangen und damit praktisch ebensoviele Atome des Pu^{239} gebildet. Dabei ist B^2

Tabelle 3.1.2/1. Im Reaktor enthaltene Aktivitäten wichtiger Spaltprodukte (bezogen auf 1 MW Reaktorleistung)

Nuklid	T_i	\bar{E}_γ (MeV)	\bar{E}_β (MeV)	Spalt- aus- beute (%)	A_{i0}^d (C)	A_{i0}^{180d} (C)	A_{i0}^d/A_{i0}^{180d}	g_i (rem·m ² / C·sec)
a) Edelgase								
Kr ⁸⁷	1,3h	1,1	1,0	2,5	3,2	2,3 · 10 ⁴	1,0	0,58
Kr ⁸⁸	2,8h	2,1	0,33	3,6	2,1	3,2 · 10 ⁴	1,0	0,65
Xe ¹³⁵	5,3d	0,08	0,12	6,5	0,08	5,8 · 10 ⁴	1,0	0,05
Xe ¹³⁵	9,2h	0,27	0,30	6,3	1,1	5,0 · 10 ⁴	1,0	0,15
					6,5	16,3 · 10 ⁴		
b) Halogene								
J ¹³¹	8,1d	0,39	0,19	2,9	0,02	2,5 · 10 ⁴	1,0	210
J ¹³²	(77h)*	1,5	0,42	4,4	0,01	3,7 · 10 ⁴	1,0	7
J ¹³³	21h	0,52	0,46	6,5	0,47	5,1 · 10 ⁴	1,0	60
J ¹³⁵	6,7h	1,3	0,31	5,9	1,56	4,7 · 10 ⁴	1,0	20
					2,06	16,0 · 10 ⁴		
c) Langlebige feste Spaltprodukte								
Sr ⁸⁹	53d	—	0,5	4,8	6,1 · 10 ⁻³	3,6 · 10 ⁴	1,05	70
Sr ⁹⁰ —Y ⁹⁰	28a	—	0,1	5,9	4,0 · 10 ⁻⁵	7,1 · 10 ²	62,5	7700
Y ⁹¹	57d	—	0,5	5,9	6,9 · 10 ⁻³	4,4 · 10 ⁴	1,12	47
Ce ¹⁴⁴ —Pr ¹⁴⁴	280d	0,1	1,0	6,1	1,5 · 10 ⁻³	1,6 · 10 ⁴	2,70	250
					18,5 · 10 ⁻³	9,6 · 10 ⁴		

* Halbwertszeit des Mutterisotops Te¹³².

die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom des k -ten Nuklids pro Zeiteinheit durch Zerfall in eines des i -ten Nuklids übergeht.

Die direkte Integration des Systems (3.1.2-1) wurde unter anderem von WEST [5] durchgeführt, dessen Werte wir unseren weiteren Betrachtungen zugrunde legen werden. Falls T_i (= Halbwertszeit des i -ten Nuklids) groß ist gegen T_k für alle k , die auf der rechten Seite der Gl. (3.1.2-1) einen merklichen Beitrag liefern, so kann man den Aufbau und Zerfall des i -ten Nuklids näherungsweise durch die einfache Gleichung

$$\frac{dN_i}{dt} = 3,1 \cdot 10^{16} y_i' P - \lambda_i N_i \quad (3.1.2-2)$$

beschreiben.

Dabei ist jetzt y_i die Wahrscheinlichkeit, daß das Spaltprodukt i entweder direkt bei der Spaltung oder später in der Zerfallskette gebildet wird. Aus Gleichung (3.1.2-2) lesen wir ab, daß die Anfangsaktivität A_{i0}^d (C) bei einem Durchgang von $\int P dt = Q$ MWsec

$$\left. \begin{aligned} A_{i0}^d &= \frac{3,1 \cdot 10^{16}}{3,7 \cdot 10^{10}} \lambda_i y_i Q \\ &= 8,4 \cdot 10^5 \lambda_i y_i Q \text{ (Curies)} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.2-3)$$

das geometrische „Buckling“, τ das Fermi-Alter von der Energie der Spaltneutronen bis zu einer mittleren Energie im Resonanzbereich, p die Resonanzentkommenswahrscheinlichkeit, Σ_{238}^c der Einfangsquerschnitt von U^{238} für thermische Neutronen, Σ_{235}^t der Spaltquerschnitt von U^{235} für thermische Neutronen. Damit ist für kleine Betriebszeiten t (sec), bei denen die Sättigung noch nicht erreicht ist, die im Reaktor vorhandene Pu-Aktivität gleich

$$A_{Pu0}^t = 8,4 \cdot 10^5 \lambda_{Pu} P t \times \left. \begin{aligned} &\times \{ \nu e^{-B^1 \tau} (1 - p) + \Sigma_{238}^c / \Sigma_{235}^t \} \text{ (Curies),} \\ &\} \quad (3.1.2-7) \end{aligned} \right\}$$

also mit $\lambda_{Pu} = 9,2 \cdot 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$ und t in Tagen:

$$A_{Pu0}^t = 6,7 \cdot 10^{-2} P t \{ \nu e^{-B^1 \tau} (1 - p) + \Sigma_{238}^c / \Sigma_{235}^t \} \text{ (Pt in MWd).} \quad (3.1.2-7)$$

3.1.3. Die „Gefährdung“. In Sicherheitsüberlegungen für Reaktoren, denen die biologischen Wirkungen der Spaltprodukte zugrunde liegen, geht selten die Aktivität der Spaltprodukte allein ein, sondern fast immer das Produkt aus Dosisfaktor g_i und Gesamtaktivität A_i des i -ten Spaltprodukts $A_i g_i$. Daher ist es zweckmäßig, für diese wichtige Größe einen neuen Begriff einzuführen: Wir wollen sie im folgenden mit „Gefährdung“ G bezeichnen, da sie ein Maß für die Gefahr ist, die die Spaltprodukte vom biologischen Standpunkt aus darstellen. Die Definition der Gefährdung für ein Nuklid i ist also

$$G_i = A_i g_i \left[\frac{\text{rem} \cdot \text{m}^3}{\text{sec}} \right]. \quad (3.1.3-1)$$

Nuklide, die auf dasselbe kritische Organ wirken, verhalten sich additiv hinsichtlich der Gefährdung, denn die Strahlungsdosis, die das kritische Organ erhält, ist proportional der Summe der Gefährdungen der darauf einwirkenden Nuklide. Insofern ist es sinnvoll, Gefährdungssummen für die verschiedenen Jod-Isotope (die ja sämtlich auf die Schilddrüse wirken), für die in Tabelle 3.1.2/1 aufgeführten langlebigen festen Spaltprodukte (die sämtlich „Knochensucher“ sind) und für die Edelgase (Haut- und Ganzkörperbestrahlung) zu berechnen. In der Literatur bestehen Unklarheiten darüber, wie sich z.B. Mischungen von Knochensuchern und Halogenen hinsichtlich der Kombination der Gefährdungen verhalten. Es scheint jedoch, daß einfache Additivität der Gefährdungen verschiedener Gruppen von Nukliden zumindest eine konservative Annahme darstellt [7]. In der Tabelle 3.1.3/1 ist die Anfangsgefährdung G_0^H für Halogene

Tabelle 3.1.3/1. Anfangsgefährdung G_0 in [rem · m³/sec] für die Edelgase, Halogene und kondensierte Spaltprodukte

Betrachteter Fall	Durchgang von 1 MWsec	180 d Betrieb bei 1 MW	Unendlich langer Betrieb bei 1 MW
G_0^E	3,4	$4,5 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^4$
G_0^H	63,7	$9,5 \cdot 10^6$	$9,5 \cdot 10^6$
G_0^F	1,4	$1,4 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^8$

(d.h. Jod), G_0^E für Edelgase und G_0^F für langlebige feste Spaltprodukte angegeben, und zwar für die drei Fälle 1. Reaktorexkursion von 1 MWsec, 2. 180 d Betrieb bei 1 MW, 3. unendlich langer Betrieb bei 1 MW.

Die zeitliche Abnahme der Gefährdung eines Gemisches von verschiedenen Spaltprodukten erfolgt gemäß

$$G(t) = \sum_i A_{i0} g_i e^{-\lambda_i t}. \quad (3.1.3-2)$$

3.2. Im Normalbetrieb abgegebene Aktivitäten

Im Normalbetrieb abgegebene Aktivitäten können von defekten Brennelementen herrühren, aus denen Spaltprodukte austreten können, oder von der Aktivierung von Materialien, insbesondere von der Aktivierung des Kühlmittels. Schadhafte Brennelemente kann man auch als Störungen des normalen Reaktorbetriebs auffassen, und sich bei der Diskussion der Auswirkungen des Normalbetriebs auf die Untersuchung der Wirkung aktivierter Materialien beschränken. Die ebenfalls mit dem Normalbetrieb eines Reaktors zusammenhängenden Fragen der Abfallbeseitigung sollen im folgenden nicht behandelt werden. Im allgemeinen wird von den im Reaktor enthaltenen Materialien das Kühlmittel am stärksten aktiviert, da es den Reaktorkern durchsetzt und infolgedessen hohen Neutronenflüssen ausgesetzt wird.

Man kann den Reaktor im offenen und im geschlossenen Kreislauf kühlen. Lecks im geschlossenen Kreislauf kann man im Falle von Flüssigkeitskühlung leicht entdecken, bevor eine merkliche Kontaminierung der weiteren Umgebung des Reaktors stattfindet. Dagegen ist es bei gasgekühlten Reaktoren weniger einfach, ein Leck zu lokalisieren; außerdem breiten sich die gasförmigen Aktivitäten leichter in der Umgebung aus. Wir wollen uns daher in diesem Abschnitt auf die Aktivierung des Kühlmittels gasgekühlter Reaktoren beschränken und die beide Fälle 1. offener Kühlkreislauf, 2. geschlossener Kühlkreislauf mit fester Undichtigkeit diskutieren. Dabei soll speziell in beiden Fällen einfache Luftkühlung angenommen werden; die Fälle, in denen ein anderes Kühlmittel zur Anwendung gelangt, lassen sich analog behandeln.

3.2.1. Luftkühlung in offenem Kreislauf. Das in der atmosphärischen Luft zu 1,28 Gew.-% enthaltene Argon 40 trägt am stärksten zur Aktivität der Abluft bei. Unter der Annahme, daß die Aufenthaltsdauer der Luft im Bestrahlungsbereich der Neutronen klein ist gegenüber der Halbwertszeit des A^{41} ergibt sich für die A^{41} -Aktivierung

$$A_{41} = \frac{\lambda_{41} \Sigma_{40} \bar{\Phi} t}{3,7 \cdot 10^{10}} 10^6 \text{ [C/m}^3\text{]}. \quad (3.2.1-1)$$

Dabei ist $\lambda_{41} = 1,04 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ die Zerfallskonstante des A^{41} (Halbwertszeit 1,85 h), $\Sigma_{40} = 1,33 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ der Einfangsquerschnitt von A^{40} für thermische Neutronen unter atmosphärischen Normalbedingungen, $\bar{\Phi}$ der über sämtliche Kühlspalte gemittelte thermische Neutronenfluß und t [sec] die Aufenthaltsdauer der Luft im Gebiet des Flusses $\bar{\Phi}$. Der Faktor 10^6 ist der Umrechnungsfaktor von cm^3 zu m^3 . Ist v die Durchflußgeschwindigkeit der Kühlluft in m^3/h und V das Volumen sämtlicher Kühlspalte im Innern des Reaktors in m^3 , so ist

$$t = 3600 V / v$$

also

$$A_{41} = 1,34 \cdot 10^{-12} \bar{\Phi} V / v \text{ [C/m}^3\text{]}. \quad (3.2.1-2)$$

Dabei ist $\bar{\Phi}$ in Neutronen/cm²sec, V in m³ und r in m³/h einzusetzen. Der gesamte Aktivitätsausstoß beträgt $Q = rA_{41}$ Curies/h, also

$$\left. \begin{aligned} Q &= 1,34 \cdot 10^{-12} \bar{\Phi} V \text{ [C/h]} \\ &= 3,72 \cdot 10^{-16} \bar{\Phi} V \text{ [C/sec].} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.1-3)$$

Bei einem mittleren Fluß von etwa 10^{12} Neutronen/cm²sec und einem Kühlvolumen im Reaktor von einigen Kubikmetern erreicht man einen Aktivitätsausstoß von einigen Curies/h.

3.2.2. Luftkühlung in geschlossenem Kreislauf. Hier wollen wir annehmen, daß durch ein Leck der Bruchteil p der Kühlluft pro Stunde nach außen entweicht. Dabei muß man im Normalfall annehmen, daß $p \ll \lambda_{41}$ (λ_{41} = Zerfallskonstante von A⁴¹) ist, und daß folglich das in der Kühlluft enthaltene Argon bis zur Sättigung aktiviert ist. Die Sättigungsaktivität erhält man durch die Bedingung, daß die Zahl der pro Zeiteinheit zerfallenden A⁴¹-Atome gleich der Zahl der pro Zeiteinheit gebildeten ist, d.h.

$$A_{41}^* \text{ (Curies)} = \frac{\Sigma_{40} \bar{\Phi} V}{3,7 \cdot 10^{10}} 10^6. \quad (3.2.2-1)$$

Hier ist V (m³) wieder das Volumen sämtlicher Kühlspalte im Innern des Reaktors, $\bar{\Phi}$ der dort herrschende mittlere Fluß in Neutronen/cm² · sec und 10^6 der Umrechnungsfaktor von cm³ zu m³. Der Aktivitätsausstoß beträgt jetzt $Q = pA_{41}^*$ (Curies/h), also

$$\left. \begin{aligned} Q &= 3,6 \cdot 10^{-12} p \bar{\Phi} V \text{ [C/h]} \\ &= 1 \cdot 10^{-15} p \bar{\Phi} V \text{ [C/sec].} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.2-2)$$

Selbst bei einer Leckrate von 1‰ pro h (entsprechend 2,4% pro Tag — ein sehr hoher Wert —) liegt der Aktivitätsausstoß fast um drei Größenordnungen unter dem, der bei der Kühlung im offenen Kreislauf für den gleichen Reaktor zu erwarten ist, sofern der Gasdruck und damit Σ_{40} in beiden Fällen gleich ist.

3.3. Qualitative Diskussion der beim maximal anzunehmenden Unfall frei werdenden Aktivitäten

3.3.1. Zum Begriff des maximal anzunehmenden Unfalls. Bereits in der Einleitung wurde auf die Bedeutung des maximal anzunehmenden Unfalls (MCA) für alle Sicherheitsüberlegungen hingewiesen. Auf ihn müssen alle Sicherheitsmaßnahmen abgestellt werden; d.h. die beim anzunehmenden Unfall auftretenden Drücke determinieren die Festigkeit der Druckschale, die dabei zu erwartenden Aktivitäten die Dichtigkeit des Gebäudes sowie die Auslegung der Filter.

Ein anzunehmender Unfall, der bei dem betrachteten Reaktortyp durch technisches oder menschliches Versagen verursacht werden kann, ist beispielsweise der Bruch einer Kühlleitung, der Ausfall von Meßgeräten, unsachgemäße Bedienung u. a. m. Der maximal anzunehmende Unfall ist der in seinen Folgen schwerste Unfall dieser Klasse. Seine Definition bildet in der Regel einen Bestandteil des Sicherheitsberichtes.

Für die Standortwahl eines Reaktors muß eine verbindliche Angabe über den MCA vorliegen.

3.3.2. Gesamte beim maximal anzunehmenden Unfall freigesetzte Aktivität. Im allgemeinen wird beim MCA nicht die gesamte im Reaktor vorhandene Aktivität

vom Reaktor in das Reaktorgebäude überführt, sondern nur ein Bruchteil v . v wollen wir den Freisetzungsfaktor nennen. Dieser Freisetzungsfaktor v ist von Reaktor zu Reaktor verschieden, wie man leicht sieht, und ist eine wichtige, bei der Angabe des MCA zu spezifizierende Größe. Besteht z.B. der MCA bei einem Forschungsreaktor vom homogenen Typ („Water Boiler“) im Bruch eines in der Mitte des Reaktortanks befindlichen Experimentierkanals und anschließendem Ausfluß der Hälfte der Spaltprodukte durch dieses Leck in die Halle, so wäre für die nicht flüchtigen Aktivitäten $v = 0,5$. Bei einem luftgekühlten graphitmoderierten Reaktor mit Brennelementen aus metallischem Uran könnte der MCA etwa in einer nuklearen Exkursion liegen, die den Reaktor auf so hohe Temperaturen bringt, daß er in Brand gerät. Fehlen Sicherheitseinrichtungen, die den Brand genügend schnell löschen können, so können bis zu 100% der Spaltprodukte freigesetzt werden, d.h. v wäre in diesem Falle gleich 1. An diesem Beispiel erkennt man auch, daß der Freisetzungsfaktor v nicht nur vom Reaktortyp, sondern auch von zusätzlichen Sicherheitsvorkehrungen abhängt. So könnte z.B. ein extremer „Run-away“ bei einem mit Wasser moderierten und gekühlten Reaktor mit metallischem Uran zum Verdampfen der Brennelemente und zum Eintreten von Uran-Wasser-Reaktionen führen, bei denen ein großer Teil der Spaltprodukte freigesetzt werden. In diesem Fall ist man gezwungen, als obere Grenze $v = 1$ anzunehmen. Unterbindet man durch geeignete Auslegung des Regelsystems einen solchen extremen Durchgang, so kann sich für den unter diesen Bedingungen möglichen MCA ein kleineres v ergeben.

Vom Sicherheitsstandpunkt sind die Reaktoren besonders günstig, deren inhärente Stabilität eine nukleare Exkursion ausschließt, und bei denen der Brennstoff in einer chemisch inerten Form, beispielsweise als Oxyd vorliegt. Bei Reaktoren dieses Typs ist meist ein Ausfall der Kühlung und ein Schmelzen der Brennelemente bei Freisetzung eines Teils der flüchtigen Spaltprodukte bereits der MCA.

Dieses letzte Beispiel zeigt, daß die Freisetzung der flüchtigen Spaltprodukte anders verlaufen kann als die der festen. Es ist daher in manchen Fällen zweckmäßig, verschiedene Freisetzungsfaktoren für Edelgase, Halogene und feste Spaltprodukte gesondert einzuführen. Das oben definierte v ist dann

$$v = (v^H A^H + v^E A^E + v^F A^F) / (A^H + A^E + A^F). \quad (3.3.2-1)$$

Dabei sind die A^H , A^E und A^F die Aktivitäten der Halogene, der Edelgase und der festen Spaltprodukte im Reaktor und die v^H , v^E und v^F ihre Freisetzungsfaktoren.

3.3.3. Gefährdung in der Gasphase. Für das Studium der Wirkung der aus der Reaktoranlage in die Atmosphäre entweichenden Spaltprodukte muß man den in der Gasphase befindlichen Anteil kennen. Dieser flüchtige Anteil der Spaltprodukte besteht nicht nur aus den Edelgasen, sondern auch aus den in gasförmiger Form vorliegenden Halogenen (z.B. Jod als JH) und den als Aerosol in der Luft befindlichen festen Spaltprodukten. Man führt zweckmäßig sog. inhärente Filterfaktoren für Halogene und feste Spaltprodukte, f_{inh}^H und f_{inh}^F , ein, die den Anteil der

freigesetzten Spaltprodukte angeben, der sich in der Gasphase befindet. Die gesamte nach dem Unfall in der Gasphase vorhandene Gefährdung ist also

$$G^{\text{Gasphase}} = v^E G^E + v^H f_{\text{inh}}^H G^H + v^F f_{\text{inh}}^F G^F \quad (3.3.3-1)$$

oder

$$G^{\text{Gasphase}} = v^E (G^E + f_{\text{inh}}^H G^H + f_{\text{inh}}^F G^F) \quad (3.3.3-2)$$

mit

$$f_{\text{inh}}^H = \frac{v^H}{v^E} f_{\text{inh}}^H \quad f_{\text{inh}}^F = \frac{v^F}{v^E} f_{\text{inh}}^F.$$

Im allgemeinen liegen die Werte für f_{inh}^F unter 0,1, bei flüssigkeitsmoderierten Reaktoren wahrscheinlich auch die Werte für f_{inh}^H .

3.4. Zusammenfassung zu Kapitel 3

Aus der Wigner-Way-Formel läßt sich eine grobe Abschätzung [(3.1-1) bis (3.1-4)] für die im Reaktor enthaltenen Aktivitäten gewinnen. Für Sicherheitsbetrachtungen sind jedoch nicht die Aktivitäten, sondern die Gefährdungen, d.h. die mit den Dosisfaktoren g gewichteten Aktivitäten von wesentlicher Bedeutung. Man kann die Anfangsgefährdung aus den Tabellen 3.1.2/1 und 3.1.3/1 entnehmen. Jedoch ist auch die im Reaktor enthaltene Gefährdung noch nicht selbst ein Maß für die potentielle Gefahr, die der Reaktor für die Umgebung darstellt, sondern erst die bei einem maximal denkbaren Unfall in die Gasphase gelangende Gefährdung. Diese wird durch (3.3.3-1) oder (3.3.3-2) gegeben.

Zusätzliche Risiken, die durch den Betrieb einer Reaktoranlage infolge der Abgabe aktivierter Kühlmedien entstehen, lassen sich mit den in 3.2. behandelten Methoden abschätzen.

4. Gesichtspunkte zur Auslegung des Reaktorgebäudes

In diesem Kapitel sollen einige Funktionen der sog. „Druckschale“ diskutiert werden, d.h. des druckfesten und gasdichten Gebäudes eines Reaktors, das dann notwendig ist, wenn der Reaktor in der Nähe einer Siedlung steht. Dabei wird die Frage nach der notwendigen Druckfestigkeit der Druckschale hier nicht weiter behandelt: Es wird vorausgesetzt, daß die Druckschale so stark ausgelegt wird, daß sie auch beim maximal anzunehmenden Unfall nicht zerstört wird. Derartige Probleme sind in einigen Arbeiten behandelt worden, die auf der letzten Genfer Konferenz zur friedlichen Verwendung der Kernenergie (1958) vorgetragen wurden. Die für die weitere Untersuchung wichtigste, die Druckschale charakterisierende Größe ist ihre Leckrate c , d.h. der Bruchteil der in der Druckschale enthaltenen Atmosphäre, der pro Zeiteinheit nach außen gelangt.

4.1. Die Leckrate der Druckschale als Funktion der Differenz zwischen Innendruck und Außendruck

Wir betrachten zunächst den Fall, daß einem bestimmten Innendruck p_i ein bestimmter Außendruck p_a gegenübersteht; dann ist die Leckrate c eine Funktion von $\Delta p = p_i - p_a$. Da durch die Undichtigkeiten der Halle nur Innenluft nach außen gelangt, wenn $\Delta p > 0$ ist (wir sehen von Diffusionseffekten ab, durch die die Verunreinigungen in der Hallenluft auch bei

$\Delta p \leq 0$ bis zu einem gewissen Grad nach außen gelangen können), muß also $c = 0$ sein für $\Delta p \leq 0$. Weiter muß c für positive Druckdifferenzen eine monoton steigende Funktion von Δp sein. Allgemein wollen wir annehmen, daß

$$c = \begin{cases} a(\Delta p)^b & \text{für } \Delta p \geq 0 \\ 0 & \text{für } \Delta p \leq 0 \end{cases} \quad (4.1-1)$$

gilt, wobei a und b experimentell zu bestimmende positive Konstanten sind.

Der Fall eines bestimmten Außendruckes liegt streng genommen nur bei Windstille vor. Durch die dynamischen Druckverteilungen, die sich bei der Umströmung des Gebäudes durch den Wind einstellen, ist der Außendruck, d.h. die Summe der statischen und der dynamischen Komponente, eine Funktion des Ortes auf der Oberfläche der Druckschale. Nimmt man eine gleichförmige Verteilung der Undichtigkeiten auf der Oberfläche der Druckschale an, so muß man in Gl. (4.1-1) noch eine geeignete Mittelung über die Oberfläche der Druckschale vornehmen. Einzelheiten einer derartigen Rechnung sind aus einer Arbeit von LUCKOW und PATTERSON [9] zu entnehmen. Für genügend große statische Druckdifferenzen kann man den Einfluß des Windes vernachlässigen.

In der Praxis ist besonders der Fall von Bedeutung, daß der Druck in der Schutzhülle niedriger gehalten wird als der Außendruck. Dadurch können die Verunreinigungen nicht durch die Undichtigkeiten nach außen abströmen. Da jedoch in diesem Fall Luft von außen nachströmt, muß im stationären Fall ein der Leckrate $c = a(p_a - p_i)^b$ entsprechender Bruchteil der Hallenluft durch die Entlüftungsanlage nach außen abgegeben werden. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß die Abluft gefiltert werden kann und daß die Vorteile eines Schornsteins ausgenützt werden.

Im folgenden werden wir der Einfachheit halber immer annehmen, daß eine konstante Druckdifferenz und damit eine konstante Leckrate c aufrechterhalten bleibt. Auf den Fall statistisch schwankender Leckraten werden wir im Kapitel 7 noch einmal eingehen.

4.2. Die Definition des Ausflußfaktors und seine Berechnung

4.2.1. Die Definition des Ausflußfaktors. Wir betrachten ein Radionuklid i , von dem zur Zeit $t = 0$ die Aktivität A_{i0} Curie in der Hallenluft enthalten ist. Infolge Ausfluß und Zerfall nimmt die Aktivität A_i zeitlich ab gemäß

$$A_i(t) = A_{i0} \exp(-\lambda_{\text{eff}} t) \quad (4.2.1-1)$$

mit

$$\lambda_{\text{eff}} = c + \lambda_i \quad (4.2.1-2)$$

(λ_i = physikalische Zerfallskonstante des betrachteten Radionuklids).

Die Gesamtmenge von Aktivität, die in der Zeit von $t = 0$ bis $t = T$ aus dem Gebäude ausgeflossen ist, dividiert durch A_{i0} , wollen wir als Ausflußfaktor $a_i(T)$ bezeichnen. Es ist also

$$a_i(T) = \left. \begin{aligned} & \int_0^T c A_i(t) dt / A_{i0} \\ & = c \int_0^T \exp(-\lambda_{\text{eff}} t) dt \\ & = c(1 - e^{-\lambda_{\text{eff}} T}) / \lambda_{\text{eff}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.2.1-3)$$

Meist hat man es mit einem der beiden Grenzfälle $c \gg \lambda_i$ oder $c \ll \lambda_i$ zu tun. Dann gilt

$$a_i(T) = c \frac{1 - e^{-\lambda_i T}}{\lambda_i} \quad \text{für } c \ll \lambda_i, \quad (4.2.1-4)$$

$$a_i(T) = 1 - e^{-cT} \quad \text{für } c \gg \lambda_i. \quad (4.2.1-5)$$

In der Tabelle 4.2.1/1 sind für den Fall $T = 100\text{d}$ die Ausflußfaktoren für verschiedene Werte von c und $T_i = 0,693/\lambda_i$ angegeben:

Tabelle 4.2.1/1. Ausflußfaktoren $a_i(T)$ [dimensionslos]

$c \text{ (h}^{-1}\text{)}$	T_i						
	1 h	10 h	1 d	10 d	100 d	1 a	10 a
10^{-1}	0,13	0,59	0,77	0,97	1,0	1,0	1,0
10^{-2}	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,13	0,26	0,77	0,97	0,99	1,0
10^{-3}	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	0,26	0,75	0,86	0,90
10^{-4}	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	0,16	0,20	0,21
10^{-5}	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,022	0,024

Für kleine T ($T \ll 1/\lambda_{\text{eff}}$) ist der Ausflußfaktor gleich cT , für große T ($T \gg 1/\lambda_{\text{eff}}$) ist er gleich c/λ_{eff} , d.h. gleich 1, wenn $c \gg \lambda_i$ und gleich $cT_i/0,693$ für $c \ll \lambda_i$. Bei den in Kapitel 3 aufgeführten langlebigen festen Spaltprodukten ist für alle praktisch erreichbaren Werte von c die Bedingung $c \gg \lambda_i$ realisiert, bei den Edelgasen und Halogenen dagegen die Bedingung $c \ll \lambda_i$ für Leckraten c , die den Wert $10^{-3} \text{ (h}^{-1}\text{)} = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ (d}^{-1}\text{)}$ nicht überschreiten.

4.2.2. Ausflußfaktoren für einzelne Isotope als Funktion der Zeit. In der Tabelle 4.2.2/1 sind die Ausflußfaktoren $a_i(T)$ für die wichtigsten Edelgase und Halogene der Spaltprodukte angegeben.

Tabelle 4.2.2/1. Ausflußfaktoren a_i als Funktion der Zeit T (in Tagen) nach Unfall

Nuklid	$c \text{ (h}^{-1}\text{)}$			$c \text{ (h}^{-1}\text{)}$		
	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
	$T = 0,1 \text{ d}$			$T = 1 \text{ d}$		
Kr ⁸⁷	0,11	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	0,15	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
Kr ⁸⁸	0,17	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	0,28	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$
Xe ¹³³	0,24	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,85	0,20	$2,2 \cdot 10^{-2}$
Xe ¹³⁵	0,19	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	0,52	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
J ¹³¹	0,24	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,85	0,20	$2,2 \cdot 10^{-2}$
J ¹³²	0,24	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,83	0,19	$2,1 \cdot 10^{-2}$
J ¹³³	0,20	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	0,70	0,14	$1,6 \cdot 10^{-2}$
J ¹³⁵	0,19	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	0,46	$8,0 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$
	$T = 10 \text{ d}$			$T = 100 \text{ d}$		
Kr ⁸⁷	0,16	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	0,16	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
Kr ⁸⁸	0,29	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	0,29	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
Xe ¹³³	0,95	0,60	0,11	0,95	0,63	0,17
Xe ¹³⁵	0,55	0,12	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,55	0,12	$1,3 \cdot 10^{-2}$
J ¹³¹	0,95	0,66	0,15	0,95	0,73	0,23
J ¹³²	0,90	0,50	$9,0 \cdot 10^{-2}$	0,90	0,52	0,10
J ¹³³	0,75	0,23	$3,3 \cdot 10^{-2}$	0,75	0,26	$3,5 \cdot 10^{-2}$
J ¹³⁵	0,48	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$	0,49	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$

Bei höheren Dichtigkeiten, d. h. kleineren Leckraten als $10^{-3} \text{ (h}^{-1}\text{)}$ können wir, wie schon oben bemerkt, für Edelgase und Halogene $a_i(T) = c e_i(T)$ schreiben mit $e_i(T) = (1 - e^{-\lambda_i T})/\lambda_i$. In Tabelle 4.2.2/2 ist die Funktion $e_i(T)$ für die gleichen Spaltprodukte (Halogene und Edelgase) und verschiedene Werte von T angegeben.

Tabelle 4.2.2/2. $e_i(T)$ (in Stunden) als Funktion von T

Nuklid	T								
	1h	2,4h	6h	12h	1d	2d	4d	6d	1w
Kr ⁸⁷	0,77	1,4	1,6	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
Kr ⁸⁸	0,93	1,8	3,1	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0
Xe ¹³³	0,92	2,2	5,7	12	22	42	73	100	110
Xe ¹³⁵	0,92	2,4	5,0	7,9	11	13	13	13	13
J ¹³¹	1,0	2,2	5,8	11	22	42	81	110	130
J ¹³²	0,98	2,3	5,6	11	21	38	61	78	83
J ¹³³	0,97	2,2	5,4	10	17	24	30	30	30
J ¹³⁵	0,90	2,0	4,2	6,6	9,7	9,7	9,7	9,7	9,7

Nuklid	T		
	10d	1 Monat	100d
Xe ¹³³	130	180	180
J ¹³¹	160	280	280
J ¹³²	97	110	110

Die Werte der Tabellen 4.2.2/1 und 4.2.2/2 wurden auf graphischem Wege ermittelt und sind nur auf $\pm 10\%$ genau.

Diese Genauigkeit reicht aber für Unfallbetrachtungen im allgemeinen aus.

4.2.3. Aktivitätsausfluß bei Spaltproduktgemischen. Der Ausfluß an aktiven Edelgasen aus dem Gebäude in der Zeit von $t=0$ bis $t=T$ ist gegeben durch

$$A_e^E(T) = \sum_i a_i(T) A_{i0} \quad (4.2.3-1)$$

(i erstreckt über alle Edelgase).

Ein entsprechender Ausdruck ergibt sich für den Ausfluß des Gemischs von Jod-Isotopen. Die numerischen Ergebnisse für $c = 10^{-1}, 10^{-2}$ und $10^{-3} \text{ (h}^{-1}\text{)}$

Tabelle 4.2.3/1

$c \text{ (h}^{-1}\text{)}$	T			
	0,1d	1d	10d	100d
a) Aktivitätsausfluß für Edelgase $A_e^E(T)$ [Curies]; (für Sättigungsaktivität bei 1 MW)				
10^{-1}	$3,1 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^4$
10^{-2}	$3,2 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^4$
10^{-3}	$3,2 \cdot 10^2$	$2,0 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^3$	$9,9 \cdot 10^3$
b) Aktivitätsausfluß für Halogene $A_e^H(T)$ [Curies]				
10^{-1}	$3,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$
10^{-2}	$3,3 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^4$	$5,1 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$
10^{-3}	$3,3 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^3$	$9,2 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^4$

Tabelle 4.2.3/2. Reduzierter Aktivitätsausfluß (in Einheiten von 10^5 Curie-Stunden)

	T								
	0,1d	0,25d	0,5d	1d	2d	4d	6d	10d	100d
$A_{\text{red}}^E(T)$	3,3	7,2	13	20	33	51	66	84	110
$A_{\text{red}}^H(T)$	3,3	7,7	15	27	42	63	76	96	130

sind in Tabelle 4.2.3/1 zusammengefaßt. Für $c < 10^{-3}$ braucht man nur den reduzierten Ausfluß

$$A_{\text{red}}^E(T) = A_e^E(T)/c = \sum_{\text{alle Edelgase}} e_i(T) A_{i0} \quad (4.2.3-2)$$

zu berechnen, der in Tabelle 4.2.3/2 angegeben ist. Für A_{i0} wurden in beiden Tabellen die Sättigungswerte für 1 MW Reaktorleistung (Tabelle 3.1.2/2)

zugrunde gelegt. Die Filterfaktoren sind sämtlich gleich 1 gesetzt.

4.2.4. Gefährdungsausfluß bei Spaltproduktgemischen. Der Gefährdungsausfluß aus dem Gebäude in der Zeit von $t = 0$ bis $t = T$ ist für die Edelgase gegeben durch

$$G_e^E(T) = \sum_i a_i(T) g_i A_{i0} \quad (4.2.4-1)$$

(i über alle Edelgase).

Ebenso wie im vorigen Abschnitt braucht man für $c < 10^{-3}$ (h^{-1}) nur den reduzierten Gefährdungsausfluß

$$G_{red}(T) = G_e(T)/c = \sum e_i(T) g_i A_{i0} \quad (4.2.4-2)$$

gesondert zu ermitteln. Wenn man wieder für A_{i0} die Sättigungswerte für 1 MW Reaktorleistung einsetzt und wieder die Filterfaktoren gleich 1 annimmt, so erhält man entsprechend den Tabellen 4.2.3/1 und

Tabelle 4.2.4/1

$c(h^{-1})$	T			
	0,1d	1d	10d	100d
a) Gefährdungsausfluß der Edelgase $G_e^E(T)$ [rem · m ³ /sec]; (für Sättigungsaktivität bei 1 MW) [$T =$ Zeit nach Unfall]				
10^{-1}	$7,1 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
10^{-2}	$7,1 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$
10^{-3}	$7,1 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^2$	$5,2 \cdot 10^2$	$7,0 \cdot 10^2$
b) Gefährdungsausfluß der Halogene $G_e^H(T)$ [rem · m ³ /sec]				
10^{-1}	$2,1 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^6$
10^{-2}	$2,1 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^6$	$4,4 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^6$
10^{-3}	$2,1 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^5$	$9,3 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^6$

4.2.3/2 die Tabellen 4.2.4/1 und 4.2.4/2. Entsprechend berechnet man den Gefährdungsausfluß für die Halogene.

Tabelle 4.2.4/2. Reduzierter Gefährdungsausfluß

(in Einheiten von 10^5 rem-Stunden/sec · m³) bei $c < 10^{-3}$ [h^{-1}]

	T								
	0,1d	0,25d	0,5d	1d	2d	4d	6d	10d	100d
$G_{red}^E(T)$	0,80	1,44	1,98	2,6	3,4	4,2	5,0	5,8	7,4
$G_{red}^H(T)$	200	520	1000	1840	3200	5400	7000	9600	16000

Da für die langlebigen festen Spaltprodukte praktisch immer $\lambda_i \ll c$ ist, gilt für diese einfach

$$G_e^F(T) = (1 - e^{-cT}) G_0^F. \quad (4.2.4-3)$$

Dabei ist $G_0^F = \sum_i g_i A_{i0}$ (über alle langlebigen festen

Spaltprodukte zu summieren) gleich der Anfangsgefährdung der festen Spaltprodukte (vgl. 3.1.3). Bisher wurde angenommen, daß sich alle Aktivitäten in der Gasphase befinden. Will man den verschiedenen starken Übergang in die Gasphase berücksichtigen sowie zusätzliche Filter im Abluftkreislauf, so muß man die angegebenen Gefährdungsausflüsse noch mit den entsprechenden Filterfaktoren und Freisetzungsfaktoren v multiplizieren. Man erhält dann den effektiven Gefährdungsausfluß

$$G_e(T) = v^E G_e^E(T) + v^F f^F G_e^F(T) + v^H f^H G_e^H(T), \quad (4.2.4-4)$$

wobei $f = f_{inh} f_t$ der effektive Filterfaktor ist (vgl. Abschn. 5.1).

4.3. Die Bedeutung von Schleusen

Die Dichtigkeit des Gebäudes ist nur dann gewährleistet, wenn sie nicht durch einfache Eingriffe, wie z. B. das Öffnen einer Tür aufgehoben werden kann. Infolgedessen werden häufig die Zugänge zur Reaktorhalle als Schleusen ausgebildet.

Im folgenden soll eine vereinfachte theoretische Beschreibung der Wirksamkeit einer Schleuse versucht werden. Es sein V_I das Volumen der Reaktor-druckschale, V_L das Schleusenvolumen, V_R das Volumen des Vorraums, der auf der äußeren Seite an die Schleuse anschließt, und schließlich V_T das von einer Schleusentür beim Öffnen ausgelegte Volumen. Entsprechend werden mit p_I, p_L und p_R die Drücke in den verschiedenen Räumen und mit m_I, m_L und m_R die zu diesen Drücken gehörenden Luftmengen (Massen der Luft) in den verschiedenen Räumen bezeichnet. Alle Räume sollen die gleiche Temperatur besitzen, und alle Ausgleichsvorgänge sollen so langsam vor sich gehen, daß man sie als isotherm betrachten kann. Dann gilt die Gasgleichung in der Form

$$p_i V_i / m_i = \text{const.} \quad (4.3-1)$$

Dabei gilt der Index i für irgendeinen der Indizes I, R oder L ; die Konstante ist für alle Räume dieselbe.

Es soll nun untersucht werden, wie Aktivität A_I aus dem Reaktorgebäude bei mehrmaliger Schleusenbenutzung in die anliegenden Räume gelangt. Bei jedem Türöffnen sind zwei Etappen zu unterscheiden: 1. Druckausgleich, 2. Luftaustausch zwischen den Räumen durch Türöffnen bei Gleichdruck.

1. Die Übertragung von Aktivität durch den Druckausgleich: Im Raum i herrsche gegenüber dem Raum k ein Überdruck: $p_i > p_k$. Dann ist die durch den Druckausgleich von i nach k transferierte Aktivität

$$A_k^{(1)} = A_i \Delta m_i / m_i \quad (4.3-2)$$

mit $\Delta m_i = \dot{m}_i - \bar{m}_i$, wobei \bar{m}_i die Luftmenge im Raum i nach dem Druckausgleich ist. Führt man noch die Aktivitätskonzentration pro Volumen $C_i = A_i / V_i$ ein, so folgt aus Gl. (4.3-1) und Gl. (4.3-2)

$$A_k^{(1)} = C_i \frac{V_i V_k}{V_i + V_k} \cdot (\Delta p / p_i), \quad (4.3-3)$$

wobei $\Delta p = p_i - p_k$ die ursprüngliche Druckdifferenz ist.

2. Die Übertragung von Aktivität durch Türöffnen (bei Gleichdruck): In diesem Fall ist die von i nach k übertragene Aktivität ungefähr gleich

$$A_k^{(2)} = V_T C_i. \quad (4.3-4)$$

Folglich ist die gesamte, durch ein einmaliges Türöffnen von i nach k übertragene Aktivität

$$A_k = A_k^{(1)} + A_k^{(2)} = \left(\frac{\Delta p V_i V_k}{p_i (V_i + V_k)} + V_T \right) C_i. \quad (4.3-5)$$

Wenden wir diese Beziehung speziell auf den Fall an, daß der Raum i die Reaktor-druckschale und der Raum k die Schleuse ist, so erhalten wir wegen der Beziehung $V_L \ll V_I$ einfach

$$C_L = a C_I \quad (4.3-6)$$

mit

$$a = \left(\frac{\Delta p}{p_i} + \frac{V_T}{V_L} \right). \quad (4.3-7)$$

Ist der Raum i die Schleuse und der Raum k der Vorraum, so gilt meist auch $V_L \ll V_R$ (ungünstigster Fall) und folglich

$$A_R = V_L a C_L. \quad (4.3-8)$$

Bei einem einfachen Durchschleusen wird also die Aktivität $A_R = V_L a^2 C_I$ an den Vorraum abgegeben.

Wir wollen nun den Prozeß eines mehrmaligen Durchschleusens bei einer belüfteten Schleuse betrachten. Dabei legen wir folgende Annahmen zugrunde: p bleibt bei allen Schleusenvorgängen konstant; d. h. $V_I \gg n V_L$, wobei n die Zahl der betrachteten Schleusenvorgänge ist. Zwischen Schleuse und Vorraum gilt dann vor dem jeweiligen Druckausgleich derselbe Wert für Δp . Die Zeit zwischen zwei Schleusenvorgängen betrage T ; während dieser Zeit werde die Schleuse durch ein Ventilationssystem belüftet (Umwälzrate w). Der Schleusenvorgang selbst erfolge so schnell, daß man dabei den Effekt der Belüftung vernachlässigen kann, d. h. es sei $wt \ll 1$, wenn t die Zeitdauer eines Schleusens ist.

Die Zeit kurz vor dem Öffnen der Tür Schleuse-Druckschale beim n -ten Prozeß sei $(nT)_-$; $(nT)_0$ sei die Zeit nach diesem Öffnen und $(nT)_+$ die Zeit nach dem Öffnen der Tür Schleuse-Vorraum. Es ist also $t = (nT)_+ - (nT)_-$. Hat die Aktivitätskonzentration in der Schleuse zum Zeitpunkt $(nT)_0$ die Größe $C_L^0(nT)$, so wird an den Vorraum die Aktivität $A_R(n) = V_L a C_L^0(nT)$ abgegeben. Die Bilanz beim n -ten Schleusenvorgang lautet (den Index L bei C_L lassen wir der Kürze halber weg):

$$\left. \begin{aligned} C^-(nT) &= C^+((n-1)T) e^{-wT} \\ C^0(nT) &= C^-(nT) + a C_I \\ C^+(nT) &= C^0(nT) \cdot (1-a). \end{aligned} \right\} \quad (4.3-9)$$

Die interessanteste dieser Größen ist C^0 . Dafür ergibt sich aus den angegebenen drei Gleichungen folgende Differenzgleichung [wir schreiben einfach C_n statt $C^0(nT)$]:

$$C_n = C_{n-1}(1-a)e^{-wT} + a C_I \quad (4.3-10)$$

mit der Anfangsbedingung

$$C_0 = 0. \quad (4.3-11)$$

Die Differenzgleichung ist vom allgemeinen Typ

$$C_n = C_{n-1} b + d$$

und führt damit auf die Lösung

$$C_n = d \frac{1-b^n}{1-b}.$$

Wir erhalten also

$$C_n = a \frac{(1-a)^n e^{-nwT} - 1}{(1-a)e^{-wT} - 1} C_I. \quad (4.3-12)$$

Für $n=1$ ergibt sich daraus die bereits oben abgeleitete Beziehung $C_1 = a C_I$, während für große n asymptotisch die „Sättigungskonzentration“

$$C_\infty = C_I a \frac{1}{1 - (1-a)e^{-wT}} \quad (4.3-13)$$

erreicht wird. Man sieht daraus, daß bei fehlender Schleusenbelüftung ($w=0$) die Konzentration in der Schleuse asymptotisch gleich der in der Druckschale wird. Das ist auch unmittelbar anschaulich verständlich.

Die beim n -ten Schleusenvorgang in den Vorraum transferierte Aktivität wird

$$A_R(n) = V_L a C_n = V_L a^2 \frac{1 - (1-a)^n e^{-nwT}}{1 - (1-a)e^{-wT}} C_I. \quad (4.3-14)$$

Bis zum n -ten Schleusenvorgang (einschließlich) wurde insgesamt die Aktivität:

$$\left. \begin{aligned} S_n &= \sum_{i=1}^n A_R(i) \\ &= C_I V_L a^2 \frac{(1-a)e^{-wT} \frac{(1-a)^n e^{-nwT} - 1}{(1-a)e^{-wT} - 1} - n}{(1-a)e^{-wT} - 1} \end{aligned} \right\} \quad (4.3-15)$$

von der Druckschale in den Vorraum übertragen. Bei einer einfachen Tür ins Freie ($V_R \gg V_I$) — was dem ungünstigsten Fall entspricht — gilt dagegen

$$A_R = \left(V_I \frac{\Delta p}{p_I} + n V_T \right) C_I. \quad (4.3-16)$$

Als Beispiel betrachten wir einen einfachen Schleusenvorgang ($n=1$) ohne Belüftung ($w=0$). Es sei $\Delta p/p_I = 0,1$, $V_T = 0,75 \text{ m}^3$, $V_L = 7,5 \text{ m}^3$, $V_I = 3000 \text{ m}^3$. Dann wird $A_R^{\text{Schleuse}}/A_R^{\text{Tür}} = \frac{q^2}{\frac{\Delta p}{p_I} + \frac{V_T}{V_I}} \cdot \frac{V_L}{V_I} = 5 \cdot 10^{-3}$.

Durch die Schleuse wird also der Betrag der ausgetretenen Aktivität um mehr als zwei Größenordnungen gegenüber der Benützung einer Tür reduziert.

4.4. Die Verhältnisse beim Fehlen oder Leckwerden der Druckschale

Fehlt die Druckschale, so sind alle Ausflußfaktoren gleich 1 zu setzen. Dasselbe kann man bei einem größeren Leck, $c > 1 \text{ h}^{-1}$, annehmen und folglich auch in diesem Fall $a(T)$ gleich 1 setzen für $T > 1 \text{ h}$. In diesen Fällen ist also der Gefährdungsausfluß gleich der im Gebäude in der Gasphase vorhandenen Gefährdung, d. h. gleich

$$G_e = v^E G^E + v^F f_{\text{Inn}}^F G^F + v^H f_{\text{Inn}}^H G^H \quad (4.4-1)$$

(vgl. Abschn. 3.3.).

Ist die so ermittelte Gefährdung G genügend klein (infolge inhärenter Stabilität des Reaktors, durch die die Freisetzungsfaktoren v klein gehalten werden, oder weil der Reaktor bei niedriger Leistung arbeitet, also G^E , G^F und G^H klein sind), so daß die dadurch bewirkte Dosis (vgl. Abschn. 6.3.) die festgelegten Grenzen außerhalb der Station nicht überschreitet, so kann man auf ein dichtes Gebäude verzichten. Für die Station selbst kann auch in diesen Fällen ein druckdichtes Gebäude von Nutzen sein, da es die Durchführung von Notmaßnahmen nach dem Unfall erleichtert. Daher erscheint es oft zweckmäßig, auch kleine Reaktoren in dichten Gebäuden aufzustellen.

4.5. Fernzubedienende Funktionen

Um eine Kontrolle über die wichtigsten Hallenfunktionen auch nach dem Unfall ungehindert ausüben zu können, kann für diese eine Fernbedienung von einer genügend weit von der Halle entfernten Steuerzentrale nötig sein. Dazu gehört insbesondere eine Fernsteuerung des Ventilationssystems. Zum Beispiel müssen der Innendruck und die Luftumwälzrate

von der Steuerzentrale bestimmt und geändert werden können. Weiter sollten Reservefilter für die Abluft vorgesehen sein, die ebenfalls von der Steuerzentrale aus zugeschaltet werden können. Gegebenenfalls muß ein Sprühsystem für Wasser, das nach einem Unfall die freigesetzte Wärme abführen soll, von der Steuerzentrale aus kontrolliert werden. Die übrigen fernzu-bedieneenden Größen sind von Reaktortyp zu Reaktortyp verschieden. Die Entfernung und Abschirmung des Steuerstandes vom Reaktor, die für sicheren Aufenthalt nötig sind, errechnen sich aus den Angaben des nächsten Abschnitts.

4.6. Die mit Aktivität gefüllte Druckschale als Strahlenquelle

Ist $A(t)$ die in der Halle befindliche Aktivität zur Zeit t nach dem Unfall und $p(E)$ die Zahl der Gammas, die im Mittel pro Zerfall mit der Energie E emittiert werden, so stellt das Reaktorgebäude zur Zeit t eine Gammaquelle der Intensität $Q_i(E) = 3,7 \cdot 10^{10} A(t) p(E)$ dar. In genügend weiter Entfernung kann man das Gebäude als Punktquelle ansehen mit im allgemeinen anisotroper Verteilung der emittierten Strahlung infolge des ungleichmäßigen Aufbaues des Gebäudekomplexes und der dadurch bedingten unterschiedlichen Strahlungsabsorption in den verschiedenen Richtungen. Die Berücksichtigung solcher Anisotropie-Effekte unter Einschuß des „Sky-Scattering“ kann mittels einer von GELLER und EPPSTEIN [10] angegebenen Methode geschehen; das Verfahren ist aber ziemlich mühsam, und außerdem muß dafür die Auslegung des Reaktors und des Gebäudekomplexes sowie die Verteilung der beim Unfall freigesetzten Aktivitäten bekannt sein. Infolgedessen ist es für allgemeinere Überlegungen zweckmäßig, das Gebäude durch eine isotrop strahlende Punktquelle zu ersetzen. Die Gamma-Dosisleistung d in der Entfernung r vom Reaktor ist dann (Summation über die verschiedenen Gamma-Energien E_i) gegeben durch

$$d(r, t) = \sum_i Q_i(E_i) B(E_i, r) G(E_i, r). \quad (4.6-1)$$

Dabei ist $B(E_i, r)$ der Build-Up-Faktor in Luft und $G(E_i, r)$ der Ausbreitungskern der ungestreuten Gamma-Strahlung

$$G(E_i, r) = \frac{1}{4\pi r^2} \exp(-\mu_w(E_i) b - \mu_L(E_i) r). \quad (4.6-2)$$

[$\mu_w(E_i)$ ist der Absorptionskoeffizient der Wand des Reaktorgebäudes für Gamma-Strahlung der Energie E_i , $\mu_L(E_i)$ der Absorptionskoeffizient der Luft und b die Dicke der Wand.]

Für einen Unfall nach 180d Reaktorbetrieb bei 1 MW, bei dem alle Spaltprodukte in die Halle gelangen, und für eine Wandstärke von etwa 2 cm Stahl ergeben sich [11] aus Gl. (4.6-1) für $d(r, t)$ die Werte der Tabelle 4.6/1 und damit für die Dosis $D(r, T)$ bis zum Zeitpunkt T die Werte der Tabelle 4.6/2. Um auch für andere Wandstärken die direkte Strahlung abschätzen zu können, sind in Tabelle 4.6/3 äquivalente Luftdicken a angegeben, definiert durch

$$\mu_L(E_i) a = \mu_w(E_i) b. \quad (4.6-3)$$

Da in dem betrachteten Energiebereich von etwa 0,4 MeV bis etwa 2,5 MeV die Wirkungsquerschnitte

von Luft, Beton, Aluminium und Eisen alle den gleichen Verlauf als Funktion der Gamma-Energie zeigen, ist die so definierte äquivalente Luftdicke unabhängig von der Gamma-Energie und folglich

$$G(E_i, r) = \frac{1}{4\pi r^2} \exp\{-\mu_L(E_i)(r+a)\}. \quad (4.6-4)$$

In den meisten Fällen ist $a \ll r$ und dann kann man in Gl. (4.6-4) r^2 im Nenner durch $r'^2 = (r+a)^2$ ersetzen: In dieser Näherung ist der Effekt der absorbierenden Wand einfach gleichbedeutend einer Änderung des Abstandes von der (unabgeschirmten) Quelle.

Tabelle 4.6/1. Dosisleistung der direkten Strahlung (mr/h); Reaktorbetrieb vor Unfall 180 Tage bei 1 MW

r (m)	t			
	1h	1d	1 Woche	100d
300	6,7 · 10 ²	3,6 · 10 ²	2,3 · 10 ²	38
600	34	20	12	1,5
900	2,8	1,2	0,92	7,0 · 10 ⁻²
1200	0,30	0,12	9,2 · 10 ⁻²	4,8 · 10 ⁻³
1500	3,6 · 10 ⁻²	1,4 · 10 ⁻²	1,1 · 10 ⁻³	4,2 · 10 ⁻⁴
1800	5,0 · 10 ⁻³	2,0 · 10 ⁻³	1,5 · 10 ⁻⁴	4,6 · 10 ⁻⁵

Die bisherigen Überlegungen bezogen sich auf die Freisetzung aller Spaltprodukte, die bei 180d Betrieb bei 1 MW gebildet worden sind. Für eine Reaktor-

Tabelle 4.6/2. Integrierte Dosis der direkten Strahlung (r)

r(m)	T			
	1h	1d	1 Woche	100d
300	0,72	9,2	48	240
600	3,6 · 10 ⁻²	0,44	2,4	10
900	3,0 · 10 ⁻³	3,2 · 10 ⁻²	0,17	0,68
1200	3,2 · 10 ⁻⁴	3,2 · 10 ⁻³	1,7 · 10 ⁻²	6,8 · 10 ⁻²
1500	4,0 · 10 ⁻⁵	3,8 · 10 ⁻⁴	2,2 · 10 ⁻³	6,8 · 10 ⁻³
1800	5,4 · 10 ⁻⁶	5,0 · 10 ⁻⁵	3,0 · 10 ⁻⁴	9,2 · 10 ⁻⁴

leistung von P MW muß man die Werte der Tabellen 4.6/1 und 4.6/2 noch mit P multiplizieren. Wird nur ein Teil der Spaltprodukte freigesetzt, so muß man

Tabelle 4.6/3. Äquivalente Luftdicken (m Luft/cm Abschirmmaterial)

Abschirmmaterial	Dichte (g/cm ³)	a/b (m Luft/cm Wandstärke)
Eisen	7,9	58
Aluminium	2,7	21
Normalbeton	2,3	18
Schwerbeton	3,8	27

die aus Tabelle 4.6/1 und Tabelle 4.6/2 ermittelten Dosen und Dosisleistungen noch mit dem Verhältnis

$$\frac{\text{freigesetzte Aktivität}}{\text{im Core vorhandenen Aktivität}}$$

multiplizieren. Wahrscheinlich stimmt in einem solchen Fall aber infolge von verschiedenen Freisetzungsfaktoren die Zusammensetzung der freigesetzten Aktivitäten nicht mehr mit der der überhaupt vorhandenen Aktivitäten überein. Es wäre daher von Interesse, die Anteile der Edelgase, der Halogene und der festen Spaltprodukte an der Gesamtstrahlung einzeln zu kennen. Im Rahmen erster Abschätzung ist es aber wohl zulässig, die für das natürliche Gemisch geltenden Daten zugrunde zu legen.

4.7. Zusammenfassung des Kapitels 4

Die Leckrate c der Druckschale ist eine Variable, die die Konsequenzen eines vorgegebenen Reaktorunfalls für die Umgebung maßgebend beeinflusst. Aus dem Zusammenwirken von Ausfluß und Zerfall ergibt sich für jedes Nuklid ein Ausflußfaktor $a_i(T)$ (vgl. Abschn. 4.2.) und durch Multiplikation mit der Anfangsaktivität A_{i0} bzw. der Anfangsgefährdung G_{i0} ein effektiver Aktivitäts- bzw. Gefährdungsausfluß A_i^e bzw. G_i^e für das betreffende Nuklid. Durch Addition dieser gegebenenfalls noch mit Freisetzungsfaktoren gewichteten Ausflüsse errechnet sich der effektive Aktivitäts- bzw. Gefährdungsausfluß [vgl. Gl. (4.4-1)]. Zusätzlicher Aktivitätsaustritt durch Benutzung der Hallenzugänge bei Vorhandensein und Nichtvorhandensein von Schleusen läßt sich mit den Methoden des Abschnitts 4.3 berechnen. Von der mit Aktivität gefüllten Druckschale geht eine direkte Strahlung aus, deren Betrag in Abschnitt 4.6. abgeschätzt wird.

5. Abluftfilterung

Wie schon erwähnt, ist es in den meisten Fällen zweckmäßig, auch nach dem Unfall den Druck in der Reaktordruckschale unter dem Außendruck zu halten und dafür Hallenluft kontrolliert über das Abluftsystem nach außen abzugeben. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt insbesondere darin, daß es gestattet, zusätzliche Filter einzubauen, durch die die nach außen gelangende Menge an festen Spaltprodukten, und bei geeigneter Auslegung des Filtersystems auch die nach außen gelangende Halogenmenge reduziert wird.

Im folgenden wird auf die technische Auslegung der Abluftfilterung nicht eingegangen, sondern diskutiert, wie die Auswahl der Filter die Sicherheitsüberlegungen beeinflusst.

5.1. Definition des Filterfaktors

Zur quantitativen Charakterisierung der Filter führen wir den Begriff des Filterfaktors ein, und zwar zunächst für eine einzelne chemische Verbindung. Ist C_v die Konzentration dieser Verbindung vor dem Filter und C_n die Konzentration hinter dem Filter, so ist für die betrachtete Verbindung

$$C_n/C_v = f_i \quad (5.1-1)$$

der Filterfaktor. Statt des Filterfaktors gibt man meist den Filterwirkungsgrad oder Abscheidegrad

$$\eta = 1 - f_i \quad (5.1-2)$$

an, der ein relatives Maß für die im Filter zurückgehaltene Menge darstellt. Ein Filterfaktor von z. B. 10^{-3} entspricht also einem Abscheidegrad von 99,9%. Wollte man die angegebene Definition des Filterfaktors auf die Beurteilung eines Reaktorunfalls anwenden, so müßte man nicht nur die Filterfaktoren für die möglichen, beim Unfall gebildeten Verbindungen kennen, sondern auch wissen, welche chemischen Verbindungen die Spaltprodukte eingehen, und mit welchen Häufigkeiten diese Verbindungen auftreten. Es zeigt sich jedoch bei Verwendung von Absolutfiltern ($f_i < 5 \cdot 10^{-5}$), daß für die festen, im Aerosol befindlichen Spaltprodukte ein einheitlicher Filterfaktor f_i^e angegeben werden kann. Über die Auslegung

von Jodfiltern sind die Untersuchungen noch nicht abgeschlossen; es scheint jedoch, daß auch bei flüchtigen Halogenen eine Filterung möglich ist. Wir wollen also annehmen, daß sich auch für die Halogene ein Filterfaktor f_i^H angeben läßt.

Diese Filterfaktoren, die die Wirksamkeit technischer Filtersysteme beschreiben, muß man unterscheiden von den schon früher eingeführten inhärenten Filterfaktoren f_{inh} , die die Wahrscheinlichkeit des Übergangs in die Gasphase darstellen. Zur besseren Unterscheidung wollen wir bei den Filterfaktoren, die sich auf technische Einrichtungen beziehen, von technischen Filterfaktoren reden und sie durch den Index „t“ kennzeichnen. Der insgesamt zur Wirkung kommende „effektive Filterfaktor“ f ist dann das Produkt des inhärenten und des technischen Filterfaktors:

$$f = f_{inh} f_t \quad (5.1-3)$$

5.2. Optimale Werte für Filterfaktoren

Für die Auswahl der Filter gibt es verschiedene Gesichtspunkte. Zunächst könnte man z. B. die Filter so wählen, daß sie den Beitrag der festen Spaltprodukte und der Halogene zum effektiven Gefährdungsausfluß so weit reduzieren, daß er praktisch keine Rolle mehr spielt. Praktisch ist dies jedoch schon der Fall, wenn dieser Beitrag unter dem der Edelgase liegt, und das ist bei effektiven Filterfaktoren $f^H < 10^{-3}$ und $f^F < 10^{-5}$ der Fall. Bemüht man sich, die Dosiswerte, die in der Umgebung des Reaktors nach einem Unfall erreicht werden, soweit wie möglich zu reduzieren, so sollte man diese Werte anstreben.

Ist es jedoch nur durch großen technischen Aufwand möglich, die genannten Werte für die Filterfaktoren zu erreichen, so kann man bei vorgegebener Leckrate c und vorgegebenen Freisetzungsfaktoren v die Filterfaktoren derart berechnen, daß beim maximal anzunehmenden Unfall im Maximum der Aktivitätskonzentration gerade der für den maximalen Unfall zulässige Grenzwert der Inhalationsdosis erreicht wird. Meist liegen die so bestimmten Filterfaktoren um ein bis zwei Größenordnungen über den oben angegebenen Werten. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Hallendichtigkeit genügend groß ist, so daß der Beitrag der Edelgase zur Inhalationsdosis nicht schon den zulässigen Grenzwert überschreitet.

5.3. Zusammenfassende Rückschau auf die Kapitel 1 bis 5

Durch Filterfaktoren f , Freisetzungsfaktoren v und Brutto-Gefährdungsausflüsse G der einzelnen Komponenten ist der effektive Gefährdungsausfluß $G_e(T)$ bis zur Zeit T nach dem Unfall durch Gl. (4.2.4-4) bestimmt. Die Gefährdungsausflüsse der einzelnen Komponenten sind gegeben durch die Anfangsaktivitäten A_{i0} , die Dosiskonstanten g_i und die Ausflußfaktoren $a_i(T)$ gemäß Gl. (4.2.4-1). In die Ausflußfaktoren geht die Leckrate der Druckschale c und der Zerfall der Spaltprodukte ein.

Für fast alle weiteren Überlegungen brauchen wir nur noch die Größe G_e . Sie charakterisiert im wesentlichen die Ausmaße des Unfalls in der Umgebung des Reaktors.

(Schluß folgt)

Nukleare Grundlagen für Standort- und Gebäudewahl von Kernreaktoren

Von **G. BLÄSSER** und **K. WIRTZ**

(Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe)

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. März 1961)

(Schluß)

6. Die Ausbreitung der radioaktiven Wolke und ihre Effekte

6.1. Meteorologische Grundbegriffe

6.1.1. *Qualitative Diskussion der wichtigsten mikrometeorologischen Zusammenhänge.* Die Ausbreitung von Verunreinigungen in der Luft wird durch zwei Prozesse bestimmt, nämlich durch Transport und Diffusion. Durch Transport werden die Verunreinigungen zu anderen Orten befördert, durch Diffusion werden sie in der umgebenden Luft verdünnt. Die wesentlichste Variable, die den Transport bestimmt, ist der Vektor der gerade herrschenden mittleren Windgeschwindigkeit, während die Diffusion in der Atmosphäre hauptsächlich von dem im betrachteten Zeitpunkt vorliegenden Grad atmosphärischer Turbulenz abhängt. Durch die Windverhältnisse und den Grad der Turbulenz sind die Parameter, die die Ausbreitung von Verunreinigungen beschreiben, im wesentlichen gegeben. Um aber diese Größen mit anderen meteorologischen Daten und Parametern in die richtige Beziehung setzen zu können, ist eine gewisse Kenntnis meteorologischer Zusammenhänge notwendig. Wir beschränken uns dabei auf Erscheinungen im untersten Bereich der Atmosphäre (bis zu Höhen von einigen hundert Metern über dem Erdboden) und in einem beschränkten Gebiet um den betrachteten Reaktor, d. h. wir setzen uns mit dem Teilgebiet der Meteorologie auseinander, das allgemein als Mikrometeorologie bezeichnet wird.

Die wichtigsten Größen zur Kennzeichnung einer bestimmten Wetterlage sind Wind (Richtung und Geschwindigkeit), Windprofil (d. h. Änderung des Windes mit der Höhe), Turbulenz, Temperatur und Temperaturprofil, Strahlungsverhältnisse, Luftfeuchtigkeit und Bedeckung durch Wolken. Von Interesse sind sowohl der Zusammenhang zwischen diesen Größen, wie auch die täglichen und die jahreszeitlich bedingten Änderungen der Werte dieser Variablen.

Wie schon oben erwähnt, bestimmen hauptsächlich die Windverhältnisse den Transport von Verunrei-

nungen. Um die Bahn der Verunreinigungen als Funktion der Zeit festzulegen, ist es im allgemeinen nicht hinreichend, lediglich die Windverhältnisse in der unmittelbaren Umgebung der Quelle zu kennen; man muß auch noch über eine Kenntnis der Ausbreitungsbedingungen in weiter entfernten Punkten verfügen. Befindet sich der Reaktor in einer weit ausgedehnten Ebene, so kann man gleiche Windverhältnisse für alle Punkte auch der weiteren Umgebung annehmen und die auf dem Gelände der Station durchgeführten Messungen als repräsentativ für die Umgebung ansehen. Ist die Umgebung aber nicht eben, so muß man nach Möglichkeit durch ein Netz von Beobachtungspunkten solche Anisotropieeffekte ermitteln. Zu beachten ist außerdem, daß nicht nur sichtbare Hindernisse, wie z. B. Hügel, den Transport in eine andere Richtung lenken können, sondern auch Luftmassen anderer Temperatur (die besonders den vertikalen Transport beeinflussen). Im allgemeinen werden die über eine längere Beobachtungszeit gemittelten Messungen der Windverhältnisse in Windrosen angegeben, aus denen man die Häufigkeiten der verschiedenen Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten ersehen kann. Als Windrichtung wird dabei immer die Richtung angegeben, aus der der Wind kommt. Die Angaben der Windrose geben die Überlagerung von Winden globaler Größenordnung, von solchen, die von vorüberziehenden Hochdruck- und Tiefdruckgebieten herrühren und schließlich von Winden lokalen Ursprungs, die durch differentielle Unterschiede in der Aufheizung der Luft bei Sonneneinstrahlung bedingt sind, wie z. B. die bekannte See-Brise. Es ist wünschenswert, für die Umgebung der Station solche Windrosen zumindest für die verschiedenen Jahreszeiten gesondert zu kennen. Die detaillierteste Studie dieser Art ist die von HOLLAND [12] über die Windverhältnisse in der Umgebung des Oak Ridge National Laboratory.

Das Windprofil ist im allgemeinen charakterisiert durch eine Zunahme der Geschwindigkeit des Windes mit der Höhe, bedingt durch Reibung der untersten

Luftschichten am Erdboden. Die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe ist nachts stärker ausgeprägt als am Tage, weil tagsüber eine wesentlich stärkere (thermisch bedingte) Turbulenz den höheren Schichten Energie entzieht und den grundnahen Schichten zuführt, während nachts diese Turbulenz weitgehend abklingt. Daher sind tagsüber die Oberflächenwinde stärker als in der Nacht, während die Verhältnisse in den oberen Luftschichten gerade den umgekehrten Verlauf zeigen.

Die Turbulenz in den Luftschichten bis zu einigen hundert Meter Höhe ist zum Teil durch mechanische Effekte (Objekte, die von der Erdoberfläche in den Luftstrom hineinragen, wie Bäume, Gebäude und dergleichen) und zum Teil durch thermisch bedingte Konvektion verursacht. Die Größenordnung der einzelnen Wirbel kann dabei von molekularen Dimensionen bis zu etlichen Kilometern (Wirbelstürme!) reichen, jedoch ist für den Prozeß der Diffusion nur der Anteil der Turbulenz von Bedeutung, der aus den Wirbeln kleinerer und höchstens gleicher Größenordnung wie die der betrachteten Wolke von Verunreinigungen besteht. Bei der Behandlung der vertikalen Diffusion in den bodennahen Luftschichten muß man den dämpfenden Effekt des Erdbodens berücksichtigen; jedoch kann man oberhalb von etwa 25 bis 30 m annehmen, daß die Diffusion in horizontaler und vertikaler Richtung gleich verläuft.

Während die Temperatur selbst auf den Ablauf mikrometeorologischer Prozesse im allgemeinen nur einen Einfluß zweiter Ordnung ausübt, ist das Temperaturprofil eine wichtige Größe. Als Bezugssystem dient das Temperaturprofil, bei dem ein beliebiges Volumen trockener Luft nach einer Verschiebung und damit verbundener adiabatischer Volumenänderung mit seiner neuen Umgebung wieder im Temperaturgleichgewicht ist. Das zu diesem Zustand der Atmosphäre („Neutrale Atmosphäre“) gehörende Temperaturgefälle („lapse rate“) bezeichnet man als adiabatisches Temperaturgefälle; es beträgt $-1^\circ/100$ m Höhe. Nimmt die Temperatur stärker mit der Höhe ab, so bezeichnet man das Temperaturgefälle als superadiabatisch. In diesem Fall werden alle vertikalen Bewegungen verstärkt („Unstabile Atmosphäre“). Ist das Temperaturgefälle schwächer als adiabatisch, so werden alle vertikalen Bewegungen gehemmt; Auftriebskräfte bringen ein aus seiner ursprünglichen Lage verschobenes Luftvolumen wieder in die ursprüngliche Höhe zurück („Stabile Atmosphäre“). Ist das Temperaturgefälle sogar positiv, so spricht man von einer Inversion. Die Inversion bewirkt also einen besonders stabilen Zustand der Atmosphäre; Turbulenz wird stark gedämpft. In vielen Fällen besteht die Atmosphäre nicht aus einer einzigen Schicht mit festem Temperaturgradienten, sondern es können Inversionsschichten und solche mit negativem Temperaturgradienten (sogar mit superadiabatischem Gefälle) aufeinanderfolgen. Gerade dieser Schichtenaufbau ist die Ursache für viele typische Erscheinungen der atmosphärischen Diffusion, wie z. B. „fumigation“ (superadiabatischer Verlauf in den bodennahen Schichten, gefolgt von einer Inversionsschicht, verursacht turbulente Mischungsvorgänge in den bodennahen Schichten und verhindert die Ausbreitung von Verunreinigungen nach oben in die Inversionsschicht hinein). Die Änderung des Temperaturprofils während

eines Tages kann bereits alle wesentlichen Profiltypen durchlaufen. Am stärksten ausgeprägt ist diese Änderung an Tagen mit leichtem Wind und wenig Bewölkung wegen des dann besonders starken Kontrastes der Einstrahlung am Tage zur Ausstrahlung in der Nacht. In der Mittagszeit herrscht superadiabatisches Temperaturgefälle vor; der Gradient ist nahezu konstant und wird durch freie Konvektion, die von den stark erwärmten Gebieten des Erdbodens ausgeht, aufrecht erhalten. Die mechanisch bedingte Turbulenz bei starkem Wind hat demgegenüber nur wenig Einfluß auf das Temperaturprofil. Nach Sonnenuntergang kühlt sich der Erdboden und damit auch die Luft in Bodennähe durch Ausstrahlung schneller ab als die Luft in den höheren Schichten; es bildet sich in Bodennähe eine flache Inversion aus, auf die in größeren Höhen superadiabatische Schichten folgen. Abgase von Schornsteinen, die über die Inversionsschicht hinausreichen, werden in der superadiabatischen Zone gut verdünnt und durch die Inversionszone gehindert, den Boden zu erreichen; man spricht von „lofting“. In der Nacht wird die Inversionszone sich immer weiter nach oben ausbreiten und ihre größte Stärke gegen Morgen erreichen. Bei Sonnenaufgang bildet sich dann in Bodennähe eine konvektive, superadiabatische Zone; die Inversionsschicht wird also von unten her abgebaut. Dabei können sich Bedingungen für „fumigation“ ergeben. Schließlich bildet sich wieder das für die Mittagsstunden charakteristische superadiabatische Profil in der gesamten unteren Atmosphäre aus. Stärkere Bewölkung und stärkere Winde schwächen im allgemeinen diesen charakteristischen Temperaturverlauf weitgehend ab, d. h. in solchen Fällen weicht der Temperaturverlauf in der Atmosphäre geringer vom adiabatischen Verlauf ab.

Die Häufigkeit bestimmter Wetterlagen hängt auch merklich von der Jahreszeit ab. Da im Winter die Zeitdauer zwischen Sonnenaufgang und Sonnenuntergang kürzer und die Einstrahlung im Vergleich zur Ausstrahlung geringer ist, ist auch die Häufigkeit superadiabatischer Bedingungen wesentlich geringer als im Sommer; dagegen ist im Winter die Häufigkeit länger dauernder Inversionsperioden höher. Allerdings kann in manchen Gegenden eine stärkere Bewölkung während der Wintermonate der Tendenz zur Bildung von Inversionen entgegenwirken. Zu berücksichtigen ist ferner, daß die Inversionen im Sommer, sofern sie auftreten, im allgemeinen stärker ausgeprägt sind, da im Sommer die Atmosphäre wesentlich mehr Wärme enthält. Durch das Zusammenwirken dieser verschiedenen Faktoren ergibt es sich, daß oft im Herbst die Inversionswetterlagen die größte Rolle spielen.

Die Bildung von Inversionen wird weitgehend vom Emissionsvermögen der Erdoberfläche beeinflusst. Da z. B. Schnee ein sehr gutes Emissionsvermögen für Infrarotstrahlung hat, kann man oft sehr starke Inversionen über Schneeflächen finden. Über Gebieten mit starker Vegetation sind dagegen die täglichen Temperaturschwankungen geringer und damit auch die Häufigkeit und Stärke von Inversionen.

Ein weiterer Faktor von Bedeutung für das Ausmaß der Temperaturschwankungen ist die Topographie. In Tälern sind die Minimum-Temperaturen niedriger und infolgedessen die Temperaturschwankungen größer, da kalte Luft die Tendenz hat, aus der

Umgebung in das Tal abzufließen. Dagegen sind auf Hügeln kleinere Temperaturschwankungen und wenige Inversionen zu verzeichnen als in der Ebene.

Inversionen können auch durch den Transport warmer Luftmassen über kalten Boden entstehen, ebenso instabile Verhältnisse durch das Auftreffen kalter Luftmassen auf warmen Boden. In solchen Fällen können manchmal auch Phasenänderungen infolge der Freisetzung latenter Wärmen von Bedeutung sein; so wird z.B. die bodennahe Schicht einer Kaltluftzone erwärmt, wenn unter ihrem Einfluß größere Wasserflächen gefrieren.

Bewölkung bewirkt eine gewisse Temperaturstabilisierung, indem sie die kurzwellige Sonnenstrahlung reflektiert, während die langwellige Strahlung der Erde von den Wolken absorbiert und ihre Energie wieder der Atmosphäre zugeführt wird. Bei bewölktem Himmel ändern sich also die Oberflächentemperaturen nicht so stark und das Temperaturprofil bleibt konstanter.

Dagegen kann eine Nebelschicht über kaltem Erdboden langdauernde Inversionen verursachen, weil sich die Luft erst oberhalb dieser Schicht erwärmen kann, da die Sonnenstrahlung nicht hindurchdringt; dieses Phänomen beobachtet man besonders in Tälern. Bildet sich jedoch der Nebel erst als Folge der nächtlichen Ausstrahlung, so bewirkt die bei der Kondensation frei werdende Wärme eine Temperaturerhöhung in Bodennähe, welche — wenn sonst die Inversionszone schon genügend weit ausgebildet ist — zu einer Schichtung Anlaß gibt, die zu „fumigation“ führt.

Die in diesem Abschnitt aufgeführten Zusammenhänge geben nur einige, für die Beurteilung meteorologischer Einflüsse auf die atmosphärische Diffusion wichtige Punkte an. Eine detailliertere Behandlung dieser Probleme (siehe z. B. SUTTON [13]) kann jedoch in diesem Rahmen auch nicht versucht werden. Wir erwähnen diese vielfachen Faktoren auch nur, um die Vereinfachungen zu verdeutlichen, die im folgenden gemacht werden müssen.

6.1.2. Ansätze zu einer theoretischen Behandlung der atmosphärischen Austauschvorgänge. Behandelt man die Luftströmung über der Erdoberfläche mit den Methoden der Aerodynamik, so ergibt sich folgendes Bild: In einer Höhe zwischen etwa 600 bis 1000 m über dem Erdboden stellt sich der Wind ein, den man auf Grund der gerade herrschenden Druckverteilung unter Berücksichtigung der durch die Erddrehung bedingten Coriolis-Kraft bei Vernachlässigung aller durch die Gegenwart der Erdoberfläche bedingten Effekte erwarten würde (sog. geostrophischer Wind). Unterhalb dieser Höhe gerät man in das Gebiet der turbulenten Grenzschicht, die über rauhem Grund bis zur Erdoberfläche hinabreicht. Bei glatten Oberflächen bildet sich zwischen der Erdoberfläche und der turbulenten Zone noch eine laminare Schicht aus, die allerdings sehr dünn ist. In ihr nimmt der vertikale Gradient der Windgeschwindigkeit sehr hohe Werte an, so daß die viskosen Spannungen τ_{ik}^v in dieser Schicht merklich größer werden als die Reynolds-Spannungen τ_{ik}^R , während in der turbulenten Zone das Umgekehrte der Fall ist.

Wir gehen kurz auf die Definition der Reynolds-Spannungen ein: Bei der Behandlung der atmosphärischen Strömungen kann man die Dichte ρ der Luft

als konstant ansehen. Für die Komponenten u_i der Windgeschwindigkeiten gelten dann die Navier-Stokesschen Gleichungen [13]:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ik} - \rho u_i u_k). \quad (6.1.2-1)$$

Dabei ist

$$\tau_{ik} = -p \delta_{ik} + \tau_{ik}^v, \quad (6.1.2-2)$$

wobei p der Luftdruck und τ_{ik}^v der Tensor der viskosen Spannungen ist:

$$\tau_{ik}^v = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (6.1.2-3)$$

(μ = Viskosität der Luft). Für den über ein gewisses Zeitintervall gebildeten Mittelwert \bar{u}_i der Windgeschwindigkeit folgen aus (6.1.2-1) die Gleichungen

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau'_{ik} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_k) \quad (6.1.2-4)$$

mit

$$\tau'_{ik} = \tau_{ik} + \tau_{ik}^R \quad (6.1.2-5)$$

und

$$\tau_{ik}^R = -\rho \overline{u'_i u'_k} \quad (u'_i = u_i - \bar{u}_i). \quad (6.1.2-6)$$

Die Größen τ_{ik}^R nennt man die Reynolds-Spannungen.

Jetzt können wir auch genauer angeben, wann man die Erdoberfläche als rau anzusehen hat und wann als glatt. Dazu führen wir die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* ein durch $u_*^2 = |\tau/\rho| = |\overline{u'_x u'_z}|$ (τ = Wert von τ_{xz}^R in Bodennähe.) Ist ferner ϵ die mittlere Höhe der Oberflächenunebenheiten, so kann man die Oberfläche als aerodynamisch glatt ansehen, wenn $u_* \epsilon/\nu < 5,5$ ist, und als vollständig rau, wenn $u_* \epsilon/\nu > 75$ gilt, ist die kinematische Zähigkeit μ/ρ). Bei vollständig rauhen Oberflächen reicht also der Einfluß der Turbulenz bis zum Erdboden; der Einfluß der Zähigkeit ist dann zu vernachlässigen und die Reynolds-Zahl geht nicht in die den Austausch charakterisierenden Größen ein. In der Praxis hat man es meist mit vollständig rauhen Oberflächen zu tun.

Das für die hier behandelten mikrometeorologischen Probleme interessante Gebiet der unteren Atmosphäre ist also eine Zone mit weitgehend entwickelter Turbulenz, und eine Theorie der Austauscherscheinungen in diesem Gebiet ist zugleich eine Theorie turbulenter Mischungsvorgänge. Für diese läßt sich zunächst ganz allgemein ein Ausdruck für den mittleren Fluß einer übertragbaren konservativen spezifischen Größe E angeben. Der Mittelwert \bar{E} von E sei konstant über jede zur z -Achse senkrechte Ebene und es gelte $\bar{u}_x = \bar{u}_y = \bar{u}_z = 0$. Durch die turbulente Bewegung wird dann pro Zeiteinheit und pro Flächeneinheit einer zu $z=0$ parallelen Ebene der Strom $-\rho E u'_z$ bewirkt, durch die molekulare Diffusion ein Strom $k \frac{dE}{dz}$, wenn k der zur Größe E gehörende molekulare Diffusionskoeffizient ist. Folglich ist der Gesamtfluß pro Flächeneinheit gleich $k \frac{dE}{dz} - \rho E u'_z$, und der Mittelwert J_E dieser Größe (wir behandeln die Strömung weiter als inkompressibel und vernachlässigen Dichteänderungen) ist

$$J_E = k \frac{d\bar{E}}{dz} - \rho \bar{E}' u'_z \quad (6.1.2-7)$$

Das wesentliche Problem bei der Untersuchung turbulenter Mischungsvorgänge besteht darin, J_E durch

\bar{E} und die Ableitungen von \bar{E} auszudrücken. Man kann nun in Analogie zu den molekularen Transporterscheinungen die Annahme machen, daß der Ausdruck $-\rho \bar{E}' u_z'$ sich als Produkt eines sog. Austausch-Koeffizienten A und des Gradienten $d\bar{E}/dz$ schreiben läßt:

$$J_E = (k + A) \frac{d\bar{E}}{dz}. \quad (6.1.2-8)$$

Für den Transport von Impuls ist beispielsweise $E = u_x$, $k = \mu$ und folglich

$$J_u = \mu \frac{d\bar{u}}{dz} - \rho \overline{u_x' u_z'} \left. \begin{aligned} &= \tau_{ik}^v + \tau_{ik}^R = (\mu + A_M) \frac{d\bar{u}}{dz} \end{aligned} \right\} \quad (6.1.2-8a)$$

$K_M = A_M/\rho$ wird in der angelsächsischen Literatur als „eddy viscosity“ bezeichnet. Die Beziehung

$$K_M = - \frac{\rho \overline{u_x' u_z'}}{\rho d\bar{u}/dz} = - \frac{\overline{u_x' u_z'}}{d\bar{u}/dz} \quad (6.1.2-9)$$

kann man als formale Definition für K_M ansehen. Die Schwierigkeit besteht nun darin, geeignete Ansätze für K_M zu finden.

Eine noch weitergehende Analogie zu molekularen Transportprozessen stellt die Einführung des sog. Mischungsweges dar, der, ähnlich der mittleren freien Weglänge, die Strecke angibt, die im Mittel ein Wirbel als separate Einheit zurücklegt, bis er sich wieder mit dem übrigen Medium mischt. Die Absorption eines solchen Wirbels, der der Ebene z_0 entstammt und einen Impuls mit sich führt, der der Geschwindigkeit in der Ebene z_0 entspricht, bewirkt in der Ebene $z_1 = z_0 + l$ eine Geschwindigkeitsschwankung

$$u_x' = \bar{u}(z_0 + l) - \bar{u}(z_0) \cong l \frac{d\bar{u}}{dz}.$$

Da im allgemeinen die Turbulenz isotrop ist, ergibt sich

$$\tau_{xz}^R = -\rho \overline{u_x' u_z'} = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right|. \quad (6.1.2-10)$$

Bei Berücksichtigung von Gl. (6.1.2-9) erhält man folgende Verknüpfung zwischen K_M und l :

$$K_M = l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \cong l \sqrt{\overline{u_z'^2}}. \quad (6.1.2-11)$$

Die Schwäche dieser Analogien zu molekularen Transportphänomenen liegt darin, daß die Absorption eines Wirbels kein zeitlich und räumlich so genau definierter Vorgang ist wie ein molekularer Stoßvorgang. Dennoch zeigt es sich, daß diese Ansätze mit geeignet gewählten Ausdrücken für l oder K_M ziemlich gute Beschreibungen der Beobachtungen liefern.

Die sog. statistische Theorie der Turbulenz vermeidet die etwas unbefriedigende Analogie zu molekularen Prozessen und geht aus von der meßbaren Korrelation zweier Größen des Strömungsfeldes. Die wichtigste dieser Korrelationsgrößen ist die zeitliche Autokorrelation

$$R_i(\xi) = \frac{\overline{u_i'(t) u_i'(t + \xi)}}{u_i'^2}, \quad (6.1.2-12)$$

d.h. die Diagonalkomponente des Autokorrelations-Tensors $R_{ik}(\xi)$

$$R_{ik}(\xi) = \frac{\overline{u_i'(t) u_k'(t + \xi)}}{\sqrt{u_i'^2} \sqrt{u_k'^2}}. \quad (6.1.2-13)$$

Man beachte, daß $R_{ik}(0)$ proportional dem Tensor der Reynolds-Spannungen ist. Aus der statistischen Theorie kann man Werte für den Mischungsweg und den Austauschkoefizienten ableiten. Faßt man den Austauschprozeß als allmählichen Abfall der Korrelation auf, die zwischen den Fluktuationen eines Volumenelements, das sich mit der Strömung bewegt, zu verschiedenen Zeiten besteht, so kann man den Mischungsweg definieren als die Entfernung, die der Wirbel in der Zeit t_0 zurücklegt, in der die Korrelation auf einen bestimmten kleinen Wert abfällt. Dann kann man schreiben

$$\left. \begin{aligned} l &= \sqrt{\overline{u_z'^2}} \int_0^{t_0} R_z(\xi) d\xi \\ K_M &= l \sqrt{\overline{u_z'^2}} = \overline{u_z'^2} \int_0^{t_0} R_z(\xi) d\xi \end{aligned} \right\} \quad (6.1.2-14)$$

Wenn das Integral $\int_0^\infty R_z(\xi) d\xi$ konvergiert, kann man in den Definitionen (6.1.2-14) $t_0 = \infty$ setzen.

Eine explizite Form für die Größen K_M und l kann man aus Untersuchungen des Windprofils gewinnen. Setzt man das Windprofil in der Form

$$\bar{u}(z)/\bar{u}(z_1) = (z/z_1)^m \quad (6.1.2-15)$$

an, so ergibt sich in den untersten Schichten der Atmosphäre, in denen man τ und damit u_x als konstant ansehen kann, für die Variation von K_M mit der Höhe

$$K_M(z) = \frac{u_x^2}{|d\bar{u}/dz|} = K_M(z_1) \cdot (z/z_1)^{1-m}. \quad (6.1.2-16)$$

Die Gln. (6.1.2-15) und (6.1.2-16) werden als SCHMIDTS konjugierte Potenzgesetze (conjugate power laws) bezeichnet. Für ein logarithmisches Windprofil ergibt sich ein lineares Anwachsen von K_M mit der Höhe. Nach DEACON [14] gilt als empirische Beziehung

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = a z^{-\beta} \quad (6.1.2-17)$$

mit $\beta = 1$ für adiabatischen Temperaturverlauf, $\beta > 1$ für superadiabatisches Temperaturgefälle und $\beta < 1$ für stabile atmosphärische Verhältnisse. $\beta = 1$ ergibt das logarithmische Profil; die übrigen Fälle führen auf Ausdrücke vom Typ der Gl. (6.1.2-15).

Um eine explizite Beziehung für die Autokorrelationsfunktionen $R_i(\xi)$ zu finden, kann man annehmen (SUTTON [13]), daß über glatten Oberflächen $R_i(\xi)$ nur von der Intensität der Turbulenz, d.h. von der mittleren Energie $\tau \overline{u_i'^2}$ der Wirbel, der Viskosität μ , die ja für den Zerfall der Schwankungen maßgebend ist, und von der Zeit ξ abhängen kann. Aus diesen Variablen kann man die dimensionslose Größe

$$\mu/\rho \overline{u_i'^2} \xi = \nu/\overline{u_i'^2} \xi$$

bilden. Folglich muß

$$R_i(\xi) = f(\nu/\overline{u_i'^2} \xi)$$

sein mit der noch unbestimmten Funktion f . Weiter muß gelten $R_i(0) = 1$ und $R_i(\xi) \rightarrow 0$ für $\xi \rightarrow \infty$. Die einfachste Funktion mit diesen Eigenschaften ist

$$R_i(\xi) = \left(\frac{\nu}{\nu + \overline{u_i'^2} \xi} \right)^n. \quad (6.1.2-18)$$

Über vollständig rauhen Oberflächen muß man die Viskosität ν durch die Makroviskosität $N = u_* z_0$ ersetzen. Die Größe z_0 (roughness length) ist proportional der Oberflächenrauigkeit; Werte für z_0 kann man z.B. aus Abb. 4.1 des Reports AECU 3066 [23] entnehmen.

Beobachtungen der Autokorrelation der Geschwindigkeiten u'_i stehen in Einklang mit dem Ausdruck (6.1.2-18). Der Parameter u ist mit dem Parameter m des Windprofils [Gl. (6.1.2-15)] verknüpft. Es ergibt sich (vgl. SUTTON [13])

$$m = n/(2 - n). \quad (6.1.2-19)$$

Man kann also durch Messungen des Windprofils den Parameter n bestimmen. Man kann zeigen, daß der Parameter n zwischen 0 und 1 liegt. Typische Werte für n sind 0,20 für superadiabatisches Temperaturgefälle, 0,25 für den Bereich zwischen dem adiabatischen und dem isothermen Temperaturprofil, 0,33 für mäßige Inversionen und 0,50 für starke Inversionen.

6.2. Grundzüge der Theorie der atmosphärischen Diffusion

6.2.1. Allgemeine theoretische Formulierungen. Der einfache Ansatz, der zu einer theoretischen Behandlung atmosphärischer Diffusionsvorgänge möglich ist, besteht darin, daß man in Analogie zur molekularen Diffusion eine Gleichung der Form

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_i \frac{\partial \chi}{\partial x_i} \right) + \text{eventuellen Quellterm} \quad (6.2.1-1)$$

für die mittlere Konzentration $\chi(x_i, t)$ der diffundierenden Substanz postuliert und die Austauschkoefizienten K_i als konstant (d.h. unabhängig von den x_i und von t) ansieht. Dann ergibt sich beispielsweise für eine plötzliche Freisetzung der Menge Q der diffundierenden Substanz zum Zeitpunkt $t=0$ folgende Lösung für χ (x = Richtung soll mit der mittleren Windrichtung übereinstimmen; positive x -Werte liegen in Lee vom Quellpunkt $(x, y, z) = (0, 0, z')$):

$$\chi(x_i, t) = \frac{Q}{(4t)^{3/2} (K_x K_y K_z)^{1/2}} \times \exp \left[-\frac{1}{4t} \left\{ \frac{(x - \bar{u}t)^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{(z - z')^2}{K_z} \right\} \right] \quad (6.2.1-2)$$

Ist Q z.B. die freigesetzte Aktivität in Curie, so ist χ die Aktivitätskonzentration in C/m³ im Punkt x_i und zur Zeit t nach der Freisetzung. Dabei wurde der Einfluß des Erdbodens vernachlässigt und von einem Absinken der diffundierenden Substanz infolge von Gravitationswirkungen abgesehen.

Die Vernachlässigung des Einflusses der Erdoberfläche $z=0$ ist insofern ganz konsequent, als die Annahme konstanter K_i überhaupt nur für große Höhen z' erfüllt sein kann. Tatsächlich beschreibt die zuerst von ROBERTS [15] aufgestellte Formel (6.2.1-2) ziemlich gut die Diffusion von Substanzen in großen Höhen über weite Entfernungen (beispielsweise von radioaktiven Wolken, die von Kernwaffenversuchen herrühren), sofern man nur die Parameter K_i geeignet anpaßt. Dagegen widerspricht die Gl. (6.2.1-2) völlig (SUTTON [13]) den Erfahrungen, wenn man sie auf die Diffusion von Substanzen in Bodennähe anwendet.

Für Diffusionserscheinungen stationärer Art ($\frac{\partial \chi}{\partial t} = 0$) im Bereich der untersten 30 m der Atmosphäre, in dem $\tau = \text{const}$ ist und infolgedessen die Schmidtschen Potenzgesetze (6.1.2-15) und (6.1.2-16) gelten, konnte CALDER eine Lösung der Gl. (6.2.1-1) für eine unendlich ausgedehnte Linienquelle ($\frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) = 0$) angeben, allerdings unter der Vernachlässigung von $\frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \chi}{\partial x} \right)$ gegenüber $\bar{u} \frac{\partial \chi}{\partial x}$, d.h. unter der Vernachlässigung der Diffusion in Windrichtung gegenüber dem Transport. Die Gl. (6.2.1-1) geht dann über in

$$\bar{u} \frac{\partial \chi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) \quad (6.2.1-3)$$

und die Randbedingungen sind (Linienquelle entlang $x = z = 0$)

$$\left. \begin{aligned} \text{(i)} \quad & \chi \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad x \rightarrow \infty \\ \text{(ii)} \quad & K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad z \rightarrow 0 \\ \text{(iii)} \quad & \int_0^\infty \bar{u} \chi dz = q = \text{Ausfluß pro Zeit-} \\ & \quad \quad \quad \text{einheit (Kontinuitätsbedingung)} \\ \text{(iv)} \quad & \chi = \infty \quad \text{für} \quad x = z = 0 \\ & \quad \quad \quad \text{(Quellbedingung).} \end{aligned} \right\} \quad (6.2.1-4)$$

Die Lösung, die in ausgezeichneter Übereinstimmung zur Erfahrung steht, ist im einzelnen in [23] angegeben; auf die Wiedergabe sei hier verzichtet. Über diesen Spezialfall hinaus ergeben sich bei der Gl. (6.2.1-1) für allgemeinere Ausdrücke der K_i so beträchtliche Schwierigkeiten, daß es sich als zweckmäßig erwies, das Problem der atmosphärischen Diffusion in den Schichten der unteren Atmosphäre von einer anderen Seite anzugreifen.

Zu diesem Zweck postuliert man für die Verteilung der von einer momentanen Punktquelle Q herrührenden diffundierenden Substanz eine Gauß-Verteilung in dem Koordinatensystem, das sich mit der Wolke mitbewegt [(0, 0, 0) sind die Koordinaten des Wolkenzentrums]:

$$\chi = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} (\sigma_x \sigma_y \sigma_z)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2} \right) \right] \quad (6.2.1-5)$$

Dieser Ausdruck ist im wesentlichen mit (6.2.1-2) identisch, wenn man $\sigma_i^2 = 2K_i t$ setzt. Darüber hinaus läßt sich ein Ansatz der Form (6.2.1-5) rechtfertigen, wenn man die atmosphärische Diffusion in Analogie zur molekularen Diffusion als „random walk“ betrachtet.

Die Dispersionen σ_i sind eng mit den Autokorrelationsfunktionen $R_i(\xi)$ [vgl. Gl. (6.1.2-12)] verknüpft, denn setzt man $x_i = \int u'_i dt$, so erhält man

$$\bar{x}_i^2 = \sigma_i^2 = 2\bar{u}_i^2 \int_0^t d\tau \int_0^\tau R_i(s) ds. \quad (6.2.1-6)$$

Legt man speziell den Suttonschen Ansatz (6.1.2-18) für $R_i(\xi)$ zugrunde, so folgt

$$\left. \begin{aligned} \sigma_i^2 = & \frac{2\nu^n}{(1-n)(2-n)} \left(\nu + \bar{u}_i'^2 t \right)^{2-n} / \bar{u}_i'^2 - \\ & - \frac{2\nu^2 / \bar{u}_i'^2}{(1-n)(2-n)} - \frac{2\nu t}{1-n}. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.1-7)$$

Hierin kann man Ausdrücke der Ordnung ν vernachlässigen gegenüber $\bar{u}_i'^2 t$; man erhält damit für genügend

große t

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{2} C_i^2 (\bar{u}t)^{2-n} \quad (6.2.1-8)$$

mit

$$C_i^2 = \frac{4\nu^n \bar{u}^n}{(1-n)(2-n)} (\bar{u}_i^2/\bar{u}^2)^{1-n}. \quad (6.2.1-9)$$

Die Gl. (6.2.1-9) gilt über glatter Oberfläche; über rauhem Grund muß man ν wieder durch die Makroviskosität N ersetzen. Bei isotroper Turbulenz ist $C_x = C_y = C_z$. In diesem Fall kann man den Ausdruck (6.2.1-9) noch in einer etwas anderen Form schreiben (HOLLAND [12]), wenn man beachtet, daß

$$\frac{\bar{u}_i^2/\bar{u}^2}{\bar{u}_z^2/\bar{u}^2} = \sigma_{\tan\vartheta}^2 \quad (6.2.1-10)$$

ist, wenn ϑ die momentane Abweichung der horizontalen Windrichtung von der mittleren Windrichtung und $\sigma_{\tan\vartheta}^2 = \tan^2\vartheta$ ist; für $\vartheta < 20^\circ$ gilt $\sigma_{\tan\vartheta} = \tan\sigma_\vartheta$. Setzt man dies in (6.2.1-9) ein, so erhält man

$$C_y^2 = C_z^2 = \frac{4\nu^n \bar{u}^n}{(1-n)(2-n)} (\tan\sigma_\vartheta)^{2(1-n)}. \quad (6.2.1-11)$$

Diese Beziehung ist in [23] in Form eines Nomoграмms wiedergegeben.

6.2.2. Die Sutton-Formel. Setzt man die Ausdrücke (6.2.1-8) in (6.2.1-5) ein, so erhält man einen Ausdruck für die Konzentrationsverteilung einer diffundierenden Substanz, der als Sutton-Formel bekannt ist. Allerdings wählt man meist ein erdfestes Koordinatensystem, dessen positive x -Achse nach Lee (hinsichtlich des mittleren Windes) zeigt und dessen z -Achse vertikal nach oben gerichtet ist. Ferner berücksichtigt man, daß am Erdboden ($z=0$) die Beziehung $\frac{\partial\chi}{\partial z} = 0$ erfüllt sein muß, und zwar dadurch, daß man im Punkt $(0, 0, -h)$ eine virtuelle Quelle der Stärke Q annimmt, wenn die eigentliche Quelle Q sich im Punkt $(0, 0, h)$ befindet. Beschränkt man sich auf den Fall, daß sich der Aufpunkt (x, y, z) zu ebener Erde befindet, so erhält man aus (6.2.1-5) die Sutton-Formel für eine momentane Punktquelle (der obere Index „ M “ soll kennzeichnen, daß es sich um eine momentane Quelle handelt)

$$\left. \begin{aligned} \chi^M(x, y, t) &= Q \chi_0^M(x, y, t) \\ &= \frac{2Q}{\pi^{\frac{3}{2}} C_x C_y C_z (\bar{u}t)^{3(2-n)/2}} \times \\ &\times \exp\left[-(\bar{u}t)^{n-2} \left(\frac{(x-\bar{u}t)^2}{C_x^2} + \frac{y^2}{C_y^2} + \frac{h^2}{C_z^2}\right)\right]. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.2-1)$$

Hieraus kann man ablesen, daß die maximale Konzentration am Boden zur Zeit x_0/\bar{u} im Punkt $(x_0, 0, 0)$ auftritt, wobei

$$x_0 = \left(\frac{2h^2}{3C_z^2}\right)^{1/(2-n)} \quad (6.2.2-2)$$

Die maximale Konzentration beträgt dort kurzzeitig

$$\chi_{\max}^M = \frac{2Q}{\left(\frac{2}{3}\pi e\right)^{\frac{3}{2}} h^3} (C_z^2/C_x C_y). \quad (6.2.3-3)$$

Meist interessiert jedoch nicht die augenblickliche Konzentration in einem Punkt, sondern das Zeitintegral $I = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^M dt$. Bei dieser Integration erhält man praktisch nur einen Beitrag, wenn $t = x/\bar{u}$ ist, und infolgedessen kann man in χ überall mit Ausnahme der Größe $(x - \bar{u}t)$ die Zeit t durch x/\bar{u} ersetzen

und dann die Integration ausführen. Praktisch bedeutet diese Annahme, daß sich die Dimensionen der Wolke nicht wesentlich in der Zeit ändern, in der die Wolke über einen Beobachter hinwegzieht. Es ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} I(x, y) &= \frac{2Q}{\pi C_y C_z \bar{u} x^{2-n}} \times \\ &\times \exp\left[-x^{n-2} \left(\frac{y^2}{C_y^2} + \frac{h^2}{C_z^2}\right)\right] = QJ(x, y). \end{aligned} \right\} \quad (6.2.2-4)$$

Die Größe J wollen wir in Zukunft einfach als meteorologischen Ausbreitungsfaktor bezeichnen. Sie hat die Dimension sec/m^3 und ist anschaulich das von einer Einheitsquelle berührende zeitliche Konzentrationsintegral. Dieses Zeitintegral wird maximal im Punkt $(d_0, 0, 0)$, wobei

$$d_0 = (h/C_z)^{2/(2-n)}. \quad (6.2.2-5)$$

Der Maximalwert, den das Zeitintegral der Konzentration dort annimmt, beträgt

$$I_{\max} = \frac{2Q}{e\pi\bar{u}h^2} (C_z/C_y). \quad (6.2.2-6)$$

Eine kontinuierliche Punktquelle besteht aus der Überlagerung momentaner Punktquellen der Form $q \cdot dt$; q ist die Quellstärke der kontinuierlichen Quelle, d. h. die auf die Zeiteinheit bezogene Freisetzung der diffundierenden Substanz. Setzt man $q \cdot dt$ statt Q in (6.2.2-1) ein und bildet die Überlagerung dieser Konzentrationen, indem man über t integriert, so ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} \chi^k(x, y, t) &= \int_0^\infty q(t-\tau) \chi_0^M(x, y, \tau) d\tau \\ \text{mit } \chi_0^M &= \chi^M/Q. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.2-7)$$

Nun kann man wieder genau so argumentieren, wie bei der Ableitung der Gl. (6.2.2-4) und auch in $q(t-\tau)$ die Größe τ durch x/\bar{u} ersetzen. Außerdem kann man das Integral bis $-\infty$ erstrecken, da das Gebiet $\tau < 0$ praktisch nichts zum Integral beiträgt. Es ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} \chi^k(x, y, t) &= q(t-x/\bar{u}) \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_0^M(x, y, \tau) d\tau \\ &= q(t-x/\bar{u}) J(x, y) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.2-8)$$

mit

$$J(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_0^M(x, y, t) dt = I(x, y)/Q. \quad (6.2.2-9)$$

Für das Zeitintegral der Konzentration, d. h. für $\int_{-\infty}^{+\infty} \chi^k(x, y, t) dt$ ergibt sich also der gleiche Ausdruck (6.2.2-4) wie bei der momentanen Quelle, wenn man

$$\int_{-\infty}^{+\infty} q(t) dt = Q \quad (6.2.2-10)$$

setzt.

Die Größe $J(x, y)$ nimmt den Maximalwert $J_{\max} = I_{\max}/Q$ für $x = d_0, y = 0$ an. In diesem Punkt kann man für konstante Quellstärke q auch die maximale Konzentration erwarten, dagegen ist der Punkt maximaler Konzentration für zeitabhängige Quellstärken q im allgemeinen nicht mit dem Punkt $x = d_0, y = 0$ identisch.

Die in der Ausbreitungsformel auftretende Funktion $1/x^{2-n}$ ist in Abb. 1 graphisch dargestellt.

Die bisherige Formulierung bezog sich auf punktförmige Quellen. In der Realität wird jedoch die diffundierende Substanz in einem endlichen Volumen freigesetzt. Man kann nun durch Überlagerung der Ausdrücke, die für Punktquellen gewonnen wurden, die Effekte beliebiger Volumenquellen erfassen. Dieses Verfahren ist in allgemeinen Fällen ziemlich mühsam. Einfach ist jedoch der Spezialfall isotroper Diffusion und isotroper, Gauß-verteilter Volumenquelle. Dann kann man nämlich eine virtuelle Punktquelle in Windrichtung einführen, die zum gewünschten Zeitpunkt in der Umgebung von (0, 0, h) gerade die gewünschte Volumenquelle liefert. Meist muß man aber solche

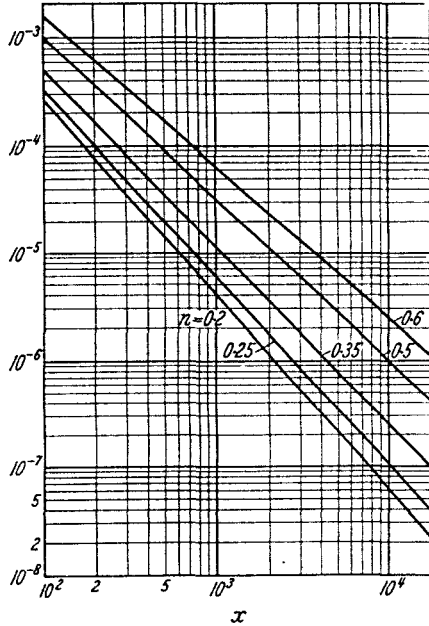


Abb. 1. Die Funktion $1/x^{2-n}$

Korrekturen, die die endliche Quellverteilung berücksichtigen, nur in der Nähe des Quellpunktes mit in die Rechnung aufnehmen, und in diesem Gebiet gelten die oben abgeleiteten Formeln wegen der darin enthaltenen Vernachlässigungen sowieso nicht mehr.

Manchmal werden die Dimensionen der Wolke durch Angabe der Größe y_p beschrieben, d.h. durch Angabe des Abstandes in y -Richtung vom Zentrum der Wolke, in dem die Konzentration auf $p\%$ des Zentralwertes abgefallen ist. Für konstante kontinuierliche Punktquellen gilt z.B.

$$y_p = \left(\ln \frac{100}{p} \right)^{0,5} C_y x^{0,5(2-n)} \quad (6.2.2-11)$$

6.2.3. Wahl der Parameter für die Sutton-Formel. Betrachtet man die Sutton-Formel (6.2.2-1) als eine adäquate Beschreibung der atmosphärischen Diffusion, so bleibt noch das Problem, die Parameter C_i und n zu bestimmen. Das kann experimentell einerseits durch Ermittlung von Windprofil und Windschwankungen geschehen, andererseits aber auch direkt durch Studien der Diffusion von Rauchwolken in der Atmosphäre; im letzteren Fall werden die Parameter so gewählt, daß die Sutton-Formel die Meßwerte möglichst gut interpoliert. In jedem Fall setzt eine experimentelle Bestimmung der Parameter ein ausgedehntes Beobachtungsprogramm voraus, dessen Durchführung viel Zeit erfordert. Dafür liefern

solche detaillierten Untersuchungen aber auch Einzelheiten, die für die Diffusion in der Umgebung der betrachteten Station typisch sind. Als Beispiel sei nochmals auf die Untersuchungen von HOLLAND [12] über die Meteorologie in der Umgebung von Oak Ridge hingewiesen.

In vielen Fällen ist es jedoch hinreichend, einige Richtwerte für die gesuchten Parameter zu kennen. SUTTON [13] empfiehlt auf Grund von Messungen bei Porton (England) für die Abschätzung der Diffusion über Ebenen bei etwa adiabatischem Temperaturabfall und mäßigem Wind: $n=0,25$, $C_y=0,4 \text{ cm}^3$, $C_z=0,2 \text{ cm}^3$. Die Diffusionskoeffizienten zeigen einen Abfall mit der Höhe h , der durch die empirische Formel $C=C(0) - 0,075 \cdot \log_{10} h$ (h in m) wiedergegeben wird. WANTA [16] empfiehlt für die gleiche Situation $n=0,25$, $C_y=C_z=0,18 \text{ m}^3$, d.h. isotrope Diffusion mit einem Diffusionskoeffizienten, der etwa gleich dem geometrischen Mittel der von SUTTON angegebenen Werte für C_y und C_z ist. Für die Variation der C -Werte mit der Höhe gibt er die Formel $C=C(0) - 0,0422 \log_{10} h$.

Tabelle 6.2.3/1. Werte für n, C_y, C_z nach CHAMBERLAIN und MEGAW

Wetterlage	n	$C_y \text{ (m}^3\text{/}^2\text{)}$	$C_z \text{ (m}^3\text{/}^2\text{)}$
Starke Temperaturabnahme mit der Höhe	0,2	0,37	0,21
Adiabatisch bis isotherm	0,25	0,21	0,12
Schwache Inversion	0,33	0,13	0,08
Starke Inversion	0,5	0,10	0,06

Tabelle 6.2.3/2. C (in $\text{m}^3\text{/}^2$) als Funktion von \bar{u} , n und h (nach DE MARRAIS)

\bar{u} (m/sec)	$n = 0,2$				$n = 0,25$			
	$h = 25 \text{ m}$	50 m	75 m	100 m	$h = 25 \text{ m}$	50 m	75 m	100 m
0,5	0,38	0,36	0,33	0,31	0,20	0,18	0,16	0,15
1,0	0,35	0,33	0,31	0,29	0,17	0,16	0,15	0,15
2,0	0,33	0,31	0,29	0,27	0,16	0,15	0,14	0,13
3,0	0,31	0,30	0,27	0,26	0,15	0,14	0,13	0,12
4,0	0,31	0,29	0,26	0,25	0,14	0,13	0,12	0,12
5,0	0,30	0,28	0,26	0,24	0,14	0,13	0,12	0,11
7,5	0,29	0,27	0,25	0,23	0,13	0,12	0,12	0,11
10,0	0,28	0,26	0,24	0,23	0,13	0,12	0,11	0,10
12,5	0,27	0,26	0,23	0,22	0,12	0,12	0,11	0,10
15,0	0,27	0,25	0,23	0,22	0,12	0,11	0,10	0,10
20,0	0,26	0,24	0,22	0,21	0,12	0,11	0,10	0,10

\bar{u} (m/sec)	$n = 0,33$				$n = 0,50$			
	$h = 25 \text{ m}$	50 m	75 m	100 m	$h = 25 \text{ m}$	50 m	75 m	100 m
0,5	0,09	0,09	0,08	0,08	0,04	0,04	0,04	0,04
1,0	0,08	0,07	0,07	0,07	0,04	0,04	0,04	0,03
2,0	0,08	0,07	0,07	0,06	0,03	0,03	0,03	0,03
3,0	0,07	0,07	0,06	0,06	0,03	0,03	0,03	0,03
4,0	0,07	0,06	0,06	0,06	0,03	0,02	0,02	0,02
5,0	0,06	0,06	0,06	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02
7,5	0,06	0,06	0,05	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02
10,0	0,06	0,05	0,05	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02
12,5	0,05	0,05	0,05	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02
15,0	0,05	0,05	0,05	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02
20,0	0,05	0,05	0,04	0,04	0,02	0,02	0,02	0,02

CHAMBERLAIN und MEGAW [17] legen ihrer Arbeit über die Wahl von Reaktorstandorten folgende Kombinationen der meteorologischen Parameter zugrunde:

DE MARRAIS gibt in seiner Zusammenstellung von Rechenmethoden zur atmosphärischen Diffusion [18] sehr detaillierte Tabellen für $C=C_y=C_z$ (isotrope Diffusion) als Funktion von Schornsteinhöhe, Wind-

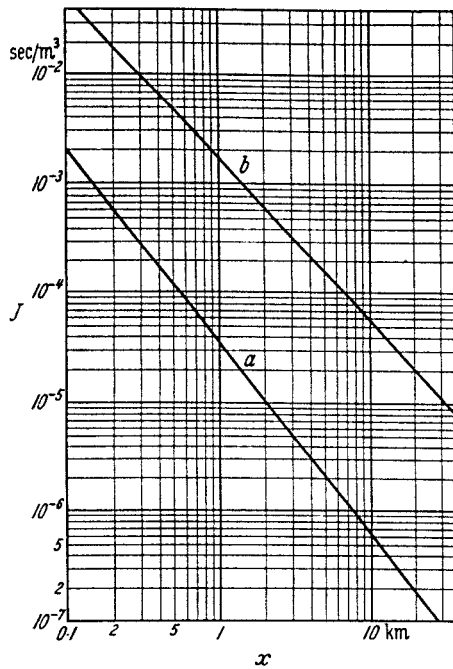


Abb. 2. $J(x, 0)$ für a) $n=0,25$, $C_y=C_z=0,23 \text{ m}^3$, $\bar{u}=2 \text{ m/sec}$. b) $n=0,50$, $C_y=0,1 \text{ m}^3$, $C_z=0,06 \text{ m}^3$, $\bar{u}=2 \text{ m/sec}$

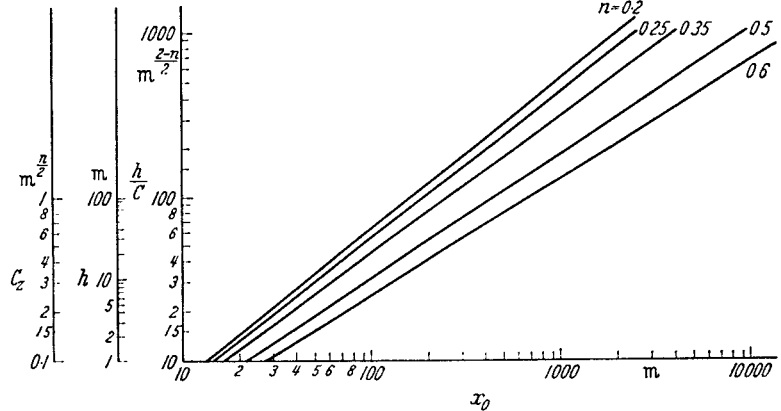


Abb. 3. Entfernung des Maximums vom Quellpunkt nach der Sutton-Formel $x_0 = (h/C_z)^{2/2-n}$

geschwindigkeit und Stabilitätsparameter n . Ein Teil dieser Daten ist in Tabelle 6.2.3/2 zusammengestellt. Da der Wert I_{\max} außer von der Windgeschwindigkeit \bar{u} nur noch vom Verhältnis C_z/C_y abhängt, das bei Diffusionsvorgängen über einer Ebene praktisch immer ≤ 1 ist, kann man allerdings auch ohne Kenntnis der meteorologischen Parameter eine obere Grenze für I angeben, nämlich $2Q/\epsilon\pi\bar{u}h^2$.

Da die Werte der Diffusionsparameter von der Höhe abhängen und die Wolke im Verlauf der Diffusion sich vertikal ausbreitet, so müßte man im Laufe der Zeit den verschiedenen Teilen der Wolke verschiedene Diffusionsparameter zuordnen, d.h. die einfache Sutton-Formel wäre nur in unmittelbarer Umgebung der Quelle anwendbar, wo sich die Wolke noch nicht weit ausgedehnt hat. Die experimentellen Werte in beträchtlichen Entfernungen (etwa 5 km) von der Quelle stimmen jedoch gut mit den Aussagen der Sutton-Formel überein, wenn die Werte C_y und C_z eingesetzt werden, die der Emission in Bodennähe ($h=0$) entsprechen. Hier sollen von nun an folgende Werte der Parameter verwendet werden:

- a) Normalwetterlage: $n=0,25$ $C_y=C_z=0,4 \text{ cm}^3=0,23 \text{ m}^3$
- b) Inversion: $n=0,5$ $C_y=0,3 \text{ cm}^3=0,1 \text{ m}^3$, $C_z=0,18 \text{ cm}^3=0,06 \text{ m}^3$.

Die Parameterwahl für die Inversion entspricht also der Wahl von CHAMBERLAIN und MEGAW, die für Normalwetterlage den ursprünglichen Angaben von SUTTON, außer der Annahme isotroper Diffusion und dadurch bedingter Verdopplung des Wertes für C_z : eine Vergrößerung des Wertes von C_z relativ zum Wert von C_y liefert aber höhere Werte im Maximum und führt daher auf konservative Abschätzungen.

Für die hier angegebenen Parameterwerte und $\bar{u}=2 \text{ m/sec}$ kann man die Werte von $J(x, 0)$ für $h=0$ der Tabelle 6.2.3/3 entnehmen.

Der Verlauf der Funktion $J(x, 0)$ ist in Abb. 2 dargestellt. Aus Abb. 3 und 4 kann man den Einfluß eines Schornsteins ablesen. In Abb. 5 ist schließlich ein Nomogramm wiedergegeben, das die Bestimmung von $J(x, y)$ auch in den Fällen ermöglicht, die nicht in Abb. 1-4 behandelt werden.

6.2.4. Vergleiche mit experimentellen Erfahrungen. Will man die Voraussagen der Theorie mit dem Experiment vergleichen, so ist noch die Zeitdauer, über die die Konzentration im Aufpunkt gemittelt wird, von

Tabelle 6.2.3/3. Der meteorologische Ausbreitungsfaktor J [sec/m³] für zwei Standardfälle

	x					
	0,5 km	1,0 km	2,5 km	5,0 km	10 km	20 km
a) Normalwetterlage	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$
b) Inversion	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$

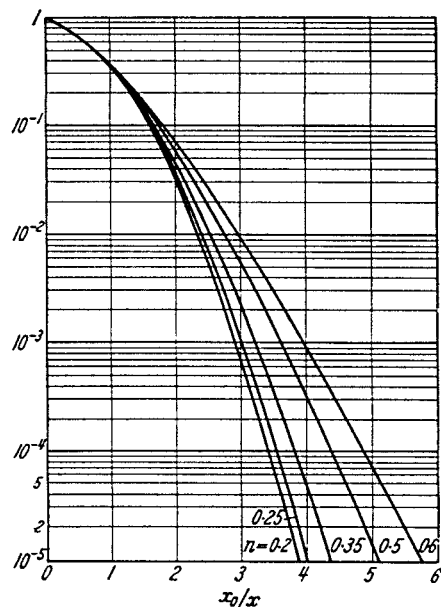


Abb. 4. Der Schornsteinfaktor $\exp\{-(x_0/x)^{2-n}\}$

Bedeutung. Infolge von Böen können kurzzeitig wesentlich höhere Konzentrationen auftreten, als die Theorie vorhersagt. Mißt man jedoch über genügend

lange Zeiten, so mitteln sich diese Werte weitgehend heraus. Die Parameter in der Sutton-Formel sind im allgemeinen auf eine Meßdauer von 3 min abgestimmt. Bezieht man alle experimentellen Werte auf diese Meßdauer, so ergibt sich bei Normalwetterlage ($n=0,25, C_y=0,21 \text{ m}^3, C_z=0,12 \text{ m}^3$) meist eine sehr

Verhältnissen angepaßt wurde, war die Windgeschwindigkeit \bar{u} . Messungen in Oak Ridge und Brookhaven über atmosphärische Diffusionsvorgänge, die sich nicht nur auf die Verhältnisse bei Normalwetterlage beschränkten, sondern auch die theoretisch schwerer zu erfassenden Inversionswetterlagen mit berücksichtig-

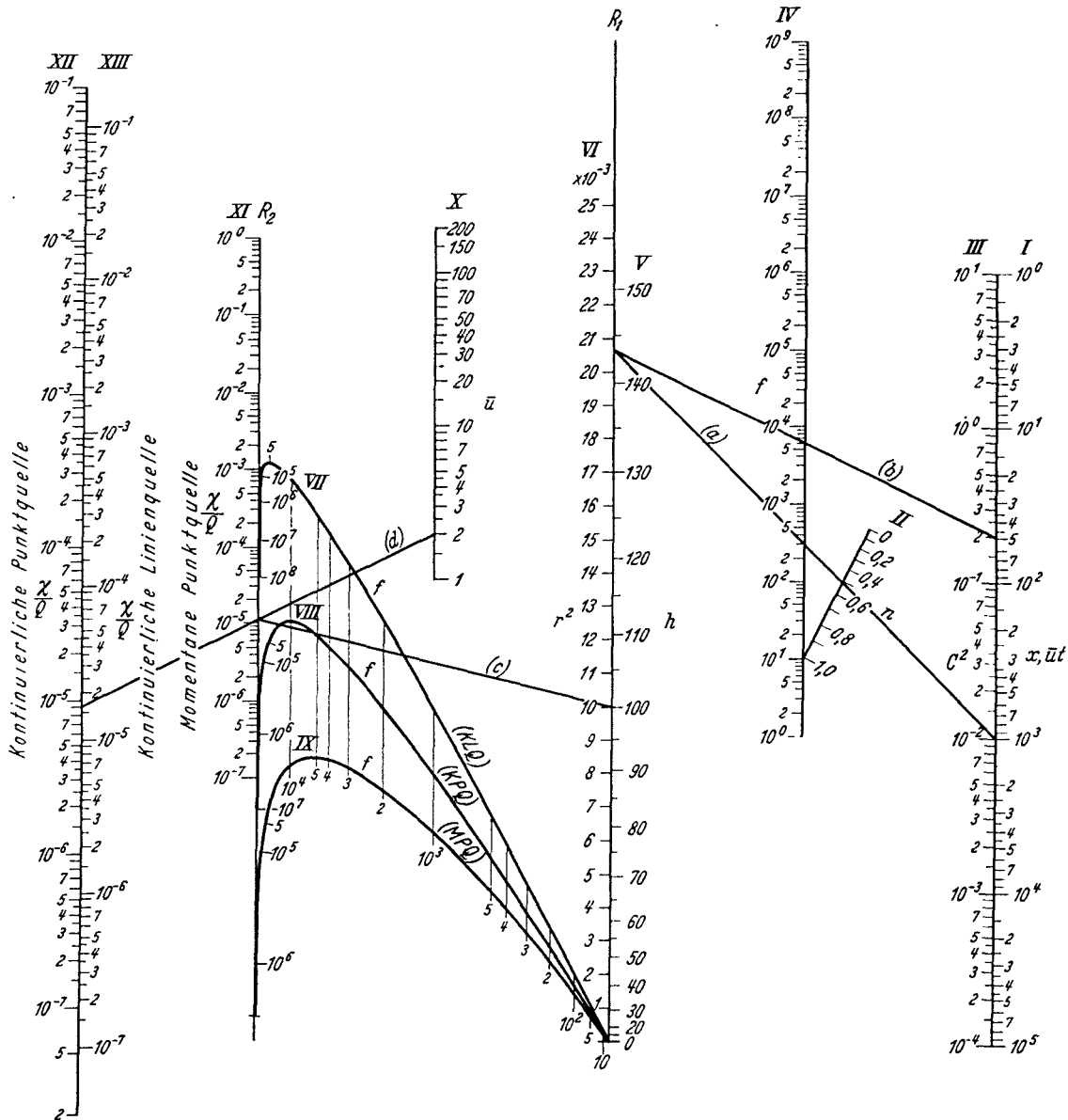


Abb. 5. Nomographische Darstellung der Sutton-Formel (nach AECU 3066). *Beispiel:* Bestimme $J = \chi/Q$ in einem Punkt auf dem Erdboden, 1000m in Lee von einem kontinuierlich emittierenden 100m hohen Schornstein, für $n=0,5, C^2=0,2 \text{ (m}^3), \bar{u}=2 \text{ m/sec}$. *Lösung:* 1. Aus $x=1000 \text{ m}$ auf Skala I und $n=5$ auf Skala II bestimmt man den Bezugspunkt auf der Geraden R_1 . - 2. Durch diesen Bezugspunkt und den Wert für $C^2=0,2 \text{ (m}^3)$ auf Skala III ist die Hilfsgröße f auf Skala IV bestimmt (in diesem Beispiel ist $f=6 \cdot 10^3$). - 3. Man sucht diesen f -Wert auf der Kurve VIII auf (KPQ = Kontinuierliche Punktquelle; entsprechend VII: MLQ = Momentane Linienquelle; IX: MPQ = Momentane Punktquelle) und bestimmt dadurch und durch $h=100 \text{ m}$ (auf Skala V) einen Bezugspunkt auf R_2 . - 4. Durch diesen Bezugspunkt und den Wert für $\bar{u}=2 \text{ m/sec}$ auf Skala X ist die gesuchte Größe $J = \chi/Q = 1 \cdot 10^{-4}$ auf Skala XII bestimmt. - Liegt der Aufpunkt nicht genau in Lee, sondern in einem seitlichen Abstand y , so ist statt der Schornsteinhöhe h der Wert $r^2 = y^2 + h^2$ auf Skala VI zu verwenden

gute Übereinstimmung mit den Voraussagen der Suttonschen Theorie. Nach Angaben bei CHAMBERLAIN und MEGAW [17] ergaben Messungen in Porton (England), Selby (Cal.), Tacoma (Wash.), El Paso (Tex.), Garfield (Ut.), Oak Ridge (Ten.) und Harwell (England) höchstens eine Abweichung um den Faktor 2 von den auf Grund der oben angegebenen Parameterwahl errechneten Werten, obgleich sich die Messungen auf Distanzen von 1000 bis 10000 m von der Quelle erstreckten und die Schornsteinhöhe zwischen 0 und 180 m variierte. Die einzige Größe, die den jeweiligen

ten, ergaben mit optimal (im Sinne der kleinsten Quadrate) gewählten mittleren Konstanten, daß 68% aller Beobachtungswerte vom theoretischen Wert um weniger als den Faktor 5 abwichen und daß 95% aller Werte um nicht mehr als eine Größenordnung um den theoretischen Wert streuten.

6.2.5. *Modifizierungen der Sutton-Formel.* Um auch im Falle starker Inversionen eine bessere Wiedergabe der Beobachtungen zu erreichen, schlug LEONARD [19] vor, die Formel (6.2.2-4) durch die allgemeinere

Formel

$$I(x, y) = \frac{2Q}{\pi C_y C_z \bar{u} x^{(m_y+m_z)}} \times \left. \begin{aligned} & \times \exp \left(-\frac{y^2}{C_y^2 x^2 m_y} - \frac{h^2}{C_z^2 x^2 m_z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.5-1)$$

zu ersetzen, wobei die Parameter m_y und m_z verschieden sein können und aus dem Experiment bestimmt werden. Die ursprüngliche Formel (6.2.2-4) erhält man für die Parameterwahl $m_y = m_z = (2-n)/2$. LEONARD benutzt dabei folgende Werte für die Konstanten:

a) Normalwetterlage: $m_y = m_z = 0,88$ (entsprechend $n = 0,24$), $C_y = C_z = 0,4 \text{ m}^{\frac{1}{2}}$

b) Inversion: $m_y = 0,84$, $m_z = 0,18$, $C_y = 0,3 \text{ m}^{0,16}$, $C_z = 18 \text{ m}^{0,82}$.

Die der Normalwetterlage entsprechende Parameterwahl gibt etwa um einen Faktor 3 niedrigere Werte für I als unsere am Ende von Abschnitt 6.2.3 für Normalwetterlage angegebene Parameterwahl. Dagegen ist im Inversionsfall der Verlauf nach Gleichung (6.2.5-1) ganz anders als der Verlauf nach Gl. (6.2.2-4) für die dort der Inversion entsprechenden Parameterwahl. Im allgemeinen scheinen die Werte der einfachen Sutton-Formel bei Inversionen merklich höher zu liegen, als die Werte der modifizierten Formel. Solange also nicht erwiesen ist, daß die Leonardsche Parameterwahl nicht nur in der von ihm untersuchten Umgebung die optimale Wiedergabe bei Inversionswetterlagen darstellt, sondern allgemeinere Gültigkeit besitzt, ist für konservative Abschätzungen die ursprüngliche Formel vorzuziehen. Liegen dagegen ausgedehnte Beobachtungen über atmosphärische Diffusion bei Inversionswetterlagen in der Umgebung der gerade zu untersuchenden Station vor, so kann man mit Erfolg die Formel (6.2.5-1) heranziehen, da man mit ihr die Meßergebnisse besser interpolieren kann, denn man hat in Formel (6.2.5-1) einen weiteren Parameter zur Anpassung frei.

Eine spezielle dem „fumigation“-Fall angepaßte Modifikation der Sutton-Formel stammt von HOLLAND [12]. Sie berücksichtigt, daß die Diffusion nur zwischen dem Boden und der Inversionsschicht stattfinden kann und lautet (für Entfernungen, die so weit von der Quelle entfernt sind, daß sich sowohl der Erdboden als auch die Inversionsschicht bereits bei der Diffusion bemerkbar machen)

$$I(x, y) = \frac{Q}{(\pi)^{\frac{1}{2}} C_y \bar{u} H x^{(2-n)/2}} \quad (6.2.5-2)$$

Dabei ist H die Höhe der Inversionsschicht (Unterkante) über dem Erdboden. Man erhält Gl. (6.2.5-2), indem man Gl. (6.2.2-4) über h zwischen 0 und ∞ integriert und den so erhaltenen Wert gleichmäßig in der Schicht der Dicke H verteilt. Von HOLLAND stammt auch ein Vorschlag, wie man kurzzeitige Spitzenwerte, wie sie bei sehr böigem Wetter auftreten („looping conditions“, „downwash“, „blow-down“), abschätzen kann. Und zwar soll man zu diesem Zweck für x die kürzeste Entfernung vom Aufpunkt zur Quelle, d.h. die Länge der Verbindungsgeraden Aufpunkt—Schornsteinspitze, einsetzen und den Exponentialterm in dem Ausdruck für $I(x, y)$ bzw. $J(x, y)$ durch 1 ersetzen.

6.2.6. *Beeinflussung der effektiven Schornsteinhöhe durch Wärme und Geschwindigkeit der austretenden Gase.* Zur Abschätzung dieser Effekte dient die Bryant-Davidson-Formel (vgl. AECU 3066, S. 72 [23])

$$\Delta h = d(v_s/\bar{u})^{1,4} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_s} \right) \quad (6.2.6-1)$$

Dabei ist Δh der Betrag, um den die Wolke über die Schornsteinmündung steigt, d der Schornsteindurchmesser, v_s die Austrittsgeschwindigkeit des Gases, T_s seine absolute Temperatur und ΔT seine Exzeßtemperatur gegenüber der umgebenden Atmosphäre.

Für $v_s/\bar{u} = 10$ und $\Delta T/T_s = 0,5$ (entsprechend einer Gastemperatur von 600° K bei einer Lufttemperatur von 300° K) erhält man also $\Delta h/d \approx 38$. Die Überhöhung der Wolke beträgt also unter diesen Umständen bei einem Schornstein mit 1 m Durchmesser 38 m. Man sollte also solche Überhöhungseffekte durchaus berücksichtigen, besonders bei kleinen Schornsteinhöhen h .

6.2.7. *Einfluß des radioaktiven Zerfalls.* Die bisherigen Überlegungen zur atmosphärischen Diffusion galten unter der Annahme, daß die Gesamtmenge der in der Luft befindlichen diffundierenden Substanz erhalten bleibt bzw. um den von der Quelle abgegebenen Teil zunimmt. Diese Annahme muß man, wenn man die Diffusion von Aktivitäten betrachtet, noch in zwei Richtungen modifizieren: Erstens reduziert der radioaktive Zerfall die Konzentration in weit von der Quelle gelegenen Punkten — weit bedeutet in diesem Zusammenhang $\lambda \geq \bar{u}/x$ ($\lambda =$ Zerfallskonstante des betrachteten Radionuklids). Zweitens kann eine Ablagerung der festen, in der Wolke schwebenden Teilchen stattfinden; dadurch wird ebenfalls die Konzentration mit steigender Entfernung in immer stärkerem Maße unter den bei reiner Diffusion zu erwartenden Wert gedrückt.

Der Einfluß des radioaktiven Zerfalls ist leicht zu erfassen. Betrachtet man ein einzelnes Radionuklid mit Zerfallskonstante λ , und nimmt an, daß im Zeitpunkt $t = 0$ Q Curie dieses Nuklids im Punkt $(0, 0, h)$ freigesetzt wurde, so ist die Aktivitätskonzentration im Punkt $(x, y, 0)$ zur Zeit t gleich

$$\chi_r^M(x, y, t) = e^{-\lambda t} \chi_r^M(x, y, t) \quad (6.2.7-1)$$

Dabei ist $\chi_r^M(x, y, t)$ die ohne radioaktiven Zerfall im Punkt $(x, y, 0)$ zur Zeit t zu erwartende Konzentration nach Gl. (6.2.2-1). Will man das Zeitintegral $I_r(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_r^M(x, y, t) dt$ ausrechnen, so kann man die gleiche Näherung wie in Abschnitt 6.2.2. zugrunde legen, d.h.

sich auf die Berechnung von $\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{- (x-ut)^2/2\sigma_x^2 - \lambda t\} dt$ mit konstant gehaltenem σ_x^2 beschränken. Das Ergebnis ist dann

$$I_r(x, y) = \left. \begin{aligned} & \pi C_y C_z \bar{u} (\bar{u} t_0)^{2-n} \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{x\lambda}{\bar{u}} + \frac{\sigma_x^2 \lambda^2}{2\bar{u}^2} - (ut_0)^{n-2} f(y, h) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (6.2.7-2)$$

mit $f(y, h) = y^2/C_y^2 + h^2/C_z^2$ und $t_0 = \frac{x}{\bar{u}} (1 - \sigma_x^2 \lambda/x\bar{u})$. Nun ist in einiger Entfernung von der Wolke immer $x^2 \gg \sigma_x^2$, also könnte der σ_x^2 -proportionale Term nur einen merklichen Beitrag liefern, wenn $\lambda \gg \bar{u}/x$ ist,

und in diesem Fall ist das Integral $I_r(x, y)$ sowieso klein wegen des Faktors $\exp(-\lambda x/\bar{u})$. Folglich gilt also näherungsweise $t_0 = x/\bar{u}$ und damit

$$I_r(x, y) = I(x, y) \cdot \exp(-\lambda x/\bar{u}) \quad (6.2.7-3)$$

mit $I(x, y)$ nach Gl. (6.2.2-4).

6.2.8. Ablagerungseffekte bei der Ausbreitung der Wolke. Die Ablagerung von diffundierenden Substanzen kann man ganz grob unterteilen in Ablagerung durch Gravitations- und Windwirkung („fall out“) und in Ablagerung durch Niederschlag („wash out“). Zur Beschreibung der trockenen Ablagerung, d. h. des „fall out“, führt man die Ablagerungsgeschwindigkeit v_g ein als das Verhältnis der Zahl der pro Flächen- und Zeiteinheit abgelagerten Teilchen zur Zahl der pro Volumeneinheit in der Wolke dicht über dem Boden enthaltenen Teilchen. Wenn die Turbulenz der Atmosphäre und folglich die windbedingte Ablagerung gering ist, wird die Ablagerungsgeschwindigkeit mit der mittels aerodynamischer Methoden berechneten Sinkgeschwindigkeit der Teilchen übereinstimmen; im allgemeinen ist die Ablagerungsgeschwindigkeit jedoch von der Sinkgeschwindigkeit verschieden. Wenn man sich auf das Studium der Verhältnisse in einiger Entfernung von der Quelle beschränkt, in der größere, schnell fallende Teilchen nicht mehr in der Wolke enthalten sind, dann kann man annehmen, daß die Ablagerung nur in der Schicht der Wolke erfolgt, die an den Erdboden grenzt. Man erhält also für die Ablagerung pro Flächeneinheit und pro Zeiteinheit den Ausdruck

$$w(x, y, t) = v_g \chi_a(x, y, t). \quad (6.2.8-1)$$

Dabei ist $\chi_a(x, y)$ die Konzentration am Boden bei Berücksichtigung der Ablagerung. Die Größe $\chi_a(x, y)$ kann man leicht durch Kontinuitätsüberlegungen ermitteln: Wir betrachten wieder eine momentane Punktquelle zum Zeitpunkt $t=0$ im Punkt $(0, 0, h)$ mit Gesamtemission Q_0 . Infolge der Ablagerung bleibt nicht die Menge Q_0 der diffundierenden Substanz in der Wolke, sondern das Q in Gl. (6.2.2-1) wird eine Funktion der Zeit t . Durch Integration der Ablagerung $w(x, y)$ über x und y und Gleichsetzung dieses Integrals mit der zeitlichen Abnahme von $Q(t)$ erhält man

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_g Q(t) \chi_0^M(x, y, t) dx dy \\ &= \frac{2 v_g Q(t) e^{-h^2/C_z^2 (\bar{u} t)^{2-n}}}{\pi^{\frac{1}{2}} C_z (\bar{u} t)^{(2-n)/2}} \end{aligned} \right\} \quad (6.2.8-2)$$

Folglich ist

$$Q(t) = Q_0 \exp \left\{ - \int_0^{\bar{u} t} k(s) ds \right\} = Q_0 r(\bar{u} t) \quad (6.2.8-3)$$

mit

$$k(s) = 2 v_g \frac{e^{-h^2/C_z^2 s^{2-n}}}{(\pi)^{\frac{1}{2}} C_z \bar{u} s^{(2-n)/2}}. \quad (6.2.8-4)$$

Es ist im folgenden zweckmäßiger, den Effekt der Ablagerung ∇ auf die Ausbreitungsfunktion abzuwälzen, d. h. zu setzen

$$\chi_a^M(x, y, t) = Q_0 \chi_{a0}^M(x, y, t) \quad (6.2.8-5)$$

mit

$$\chi_{a0}^M(x, y, t) = r(\bar{u} t) \chi_0^M(x, y, t) \quad (6.2.8-6)$$

mit $r(\bar{u} t)$ nach Gl. (6.2.8-3).

Damit kann man auch die Ausdrücke für kontinuierliche Quellen und für Zeitintegrale der Konzentration gewinnen. Macht man bei der Integration die gleiche Näherung wie in 6.2.2., so erhält man für die Funktion $J_a(x, y)$, die bei Berücksichtigung von Ablagerungseffekten an die Stelle der Funktion $J_a(x, y)$ tritt, den Ausdruck

$$J_a(x, y) = r(x) \cdot J(x, y) \quad (6.2.8-7)$$

und damit beispielsweise für das Zeitintegral der Konzentration im Punkte $(x, y, 0)$ den Wert

$$I_a(x, y) = r(x) Q_0 J(x, y) = r(x) I(x, y). \quad (6.2.8-8)$$

Die gesamte Ablagerung pro Flächeneinheit in der Umgebung des Punktes $(x, y, 0)$ ist offenbar gleich $v_g I_a(x, y)$. Betrachten wir den Spezialfall, daß sich die ursprüngliche Quelle auf dem Erdboden befand ($h=0$), so können wir die Integration $\int k(s) ds$ mühelos ausführen; wir erhalten dann für die Gesamt-ablagerung $W(x, y)$ in der Umgebung von $(x, y, 0)$ den Ausdruck

$$\left. \begin{aligned} W(x, y) &= \frac{2 Q_0 v_g}{\bar{u} \pi C_y C_z x^{2-n}} \times \\ &\times \exp \left\{ -4 v_g x^{n/2} / n \bar{u} C_z \pi^{\frac{1}{2}} - \right. \\ &\left. - y^2 / C_y^2 x^{2-n} \right\} [C/m^2]. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.8-9)$$

Von Interesse ist die Ablagerungsgeschwindigkeit, die in einer vorgegebenen Entfernung x von der Quelle maximale Ablagerung bewirkt. Sie ist

$$v_g = n \bar{u} \pi^{\frac{1}{2}} C_z / 4 x^{n/2}. \quad (6.2.8-10)$$

Setzt man diesen Wert in (6.2.8-9) ein, so erhält man als Maximalkonzentration am Boden infolge Ablagerung

$$W_{\max} = \frac{n Q_0}{2 e \pi^{\frac{1}{2}} C_y x^{2-(n/2)}}. \quad (6.2.8-11)$$

Übrigens hat sich gezeigt, daß die Werte v_g , die $W(x, y)$ in dem interessierenden Gebiet (bis etwa 15 km) maximieren, für die üblichen Werte der Faktoren C_z , n und \bar{u} durchaus in den Bereich fallen, der durch Ablagerungsexperimente abgesteckt wurde.

Im Falle des „wash out“ muß man zwischen der Wirkung eines plötzlichen Wolkenbruchs, der alle in der Luft befindlichen Schwebeteilchen zu Boden spült, und der eines normalen andauernden Regens unterscheiden. Wir gehen aus von der Verallgemeinerung der Gl. (6.2.2-1) für Punkte $z > 0$, denn im Gegensatz zur trockenen Ablagerung, die nur die bodennahen Schichten der Wolke betrifft, wirkt der „wash out“ auf alle Teile der Wolke in gleicher Weise. Die Verallgemeinerung der Gl. (6.2.2-1) lautet

$$\left. \begin{aligned} \chi^M(x, y, z, t) &= \frac{Q \left\{ e^{-(z-h)^2/C_z^2 (\bar{u} t)^{2-n}} - e^{-(z+h)^2/C_z^2 (\bar{u} t)^{2-n}} \right\}}{\pi^{\frac{1}{2}} C_x C_y C_z (\bar{u} t)^{3(2-n)/2}} \times \\ &\times g_t(x, y) \end{aligned} \right\} \quad (6.2.8-12)$$

mit

$$g_t(x, y) = \exp \left\{ -(\bar{u} t)^{n-2} [(x - \bar{u} t)^2 / C_x^2 + y^2 / C_y^2] \right\}.$$

Die Ablagerung infolge eines Gewitterregens beträgt dann

$$\left. \begin{aligned} W_t(x, y) &= \int_0^{\infty} \chi^M(x, y, z, t) dz = \frac{Q}{\pi C_x C_y (\bar{u} t)^{2-n}} g_t(x, y), \end{aligned} \right\} \quad (6.2.8-13)$$

wenn t der Zeitraum ist, der zwischen der Emission der Menge Q und dem Einsetzen des Regens liegt. Für eine kontinuierliche Punktquelle erhält man im gleichen Fall

$$W(x, y) = \frac{Q}{\pi^{1/2} C_y \bar{u} x^{(2-n)/2}} \exp(-y^2/C_y^2 x^{2-n}). \quad (6.2.8-14)$$

Der Effekt kontinuierlichen Regens macht sich dagegen ähnlich bemerkbar wie der des radioaktiven Zerfalls und führt zu einer zeitlichen Abnahme der in der Wolke enthaltenen Menge gemäß $Q = Q_0 e^{-\lambda t}$; dabei hängt die Eliminationskonstante λ von der Stärke des Regens und der Größe der Schwebeteilchen ab. Es gilt

$$w(x, y, t) = A \int_0^\infty \chi_r^M(x, y, z, t) dz, \quad (6.2.8-15)$$

wobei χ_r^M nach Gl. (6.2.7-1) (mit λ statt λ) aus $\chi^M(x, y, z, t)$ zu berechnen ist. Die Gesamtablagerung im Punkt (x, y) der Erdoberfläche ergibt sich durch Integration von $w(x, y, t)$ über t zu

$$W(x, y) = \frac{A Q_0 e^{-\lambda x/\bar{u}}}{\pi^{1/2} C_y \bar{u} x^{(2-n)/2}} \exp(-y^2/C_y^2 x^{2-n}). \quad (6.2.8-16)$$

Die maximale Ablagerung in einer vorgegebenen Entfernung x ergibt sich für

$$A = \bar{u}/x. \quad (6.2.8-17)$$

Für Windgeschwindigkeiten um 5 m/sec und Entfernungen bis etwa 15 km entsprechen solche A -Werte, die der Gl. (6.2.8-17) genügen, etwa dem Fall von etwa 5μ großen Schwebeteilchen und mittleren Werten für den Regen. Allgemein ist A als Funktion von Teilchendurchmesser und Intensität des Regens aus einer graphischen Darstellung in AERE HP/R 1261 (CHAMBERLAIN) zu entnehmen, die auch in AECU3066 [23] wiedergegeben ist.

Für A nach (6.2.8-17) und $y=0$ ergibt sich aus (6.2.8-16)

$$W_{max} = \frac{Q_0}{e \pi^{1/2} C_y x^{2-(n/2)}}. \quad (6.2.8-18)$$

Dieser Wert liegt also um genau den Faktor $2/n$ über dem bei trockener Ablagerung ermittelten Maximalwert, d.h. fast um eine Größenordnung höher.

Aus den so gewonnenen Werten für die Ablagerung W der Aktivitäten ergibt sich [23] für ein natürliches Gemisch von Spaltprodukten die Gamma-Dosisleistung in etwa 1 m Höhe über dem Erdboden durch Multiplikation mit dem Faktor 10 (r/h)/(C/m²). Bei dieser Abschätzung wurden die Abschirmeffekte der Unebenheiten des Erdbodens vernachlässigt.

Weitere Anhaltspunkte zur Beurteilung der Ablagerungseffekte liefert die Tabelle 2 von CHAMBERLAIN und MEGAW [17] (hier Tabelle 6.2.8/1); die Daten beziehen sich ebenfalls auf das natürliche Gemisch.

Eingehender sind diese Fragen (Milch-Kontamination, Einschränkung der landwirtschaftlichen Nutzung des Bodens) in dem zusammenfassenden Bericht über die Auswirkungen des Windscale-Unfalls [26] behandelt worden.

6.3. Die Inhalationsdosis

Als Inhalationsdosis werden die dem kritischen Organ einer Person während eines und als Folge eines Aufenthalts in einer radioaktiv verseuchten Atmo-

Tabelle 6.2.8/1. Wirkungen der Aktivitätsablagerung

Kontamination W , ein Tag nach dem Unfall (C/m ²)	Auswirkung und notwendige Gegenmaßnahmen
0,2	Personen im Freien erhalten etwa 25 r innerhalb von 12 h; sofortige Evakuierung nötig
10 ⁻²	Lebensmittel, Wasser und Boden stark kontaminiert; Ansammlung von Radionukliden im Körper. Evakuierung notwendig; keine wesentliche Strahlenbelastung mehr von außen bei überwiegendem Aufenthalt in Gebäuden
10 ⁻³	Evakuierungsgrenze; eventuelle Einschränkungen für die landwirtschaftliche Nutzung des Bodens. Milch teilweise noch stark kontaminiert
10 ⁻⁴	Wahrscheinliche Grenze gefährlicher Milchkontamination

sphäre zugeführte Dosis bezeichnet, einerlei, ob sie dabei durch Strahlung von außen (durch die Haut) oder durch die Strahlung inkorporierter Substanzen bewirkt wird. Charakteristisch für die Inhalationsdosis, die man vielleicht besser als „Wolkendosis“ bezeichnen sollte, ist also ein direkter Aufenthalt der betreffenden Person in der radioaktiven Wolke.

6.3.1. Die Inhalationsdosis bei einem einmaligen Ausstoß. Wird bei einem einmaligen Ausstoß die Aktivitätsmenge A_i eines Radionuklids der Dosiskonstanten g_i freigesetzt, und zwar zum Zeitpunkt $t=0$ im Punkt $(0, 0, h)$, so ergibt dies im Zeitpunkt t im Punkt $(x, y, 0)$ eine Aktivitätskonzentration

$$\chi^M(x, y, t) = A_i e^{-\lambda_i t} \chi_0^M(x, y, t). \quad (6.3.1-1)$$

(λ_i = Zerfallskonstante des betrachteten Nuklids, χ_0^M nach Gl. (6.2.2-1)). Die dadurch bedingte Dosis auf das kritische Organ als Folge eines Aufenthalts der Zeitdauer dt im Punkt $(x, y, 0)$ zur Zeit t ist dann, entsprechend der Definition der Dosiskonstanten g_i , gegeben durch

$$g_i \chi^M(x, y, t) dt = G_i(t) \chi_0^M(x, y, t) dt \quad (6.3.1-2)$$

mit $G(t) = g_i A_i \exp(-\lambda_i t)$. Integration über die gesamte Aufenthaltsdauer der betreffenden Person in dem betrachteten Punkt liefert dann die dort erhaltene Inhalationsdosis. Ist der Aufenthalt in dem Punkt lang gegenüber der Zeit, die die Wolke zum Vorüberziehen braucht, so kann man die Zeitintegration bis ∞ erstrecken; man erhält also die Gesamt-Inhalationsdosis $D(x, y)$

$$D(x, y) = G_i(x/\bar{u}) J(x, y) \quad (6.3.1-3)$$

mit $J(x, y)$ nach Gl. (6.2.2-9). Für ein Gemisch verschiedener Radionuklide erhält man unter der in Kapitel 3 näher diskutierten Annahme der Aktivität von Strahlungsdosen, die von verschiedenen Nukliden herrühren, den Ausdruck

$$D(x, y) = G(x/\bar{u}) J(x, y) \quad (6.3.1-4)$$

mit

$$G(x/\bar{u}) = \sum_i G_i(x/\bar{u}).$$

6.3.2. Die Inhalationsdosis bei einem kontinuierlichen Ausstoß. Ist im Gebäude am Anfang ($t=0$) eine Aktivität A_{i_0} eines Radionuklids vorhanden, und wird pro Zeiteinheit davon der Bruchteil c über den Schornstein (Höhe h) nach außen abgegeben, so beträgt die

Aktivitätskonzentration in $(x, y, 0)$ zur Zeit t nach (6.2.2-8) und (6.2.7-3)

$$\left. \begin{aligned} \chi^k(x, y, t) &= c A_i(t - x/\bar{u}) \times \\ &\times \exp(-\lambda_i x/\bar{u}) J(x, y) \quad [\text{C/m}^3] \quad \text{mit} \\ A_i(t - x/\bar{u}) & \\ &= A_{i0} \exp\{-(\lambda_i + c)(t - x/\bar{u})\}. \end{aligned} \right\} \quad (6.3.2-1)$$

Nun ist praktisch immer die Beziehung $1/c \gg x/\bar{u}$ erfüllt; folglich kann man $\exp(-\lambda_i x/\bar{u})$ ersetzen durch $\exp\{-(\lambda_i + c)x/\bar{u}\}$; damit erhält man dann einfach

$$\chi^k(x, y, t) = c A_i(t) J(x, y). \quad (6.3.2-2)$$

Multipliziert man wieder mit g_i und integriert über t bis zur Aufenthaltsdauer T , so erhält man als Folge des Aufenthalts der Dauer T im Punkte $(x, y, 0)$ die Dosis

$$\left. \begin{aligned} D_T(x, y) &= g_i a_i(T) A_{i0} J(x, y) \\ &= G_{i,e}(T) J(x, y). \end{aligned} \right\} \quad (6.3.2-3)$$

Dabei ist

$$a_i(T) = c \int_0^T \exp\{-(\lambda_i + c)t\} dt$$

der Ausflußfaktor bis zum Zeitpunkt T und $G_{i,e}(T) = g_i a_i(T) A_{i0}$ der Gefährdungsausfluß bis zum Zeitpunkt T .

Für Gemische verschiedener Radionuklide erhalten wir wieder

$$D_T(x, y) = G_e(T) J(x, y) \quad (6.3.2-4)$$

mit

$$G_e(T) = \sum_i G_{i,e}(T).$$

Man beachte, daß diesen Ergebnissen die Annahme konstanter Windrichtung, Windgeschwindigkeit und Diffusionsparameter innerhalb des betrachteten Zeitintervalls T zugrunde liegt. Durch solche Annahmen überschätzt man im allgemeinen die Konsequenzen eines Unfalls. Im nächsten Kapitel werden wir versuchen, etwas realistischere Annahmen auf Grund statistischer Überlegungen zu begründen.

6.4. Die bei γ -strahlenden Gasen außerhalb der Wolke auftretende Strahlenbelastung

Infolge der relativ großen Reichweite der Gamma-Strahlung können auch Personen von den Wirkungen radioaktiver Gase betroffen werden, die nicht in den Bereich der eigentlichen Wolke gelangen. Um den Wert dieser Strahlungsdosis zu ermitteln, brauchen wir nur den Beitrag jedes einzelnen Volumenelementes dV der Wolke zu ermitteln und diese Beiträge anschließend zu addieren. Ist \vec{r} der Radiusvektor, der zum Aufpunkt zeigt, und \vec{r}' der Radiusvektor zum Quellpunkt, so gilt mit $r = |\vec{r} - \vec{r}'|$ für den Gammafluß (Zahl der Gammas/cm² sec)

$$d\Phi = B_r G(r) \chi_G(x', y', z', t) dV. \quad (6.4-1)$$

Dabei ist B_r der Build-Up-Faktor der Luft für die Entfernung r und die Energie der betreffenden Gamma-Strahlung (wir betrachten monochromatische Gamma-Strahlung; der allgemeine Fall ergibt sich dann durch Addition der einzelnen monoenergetischen Komponenten), $G(r) = \exp(-\mu r)/4\pi r^2$ der Ausbreitungskern der ungestreuten Gamma-Strahlung, μ der totale Absorptionskoeffizient der Luft und $\chi_G(x', y', z', t)$

die Zahl der pro Volumeneinheit und Zeiteinheit zur Zeit t in der Umgebung des Punktes (x', y', z') emittierten Gammas, also

$$\chi_G(x', y', z', t) = 3,7 \cdot 10^{10} n \chi_r(x', y', z', t), \quad (6.4-2)$$

wenn n die Zahl der pro Zerfall gebildeten Gamma-Quanten und $\chi_r(x', y', z', t)$ die aus der Diffusion der radioaktiven Wolke folgende Aktivitätskonzentration in Curies pro Volumeneinheit ist. Der Build-Up-Faktor der Luft kann in dem Gebiet der Gamma-Energien, das in diesem Zusammenhang von Bedeutung ist, näherungsweise dargestellt werden durch

$$B_r = 1 + (\mu r) + \frac{(\mu r)^2}{7 E^{2,4}} \quad (E \text{ in MeV}). \quad (6.4-3)$$

Durch Integration der Gl. (6.4-1) und Multiplikation mit dem Umrechnungsfaktor von Gamma-Fluß zu Dosisleistung ergibt sich die Dosisleistung im Punkt $(x, y, 0)$ zur Zeit t . Durch Integration über die Expositionszeit erhält man dann die Gesamtdosis. Die Rechnungen sind im einzelnen von HOLLAND [20] durchgeführt worden; das Ergebnis ist in einigen graphischen Darstellungen in AECU 3066 [23] enthalten, die in Abb. 6 und 7 wiedergegeben sind.

Beispiel: Beim Brookhaven-Graphit-Reaktor (28 MW) werden mit der Kühlluft 7000 C A⁴¹ pro Tag ausgestoßen [27], also etwa 300 C/h. Bei einer Schornsteinhöhe von 100 m und Normalwetterlage ergibt das eine Dosisleistung am Boden von etwa 1 mr/h in einer Entfernung von 1000 m vom Schornstein.

6.5. Zusammenfassung zu Kapitel 6

Die atmosphärische Ausbreitung von Verunreinigungen, die zu einem bestimmten Zeitpunkt und an einem bestimmten Ort ausgestoßen wurden, läßt sich angenähert durch die Sutton-Formel Gl. (6.2.2-1) beschreiben. Die Sutton-Formel gibt die Konzentration der Verunreinigung als Funktion der Zeit und des Abstandes von der Quelle an. Für einen kontinuierlichen Ausstoß gilt für die Konzentration statt der Gl. (6.2.2-1) die Gl. (6.2.2-8). Das Zeitintegral der Konzentration ist sowohl für den momentanen wie auch für den kontinuierlichen Ausstoß gegeben durch Gl. (6.2.2-4). Die meteorologischen Bedingungen gehen nur in den meteorologischen Ausbreitungsfaktor J ein, den man der Tabelle 6.2.3/3 und den Kurven Abb. 1–4 sowie dem Nomogramm Abb. 5 entnehmen kann. Durch Multiplikation von Gefährdungsausfluß G_e und Ausbreitungsfaktor J erhält man die Inhalationsdosis. Der Ausfluß der Gamma-Strahlung der „Wolke“ auf einen Beobachter, der sich außerhalb der Wolke befindet, ist mit Hilfe von Nomogrammen Abb. 6 und 7 zu ermitteln. Eventuelle Ablagerungseffekte kann man mit den in 6.2.8. beschriebenen Methoden abschätzen.

7. Ansätze zu einer statistischen Behandlung von Sicherheitsproblemen

Will man Aussagen über die Konsequenzen von Reaktorunfällen machen, so begegnet man großen Unsicherheiten, sowohl was Ausmaß und zeitlichen Ablauf des zu erwartenden Unfalls betrifft, als auch hinsichtlich der zu dem betreffenden Zeitpunkt herrschenden meteorologischen Verhältnisse. Infolgedessen ist man meist auf pessimistische Abschätzungen an-

gewiesen; man beschränkt sich darauf, eine obere Schranke der Unfallfolgen anzugeben, die allerdings manchmal unrealistisch hoch sein kann. Infolgedessen wäre es befriedigender, statistische Methoden zu entwickeln, die es gestatten, sich ein

deutung, wenn man die Belastung der umliegenden Bevölkerung durch kontinuierliche Abgabe von Aktivitäten beim Normalbetrieb abschätzen will. Bei der Anwendung statistischer Methoden muß man zwei Fälle unterscheiden, nämlich den Fall

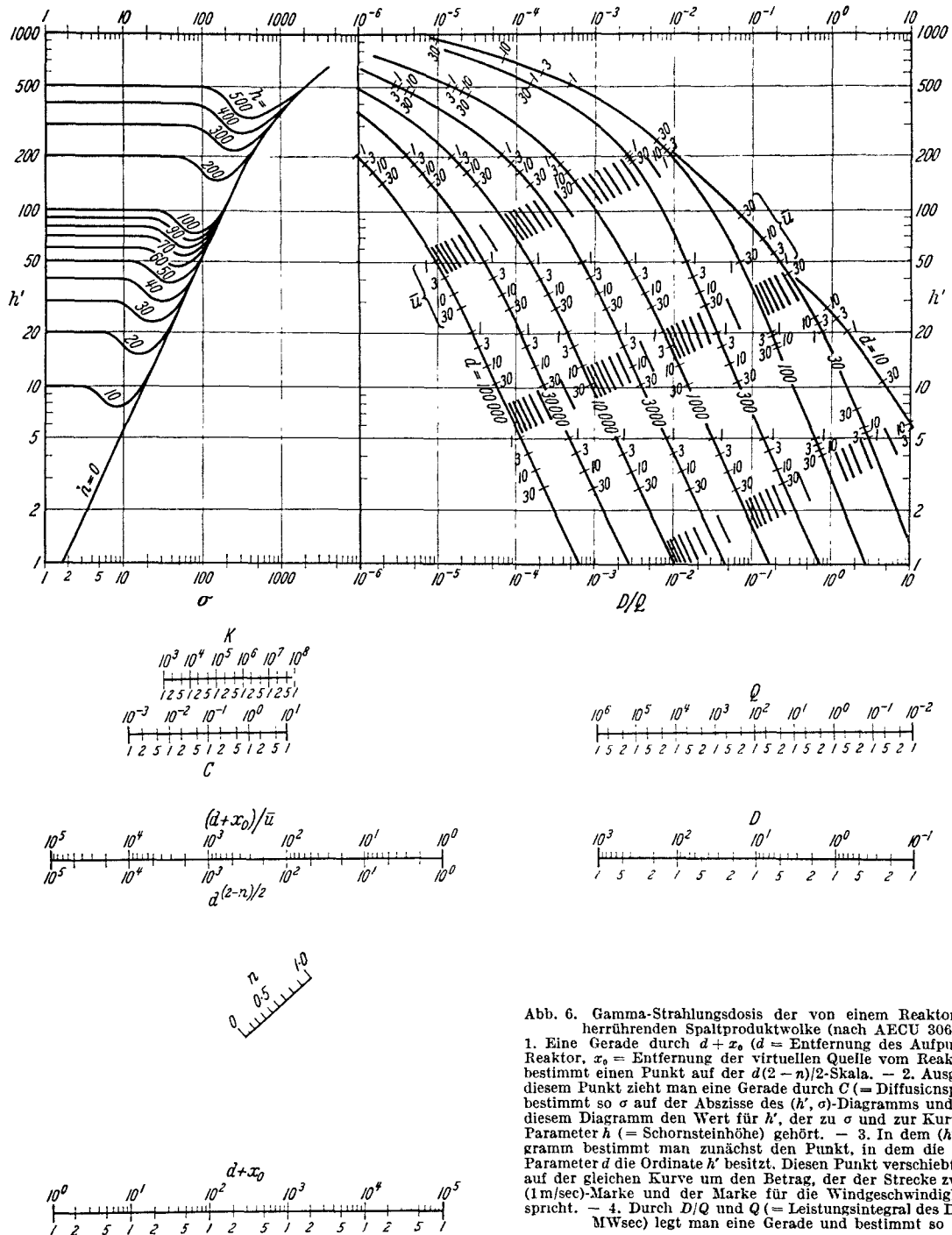


Abb. 6. Gamma-Strahlungsdosis der von einem Reaktordurchgang herrührenden Spaltproduktwolke (nach AECU 3066).
 1. Eine Gerade durch $d+x_0$ (d = Entfernung des Aufpunktes vom Reaktor, x_0 = Entfernung der virtuellen Quelle vom Reaktor) und n bestimmt einen Punkt auf der $d(2-n)/2$ -Skala. — 2. Ausgehend von diesem Punkt zieht man eine Gerade durch C (= Diffusionsparameter), bestimmt so σ auf der Abszisse des (h', σ) -Diagramms und erhält aus diesem Diagramm den Wert für h' , der zu σ und zur Kurve mit dem Parameter h (= Schornsteinhöhe) gehört. — 3. In dem $(h', d/Q)$ -Diagramm bestimmt man zunächst den Punkt, in dem die Kurve mit Parameter d die Ordinate h' besitzt. Diesen Punkt verschiebt man dann auf der gleichen Kurve um den Betrag, der der Strecke zwischen der (1m/sec)-Marke und der Marke für die Windgeschwindigkeit \bar{u} entspricht. — 4. Durch D/Q und Q (= Leistungsintegral des Durchgangs, MWsec) legt man eine Gerade und bestimmt so D .

genaueres Bild der Konsequenzen eines solchen Unfalls zu verschaffen. Ein solches Vorgehen erscheint gerade dort sinnvoll, wo infolge eines Unfalls Aktivität längere Zeit hindurch an die Umgebung abgegeben wird, so daß die betrachteten Gesamtdosen als Ergebnis einer zeitlichen Integration weniger streuen, da im allgemeinen hierbei ein zeitlicher Mittelungsprozeß wirksam wird. Ebenso sind diese Verfahren von Be-

momentanen Ausstoßes, bei dem die Inhalationsdosis durch die momentan herrschende Wetterlage bestimmt wird, die man während des Ausbreitungsvorganges als unverändert annehmen kann, und andererseits den Fall eines sich über längere Zeit erstreckenden kontinuierlichen Ausflusses, bei dem sich auch die Wetterlage nach statistischen Gesetzmäßigkeiten ändert. Der erste Fall kann mit den Methoden der konventionellen

Wahrscheinlichkeitsrechnung prinzipiell gelöst werden; darüber liegen bereits mehrere Arbeiten vor [19], [21]. Der zweite Fall, der die Theorie der stochastischen Prozesse voraussetzt, ist wesentlich schwieriger; dieser Fall ist bisher noch nicht behandelt worden.

7.1. Einmaliger, momentaner Ausstoß

Wir führen als Koordinaten in der Ebene statt x, y (wie in Kapitel 6) die Polarkoordinaten r, φ ein, wobei r der Abstand des Aufpunktes vom Reaktor bzw. vom Schornstein ist und φ der Winkel, den der Radius-

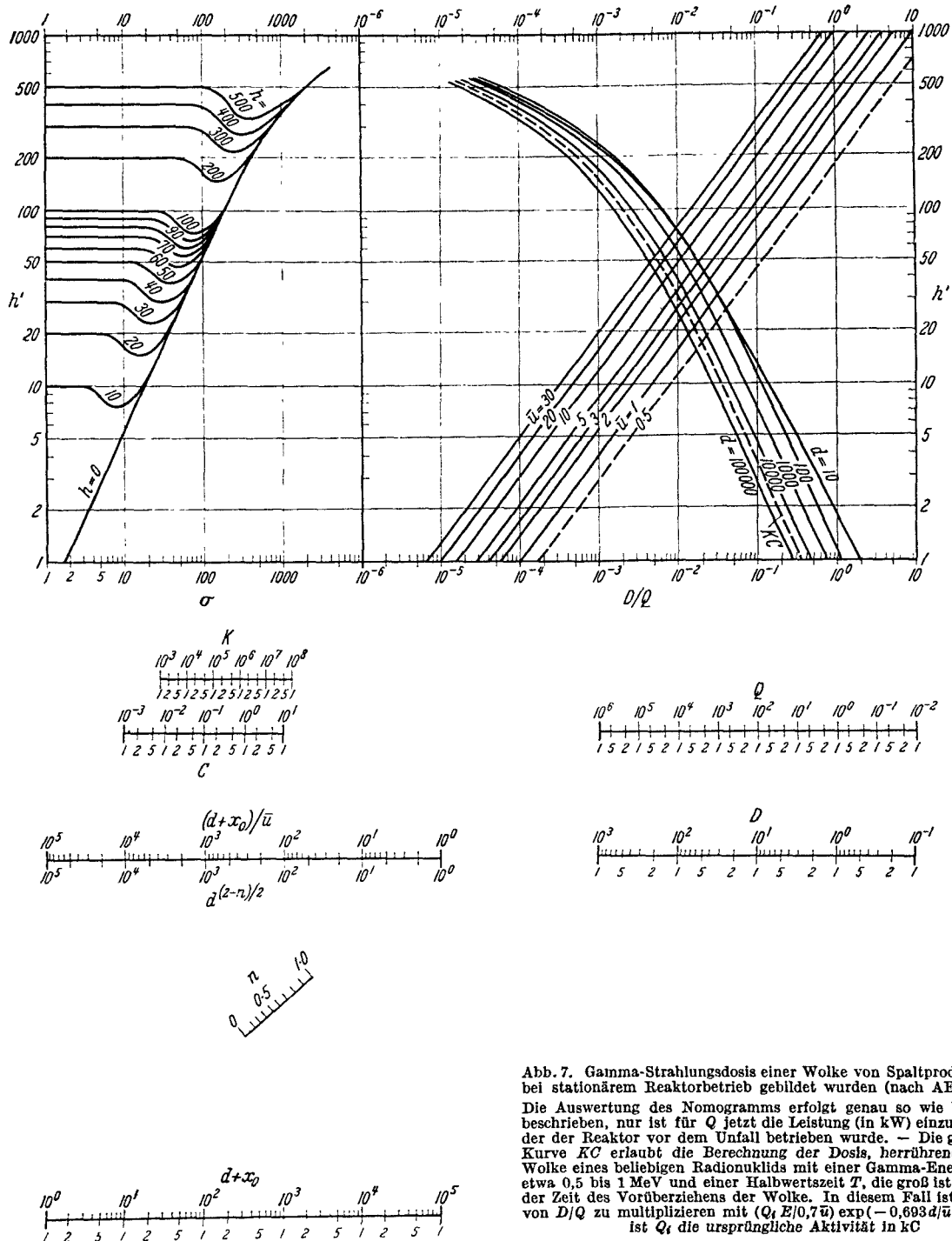


Abb. 7. Gamma-Strahlungsdosis einer Wolke von Spaltprodukten, die bei stationärem Reaktorbetrieb gebildet wurden (nach AECU 3066). Die Auswertung des Nomogramms erfolgt genau so wie bei Abb. 6 beschrieben, nur ist für Q jetzt die Leistung (in kW) einzusetzen, bei der der Reaktor vor dem Unfall betrieben wurde. — Die gestrichelte Kurve KC erlaubt die Berechnung der Dosis, herrührend von der Wolke eines beliebigen Radionuklids mit einer Gamma-Energie E von etwa 0,5 bis 1 MeV und einer Halbwertszeit T , die groß ist gegenüber der Zeit des Vorüberziehens der Wolke. In diesem Fall ist der Wert von D/Q zu multiplizieren mit $(Q_1 E/0,7 \bar{u}) \exp(-0,693 d/\bar{u} T)$. Dabei ist Q_1 die ursprüngliche Aktivität in kC

Es sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß die statistische Beschreibung nur sinnvoll auf den Ausbreitungsvorgang angewandt werden kann; Aussagen über die Wahrscheinlichkeiten maximaler Reaktorunfälle entbehren dagegen im allgemeinen einer empirischen Grundlage und überschreiten somit die Grenzen einer fundierten statistischen Theorie.

vektor mit einer beliebig festgelegten Richtung $\varphi=0$ bildet. θ sei der Winkel zwischen der gerade herrschenden Windrichtung und der Richtung $\varphi=0$. Die Größe $D(x, y)$, die Inhalationsdosis, geht dann über in

$$D(r, \varphi - \theta), \text{ oder } D(r, \varphi - \theta, \bar{u}, m),$$

wenn wir die Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit und den meteorologischen Parametern n ,

C_y und C_z , die wir zusammenfassend mit m bezeichnen, explizit zum Ausdruck bringen wollen.

Die Bevölkerungsdichte in der Umgebung des Aufpunktes bezeichnen wir mit $S(r, \varphi)$.

Wir geben einen Dosiswert D_0 vor und berechnen einen zugehörigen Radius $R(D_0, \varphi - \Theta, \bar{u}, m)$ aus

$$D_0 = D(R, \varphi - \Theta, \bar{u}, m), \quad (7.1-1)$$

sofern nicht $D < D_0$ für alle Werte von r ist; im letzteren Fall setzen wir R gleich null. Der so bestimmte Radius R hat die Eigenschaft, daß im Bereich $r < R$ die Dosis D_0 überschritten wird, während sie für $r > R$ nicht erreicht wird (wir sehen hier der Einfachheit halber von Schornsteineffekten ab!). Damit ist

$$Z(D_0, \Theta, \bar{u}, m) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R r dr S(r, \varphi) \quad (7.1-2)$$

die Zahl der Personen, die bei Windrichtung Θ , Windgeschwindigkeit \bar{u} und durch m charakterisierten meteorologischen Bedingungen eine Dosis von D_0 oder mehr Röntgen erhalten. Ist weiter $p(\bar{u}, \Theta, m)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte für die durch \bar{u} , Θ und m charakterisierte Wetterlage, normiert gemäß

$$\iiint p(\bar{u}, \Theta, m) d\bar{u} d\Theta dm = 1, \quad (7.1-3)$$

so ergibt sich als mittlere Anzahl von Personen, die eine Dosis von D_0 oder mehr erhalten, der Ausdruck

$$\bar{Z}(D_0) = \iiint Z(D_0, \Theta, \bar{u}, m) p(\bar{u}, \Theta, m) d\bar{u} d\Theta dm. \quad (7.1-4)$$

Für die kumulative Häufigkeitsverteilung $F(z)$, d.h. der Wahrscheinlichkeit, daß die Zahl der betroffenen Personen unter z liegt, ergibt sich

$$F(z) = \iiint_{Z(D_0, \Theta, \bar{u}, m) \leq z} p(\bar{u}, \Theta, m) d\bar{u} d\Theta dm. \quad (7.1-5)$$

In der Arbeit von GOMBERG [21] wird hinsichtlich der Wetterlage m eine Dreipunktverteilung gewählt, d.h. alle Wetterlagen nach den beobachteten Temperaturgradienten in drei Kategorien eingeteilt, nämlich (1) Inversion (alle positiven Gradienten), (2) schwacher Abfall (Temperaturgradienten von 0 bis -10°C/km), (3) starker Abfall (alle Gradienten, die stärker negativ als -10°C/km). Innerhalb der einzelnen Kategorien wurde dann mit festen meteorologischen Parametern gerechnet. Außerdem wurde innerhalb der Kategorien die Windgeschwindigkeit als fest angenommen, d.h. für die konditionale Wahrscheinlichkeit von \bar{u} hinsichtlich m eine Einpunktverteilung postuliert. Die angenommenen Werte sind im Fall (1) $\bar{u} = 2 \text{ m/sec}$, $n = 0,60$, $C_y = C_z = 0,22 \text{ m}^{n/2}$, im Fall (2) $\bar{u} = 5 \text{ m/sec}$, $n = 0,30$, $C_y = C_z = 0,28 \text{ m}^{n/2}$ und schließlich im Fall (3) $\bar{u} = 6 \text{ m/sec}$, $n = 0,22$, $C_y = C_z = 0,30 \text{ m}^{n/2}$.

7.2. Kontinuierlicher Ausfluß

Während der Zeitdauer, in der der Hauptteil der Aktivität aus dem Gebäude ausfließt, bleiben im allgemeinen Windrichtung Θ , Windgeschwindigkeit \bar{u} und meteorologische Parameter m nicht konstant, sondern sie weisen zeitliche Schwankungen statistischen Charakters auf; man bezeichnet derartige Funktionen, deren Werte für einen festen Zeitpunkt nicht festliegen, sondern nach Wahrscheinlichkeit verteilt sind, als stochastische Funktionen.

Die Werte $\Theta(t), \bar{u}(t), m(t)$ stellen also für $-\infty < t < \infty$ einen stochastischen Prozeß dar. Dieser Prozeß ist stationär, d.h. die kumulative Verteilungsfunktion $F(\Theta(t), \bar{u}(t), m(t))$ für einen beliebigen Zeitpunkt t hängt nicht mehr vom Wert ab. Ebenso hängt die Verteilungsfunktion

$$F_2(\Theta(t_1), \bar{u}(t_1), m(t_1), \Theta(t_2), \bar{u}(t_2), m(t_2)))$$

der meteorologischen Größen zu zwei verschiedenen Zeitpunkten t_1 und t_2 nur noch von der Differenz $t_2 - t_1$ ab usw. (vgl. DOOB [24]).

Durch den Prozeß $\{\Theta(t), \bar{u}(t), m(t); -\infty < t < \infty\}$ ist auch

$$J(r, \varphi; t) = J(x, y; \Theta(t), \bar{u}(t), m(t)) \quad (7.2-1)$$

als stationärer stochastischer Prozeß definiert. $J(r, \varphi; t)$ ist die Konzentration, die in einem Punkt mit den Koordinaten r, φ durch eine Einheitsquelle im Ursprung zur Zeit t hervorgerufen wird.

Im folgenden sei noch die Annahme gemacht, daß die Änderung der Wetterlage langsam erfolgt im Vergleich zu der Zeit, die bei dem Transport der Aktivität vom Schornstein zum Aufpunkt vergeht.

Die Dosisleistung zum Zeitpunkt t ist dann

$$d(r, \varphi, t) = cG(t)J(r, \varphi; t), \quad (7.2-2)$$

wenn $G(t)$ die zur Zeit t im Gebäude befindliche Gefährdung in der Gasphase ist und c die konstant gehaltene Leckrate, bedingt durch eine konstant gehaltene Druckdifferenz.

Der Prozeß $\{d(r, \varphi, t); 0 < t < \infty\}$ ist kein stationärer stochastischer Prozeß mehr, da der Unfall-Zeitpunkt $t = 0$ durch die Funktion $G(t)$ ausgezeichnet ist, die für $t < 0$ verschwindet und für $t > 0$ eine positive, monoton abnehmende Größe ist.

Wir sind interessiert am Integral

$$D(r, \varphi, T) = \int_0^T cG(t)J(r, \varphi; t) dt. \quad (7.2-3)$$

Dieses Integral ist ein stochastisches Integral, d.h. der Wert hängt für festes r, φ noch von der jeweils beobachteten Realisierung der Funktion $J(r, \varphi; t)$ ab.

Die Integration einer stochastischen Funktion $x(t)$ im Riemannschen Sinne wird analog zur üblichen Riemann-Integration definiert, indem man das Intervall $(0, T)$ in Teilintervalle $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_n$ teilt, mit $t_i \in \Delta_i$.

$$U_n(T) = \sum_i x(t_i) \Delta_i$$

ist dann eine stochastische Veränderliche, da jedes $x(t_i)$ es ist, und Glied einer Folge hinsichtlich n . Wenn

$$\lim_{n \rightarrow \infty} E \{ [U_n(T) - y(T)]^2 \} \rightarrow 0$$

gilt, bezeichnet man $y(T)$ als das Riemann-Integral (im Sinne mittlerer Konvergenz) von $x(t)$. Notwendige und hinreichende Bedingung für die Existenz dieses Integrals ist die Existenz des gewöhnlichen Doppelintegrals

$$\int_0^T \int_0^T R(t_1, t_2) dt_1 dt_2$$

mit $R(t_1, t_2) = E \{ x(t_1) x(t_2) \}$ (vgl. z.B. RAMAKRISHNAN [25]). Man kann ferner zeigen, daß Integration und Mittelwertbildung, d.h. die Operationen \int und E , im allgemeinen vertauschbar sind.

In unserem Fall ist also

$$\overline{D(r, \varphi, T)} = E(D) = \int_0^T cG(t) \cdot E\{J(r, \varphi; t)\} dt \left. \begin{aligned} &= \bar{J} \int_0^T cG(t) dt = \bar{J} a(T) G_0 \end{aligned} \right\} (7.2-4)$$

da

$$\bar{J} = E\{J(r, \varphi; t)\}$$

nicht mehr von t abhängt.

Entsprechend ergibt sich

$$\sigma_D^2 = E(D^2) - \bar{D}^2 \left. \begin{aligned} &= \int_0^T \int_0^T c^2 G(t) G(t') R_p(t-t') dt dt', \end{aligned} \right\} (7.2-5)$$

wobei

$$R_p(t-t') = E\{J(r, \varphi; t) J(r, \varphi; t')\} - \bar{J}^2 \quad (7.2-6)$$

die Autokorrelationsfunktionen von J im Punkte $P = (r, \varphi)$ ist, die wegen der Stationarität des J -Prozesses nur von der Differenz $t-t'$ abhängen kann.

Für die weitere Rechnung wollen wir annehmen, daß wir es nur mit einem einzigen Nuklid zu tun haben; damit erhalten wir eine einfache Zeitabhängigkeit $G(t) = G_0 e^{-kt}$ mit $k = \lambda + c$. Der allgemeine Fall kann dann wieder durch eine Überlagerung der von den einzelnen Nukliden erhaltenen Anteile behandelt werden. Damit erhalten wir aus Gl. (7.2-5)

$$E(D^2) = c^2 G_0^2 \int_0^T \int_0^T e^{-k(t+t')} R_p(t-t') dt dt' \\ = 2c^2 G_0^2 \int_0^T \int_0^T R_p(t-t') e^{-k(t+t')} dt dt'.$$

Mit $\tau = t-t'$ wird das Doppelintegral gleich

$$\int_0^T \int_0^{T-\tau} R_p(\tau) e^{-k\tau} e^{-2k t'} d\tau dt' \\ = \int_0^T \int_0^{T-\tau} R_p(\tau) e^{-k\tau} e^{-2k t'} dt' d\tau \\ = (1/2k) \int_0^T [1 - e^{-2k(T-\tau)}] R_p(\tau) e^{-k\tau} d\tau \\ = (1/2k) \int_0^T R(\tau) e^{-k\tau} d\tau - \\ - (1/2k) e^{-kT} \int_0^T e^{-k(T-\tau)} R_p(\tau) d\tau.$$

Wir können annehmen, daß die Korrelation $R_p(\tau)$ für große τ so stark verschwindet, daß

$$\int_0^\infty R(t) dt = t_{\text{cor}} \sigma_P^2 < \infty$$

ist. t_{cor} kann man als Korrelationsdauer interpretieren, d.h. als die Zeit, innerhalb derer die Korrelation noch wesentlich ist. σ_P^2 ist die Abkürzung für $R_p(0)$.

Dann ist $e^{-kT} \int_0^T e^{-k(T-\tau)} R_p(\tau) d\tau$ selbst für $k=0$ beschränkt, auch wenn T sehr groß wird. Ist $k \neq 0$, so verschwindet dieser Term für große T und wir erhalten für große T asymptotisch die Streuung

$$\sigma_D^2 = (c^2 G_0^2/k) \int_0^T R_p(\tau) e^{-k\tau} d\tau. \quad (7.2-7)$$

Die relative Abweichung vom Dosismittelwert ist also (für $T \gg 1/k$)

$$\sigma_D/\bar{D} = \sqrt{k \int_0^T R_p(\tau) e^{-k\tau} d\tau / \bar{J}} \left. \begin{aligned} &\leq \sqrt{k \int_0^\infty R_p(\tau) d\tau / \bar{J}} = (\sigma_P/\bar{J}) \sqrt{k t_{\text{cor}}}. \end{aligned} \right\} (7.2-8)$$

In der Ungleichung (7.2-8) gilt das Gleichheitszeichen, wenn gleichzeitig $T \gg t_{\text{cor}}$ und $k t_{\text{cor}} \ll 1$ erfüllt ist. Für sehr kurze Zeiten T oder wenn $k t_{\text{cor}} \gg 1$ ist dagegen $\sigma_D/\bar{D} = \sigma_P/\bar{J}$; dieser Wert liefert die obere Grenze für σ_D/\bar{D} ; bei einem Ausfluß, der sich über einen längeren Zeitraum erstreckt, wird die Schwankung durch den zeitlichen Mittelungsprozeß reduziert.

Die Größe der Korrelationszeit hängt vom betrachteten Schwankungsprozeß ab. Windschwankungen in einem kleinen Winkelintervall haben Korrelationszeiten von einigen Minuten; bei der Betrachtung der Windrichtung macht sich also sehr bald ein gewisser statistischer Mittelungsprozeß innerhalb des Winkelintervalls Δ bemerkbar. Andererseits können Wetterlagen über längere Zeiträume (mehrere Tage) bestehen und infolgedessen auch die Werte der meteorologischen Parameter und die Hauptwindrichtungen über diese Zeiträume korreliert sein. Daher sollte man bei Unfallbetrachtungen hinsichtlich dieser Größen keine mittleren Werte annehmen, sondern die Auswirkungen des Unfalls bei verschiedenen Wetterlagen getrennt untersuchen, wie dies ja auch in den vorhergehenden Kapiteln geschehen ist.

Eine explizite Darstellung für $\bar{J}(r, \varphi)$ bekommt man, wenn man die möglichen Wetterlagen in diskrete Gruppen $i (= 1, 2, \dots, m)$ einteilt, ähnlich wie in Abschnitt 7.1. Ist $f_i(\theta)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte, daß der Wind bei der Wetterlage i in die Richtung θ driftet, w_i die relative Häufigkeit der i -ten Wetterlage und $J_i(r, \varphi - \theta)$ der Ausbreitungskern bei der i -ten Wetterlage, so ist

$$\bar{J} = \sum_i w_i \int_0^{2\pi} f_i(\theta) J_i(r, \varphi - \theta) d\theta. \quad (7.2-9)$$

Nun ist $J_i(r, \varphi - \theta)$ praktisch nur in der Umgebung von $\varphi = \theta$ von null verschieden infolge des Faktors

$$\exp(-y^2/C_{yi}^2 x^{2-n_i}) \\ = \exp(-r^2 \sin^2(\varphi - \theta)/C_{yi}^2 r^{2-n_i} \cos^{2-n_i}(\varphi - \theta)) \\ \cong \exp(-r^{n_i}(\varphi - \theta)^2/C_{yi}^2).$$

Zieht man den langsam veränderlichen Faktor $f_i(\theta)$ mit $\varphi = \theta$ aus dem Integral, so wird

$$\bar{J} = \sum_i w_i f_i(\varphi) J_i(r, 0) C_{yi} \sqrt{\pi} r^{-n_i/2} \quad (7.2-10)$$

mit

$$J_i(r, 0) = 2/\pi C_{yi} C_{zi} \bar{u}_i r^{2-n_i}.$$

Also wird schließlich

$$\bar{J}(r, \varphi) = \sum_i 2w_i f_i(\varphi) \sqrt{\pi} C_{zi} \bar{u}_i r^{2-(n_i/2)}. \quad (7.2-11)$$

Der Ausdruck (7.2-11) gilt für Ausfluß in Höhe des Erdbodens; erfolgt der Ausfluß in einer Höhe h , so tritt hierzu der übliche Faktor

$$\exp(r^{n_i-2}) h^2/C_{zi}^2.$$

Meist schwankt selbst bei konstanter Wetterlage und konstanter Hauptwindrichtung der Wind noch in einem Intervall Δ . In diesem Fall muß man den bedingten Erwartungswert $\bar{J}(x)$ bilden, d.h. den Mittelwert von $J(x)$, den man erhält, wenn die momentane Windrichtung im Intervall Δ um die konstante Hauptwindrichtung schwankt. Man erhält ($w_i = 1$ und $f_i = \frac{1}{\Delta}$ in Gl. (7.2-11))

$$\bar{J}(x) = V J(x). \quad (7.2-12)$$

Der Faktor V , der das Ergebnis der statistischen Mittelung beschreibt, ist

$$V = \sqrt{\pi} C_y / \Delta x^{m/2}. \quad (7.2-13)$$

Im Falle der Normalwetterlage kann man $\Delta \approx 30^\circ \approx 0,5$ radian annehmen (vgl. AECU 3066 [23], Abschnitt 5.2), im Falle der Inversion $\Delta \approx 7,5^\circ \approx 0,125$ radian. Dann erhalten wir für V die Werte der Tabelle 7.2/1.

Tabelle 7.2/1. Statistischer Mittelungsfaktor V zur Berücksichtigung kleiner Winkelschwankungen

	x (km)					
	0,5	1,0	2,5	5,0	10	20
a) Normalwetterlage	0,36	0,34	0,31	0,28	0,26	0,24
b) Inversion	0,30	0,25	0,20	0,17	0,14	0,12

Will man also bei konstanter Hauptwindrichtung den Einfluß dieser kleineren Windschwankungen erfassen, so muß man den nach Gl. (6.2.2-4) berechneten Wert von J noch mit dem Faktor V multiplizieren, um den gemittelten Wert \bar{J} zu erhalten.

Wenden wir also diese Mittelung auf das Beispiel in Abschnitt (6.4) an, so reduziert sich die mittlere Dosisleistung auf 0,3 mr/Std.

7.3. Zusammenfassung zu Kapitel 7

Findet die Abgabe von Aktivitäten kontinuierlich in einem längeren Zeitraum statt, so werden statistische Mittelungsprozesse wirksam. Der wichtigste Mittelungsprozeß, der schon bei Ausströmzeiten von Stunden wirksam wird, wird verursacht durch kleine Windrichtungsänderungen bei konstanter Hauptwindrichtung. Man kann diesen Effekt durch Multiplikation der in Kapitel 6 ermittelten Inhalationsdosis mit einem Mittelungsfaktor V erfassen. Der Mittelungsfaktor V ist in Tabelle 7.2/1 dargestellt.

8. Beispiele

Im folgenden sollen die Ergebnisse der vorhergehenden Kapitel auf Sicherheitsüberlegungen bei Reaktoren verschiedener Leistung Anwendung finden. Dabei werden gewisse Unfall-Bedingungen zugrunde gelegt, die eventuell bei geeigneter technischer Auslegung der Reaktoren bereits den Rahmen eines maximal anzunehmenden Unfalls übersteigen können. Insofern sollen die Beispiele eher einen Hinweis für den notwendigen Sicherheitsaufwand geben, als Aussagen über die Sicherheit tatsächlich ausgeführter Reaktoranlagen machen.

Zunächst sei noch einmal zusammenfassend der grundsätzliche Berechnungsweg skizziert:

Es werde ein Reaktortyp einer bestimmten thermischen Leistung P [MW_{th}] vorgegeben und der maxi-

mal anzunehmende Unfall für diesen Reaktor spezifiziert, also insbesondere die Werte für die Freisetzungsfaktoren v und die inhärenten Filterfaktoren f_{inh} . Durch diese Daten, die außerhalb des Rahmens der Standortbetrachtung liegen, und die vom Reaktorhersteller angegeben werden müssen, ist die bei einem maximal anzunehmenden Unfall in die Gasphase gelangende Gefährdung G nach Gl. (3.3.3-1) bekannt. Die G -Werte für den Augenblick des Unfalls erhält man durch Multiplikation der Werte der Tabelle 3.1.3/1 mit der Reaktorleistung in MW_{th}. Im allgemeinen nimmt man für Sicherheitsüberlegungen einen 180-tägigen Dauerbetrieb bei Vollast vor dem Unfall an.

Besitzt der Reaktor keine dichte Hülle, oder nimmt man an, daß die Hülle beim Unfall zerstört wurde, so muß man den Ausflußfaktor $a_i = 1$ setzen, so daß effektiver Gefährdungsausfluß G_e gleich Anfangsgefahrung G wird. Sonst bestimmt sich der effektive Gefährdungsausfluß bis zu einem bestimmten Zeitpunkt T nach dem Unfall als Funktion der Hüllenleckrate c durch Multiplikation der Werte der Tabelle 4.2.4/1 mit der Reaktorleistung (in MW), den Freisetzungsfaktoren v und den effektiven Filterfaktoren f und anschließender Addition der so ermittelten Beiträge der Edelgase, Halogene und festen Spaltprodukte gemäß Gl. (4.2.4-4). Der ungefilterte Gefährdungsausfluß G_e^F der festen Spaltprodukte ist dabei aus Gl. (4.2.4-3) zu entnehmen; G_0^F ist wieder der Wert aus Tabelle 3.1.2/1, multipliziert mit der Reaktorleistung.

Kennt man den Gefährdungsausfluß, so erhält man durch Multiplikation mit $J(x, y)$ nach Gl. (6.3.2-4) die Inhalationsdosis, die eine Person als Ergebnis eines dauernden Aufenthalts im Punkt (x, y) vom Augenblick des Unfalls bis zum Zeitpunkt T nach dem Unfall erhält. Der meteorologische Ausbreitungsfaktor $J(x, y)$ ist nach Gl. (6.2.2-4) zu berechnen oder allgemein aus Abb. 5 zu bestimmen. Für Punkte, die direkt in Lee vom Reaktor liegen, kann man für die in Abschnitt 6.2.3. spezifizierten Wetterlagen $J(x, 0)$ der Tabelle 6.2.3/3 oder der Abb. 2 entnehmen. Diese Werte gelten für eine Schornsteinhöhe $h = 0$. Für Schornsteinhöhen $h \neq 0$ muß man die Werte der Tabelle 6.2.3/3 noch mit dem aus Abb. 4 für die entsprechende Wetterlage folgenden Schornsteinfaktor multiplizieren. Schließlich kann man den Einfluß kleinerer Windschwankungen durch Multiplikation des bisher erhaltenen Resultats mit dem aus Tabelle 7.2/1 zu entnehmenden Mittelungsfaktors berücksichtigen.

Die additiv hinzukommende Dosis der direkten Strahlung ermittelt man auf die in Abschnitt 4.4. beschriebene Weise.

8.1. Thermischer Forschungsreaktor vom wäßrig-homogenen Typ; Leistung $P = 0,05$ MW

Reaktoren dieses Typs weisen eine sehr hohe inhärente Stabilität infolge der großen Temperatur- und Leistungskoeffizienten der Reaktivität auf. Versuche haben gezeigt, daß eine Leistungsexkursion allein nicht zu einem Unfall größeren Ausmaßes führen kann. Als maximal anzunehmender Unfall wird eine Störung angenommen, bei der ein beträchtlicher Teil der hochaktiven Lösung aus dem Reaktorkern durch ein Bestrahlungsrohr ins Freie tritt (z.B. durch Korrosion bedingt). Dabei gehen die Edelgase in die

Luft über, ebenso ein Teil des Jods unter Aerosolbildung und eventuell einige kondensierbare Spaltprodukte. Dieser Prozeß des Übergangs in die Gasphase wird durch die Zerfallswärme der Spaltprodukte begünstigt. Es werde infolgedessen angenommen, daß nach 180d Reaktorbetrieb bei 50 kW sämtliche Spaltprodukte freigesetzt werden, und daß sämtliche Edelgase sowie 10% der Halogene und der festen Spaltprodukte in die Gasphase gelangen.

Die Konsequenzen eines derartigen Unfalls werden im folgenden bei Vorhandensein und bei Fehlen einer gasdichten Hülle untersucht.

8.1.1. Reaktor mit Druckschale. In der Halle werde ein Unterdruck Δp aufrechterhalten; in entsprechendem Maße wird über Filter und Schornstein Hallenluft abgeblasen. Der Ausstoß entspricht der Leckrate c der Halle bei der betrachteten Druckdifferenz Δp . Die Leckrate betrage im vorliegenden Fall 1% pro Stunde ($c=0,01 \text{ h}^{-1}$). Die technischen Filterfaktoren seien 10^{-4} für die festen Spaltprodukte (Absolutfilter in der Abluft) und 1 für die Halogene. Damit ergeben sich zusammen mit den angenommenen Werten von 10^{-1} für die inhärenten Filterfaktoren effektive Filterfaktoren $f_F=10^{-5}$, $f_H=10^{-1}$, $f_E=1$.

Wir fragen nun als erstes nach dem effektiven Gefährdungsausfluß in den ersten hundert Tagen nach dem Unfall. Aus Tabelle 4.2.4/1 sieht man, daß für $c=10^{-2} \text{ h}^{-1}$ der Hauptbeitrag sogar nur von den ersten 10 Tagen nach dem Unfall herrührt. Aus dieser Tabelle entnehmen wir durch Multiplikation der Tabellenwerte mit $P/P_0=5 \cdot 10^{-2}$ (P_0 = Bezugsleistung = 1 MW) die ungefilterten Gefährdungsausflüsse, aus denen wir nach Gl. (4.2.4-4) den effektiven Gefährdungsausfluß berechnen:

$$G_e(100d) = 1,9 \cdot 10^2 + 2,5 \cdot 10^4 + 7,0 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$$

(Edelgase) (Halogene)
(kondensierbare Spaltprodukte)

Man sieht, daß die Halogene praktisch den Gefährdungsausfluß bestimmen. Durch Einführung eines Jod-Filters könnte man also den effektiven Gefährdungsausfluß noch um fast zwei Größenordnungen reduzieren.

Unter der Voraussetzung gleichbleibender Windrichtung ergeben sich somit für eine Person, die sich dauernd in Lee vom Schornstein aufhält, für die Inhalationsdosis (in rem) die Werte der Tabelle 8.1.1/1.

Tabelle 8.1.1/1. Inhalationsdosis bei konstanter Windrichtung (rem)

	x (km)					
	0,5	1,0	2,5	5,0	10	20
a) Normalwetterlage . . .	2,5	0,80	0,17	0,05	0,015	0,004
b) Inversion	0,01	1,5	5,0	2,8	1,1	0,45

Dabei wurden dieselben Parameter gewählt wie in Tabelle 6.2.3/3, jedoch eine Schornsteinhöhe von 20 m durch einen Faktor $\exp(-h^2/C_e^2 x^2 - n)$ (wie in Abb. 4 dargestellt) berücksichtigt.

Berücksichtigt man, daß der Wind selbst bei konstanter Hauptwindrichtung innerhalb eines gewissen Winkelbereichs schwankt, so erhält man mit Hilfe der Tabelle 7.2/1 die Werte der Tabelle 8.1.1/2.

Tabelle 8.1.1/2. Inhalationsdosis bei konstanter Hauptwindrichtung, unter Berücksichtigung kleinerer Windschwankungen (rem)

	x (km)					
	0,5	1,0	2,5	5,0	10	20
a) Normalwetterlage . . .	0,86	0,27	0,053	0,014	0,004	0,001
b) Inversion	0,003	0,38	1,0	0,48	0,15	0,054

Schließlich sei noch in Tabelle 8.1.1/3 die Dosis der direkten Strahlung von der Druckschale angegeben. Als Wandstärke der Druckschale wurden dabei 2 cm Stahl angenommen.

Tabelle 8.1.1/3. Dosis der direkten Strahlung (r) bis zu verschiedenen Zeiten t nach dem Unfall

	x (km)			
	0,3	0,6	0,9	1,2
t = 1 d	0,46	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
t = 1 w	2,4	0,12	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$
t = 100 d	12	0,5	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$

Aus den Tabellen 8.1.1/2 und 8.1.1/3 sieht man, daß Personen, die sich in einer Entfernung von 500 m oder mehr vom Reaktor aufhalten, auch unter ungünstigen Bedingungen eine Strahlenbelastung von maximal etwa 1 rem zu erwarten haben.

8.1.2. Keine Druckschale. In diesem Fall werden nur die inhärenten Filterfaktoren von 0,1 für feste Spaltprodukte und Halogene wirksam. Außerdem sind die Gefährdungsausflüsse gleich der am Anfang vorhandenen Gefährdung. Der effektive Gefährdungsausfluß wird also $G_e = 1 \cdot 10^5 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$, liegt also um den Faktor 5 über dem Wert, den wir in 8.1.1. gefunden hatten. Um diesen Wert erhöht sich folglich auch die Inhalationsdosis.

Die direkte Strahlung bleibt praktisch ungeändert, da ja 90% der Halogene und der festen Spaltprodukte in der Hülle verbleiben.

Hinzu kommt jetzt aber noch die direkte Strahlung, die vom Fall-out der festen Spaltprodukte herrührt. Wir beschränken uns auf den Fall des Aus-

Tabelle 8.1.2/1. Aktivitätskonzentration $C^0(x)$ einen Tag nach dem Unfall (C/m^3)

	x (km)				
	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0
$C^0(x)$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$

waschens der Wolke bei Regen, bei dem die stärkste Verseuchung der Umgebung zu erwarten ist. Da bei Regenwetter im allgemeinen adiabatische bis iso-

Tabelle 8.1.2/2. Gesamtdosis $D(x)$ des Fall-out

	x (km)				
	0,5	1,0	2,0	5,0	10
$D(x)$ (rem)	54	13	3,8	0,71	0,19

thermische Temperaturverteilungen in der Atmosphäre vorliegen, wählen wir die Parameter entsprechend dem Fall a (Normalwetterlage). Für die aus tretenden Gesamtaktivitäten benutzen wir die aus der Wigner-Way-Formel folgenden Werte. Dann ist

die Aktivitätskonzentration in Lee als Funktion des Abstandes x etwa 1d nach dem Unfall aus Tabelle 8.1.2/1 zu entnehmen.

Die Dosisleistung in 1 m Höhe über einer Flächenquelle von 1 C/m^2 von Spaltprodukten (mittlere Gamma-Energie $\approx 0,7 \text{ MeV}$) beträgt ungefähr 10 r/h . Bei dieser Abschätzung wurden die Abschirmungseffekte durch die Unebenheiten des Erdbodens vernachlässigt.

Nehmen wir an, daß bis 100d nach dem Unfall der Abfall der Aktivität durch $C_i(x) = C_0(x) \cdot (t/t_0)^{-0,2}$ beschrieben wird ($t_0 = 1 \text{ d} = 24 \text{ h}$), und daß anschließend infolge von Versickerung der Spaltprodukte und infolge des dann stärker als mit $t^{-0,2}$ verlaufenden Abfalls der Beitrag zur Dosis unerheblich ist, so ist die Gesamtdosis (in r) innerhalb dieser 100d gegeben durch

$$D(x) = 10 C_0(x) \int_{x/\bar{u}}^{100 \text{ d}} (t/t_0)^{-0,2} dt$$

$$= 1,2 \cdot 10^3 C_0(x).$$

Diese Gesamtdosis ist in Tabelle 8.1.2/2 angegeben.

In diesem Fall wären Schutzmaßnahmen für alle Personen notwendig, die bis etwa 2 km Abstand in Lee wohnen.

8.2. Heterogener, thermischer Forschungsreaktor (D_2O -Natururan); $P = 12 \text{ MW}$

Die inhärente Stabilität dieser Reaktoren ist nicht vergleichbar mit der von homogenen Reaktoren. Als reaktivitätsmindernd kommt bei einer größeren plötzlichen Exkursion nur der Temperaturkoeffizient des Urans zum Zuge. Eine größere Exkursion kann deshalb zu einer Zerstörung eines Teils der Brennelemente führen, verbunden mit der Freisetzung der in diesen Brennelementen enthaltenen Spaltprodukte.

Als Beispiel für den maximal anzunehmenden Unfall werde eine vollständige Zerstörung von 10% der Brennelemente und die damit verbundenen Freisetzung von 10% der Spaltprodukte nach einem Betrieb von 180d bei 12 MW angenommen. 10% der freigesetzten Spaltprodukte und des Jods sollen in die Gasphase gelangen. Für die Druckschale nehmen wir eine Leckrate von 1% pro Tag an. Wir fragen nach den anzustrebenden Werten für die technische Filterfaktoren, die die Belastung der Bevölkerung in der Umgebung des Reaktors auf zulässige Werte reduzieren.

Dieses Problem behandeln wir so, daß wir zunächst die Inhalationsdosen D_E , D_H und D_F für Edelgase, Halogene und feste Spaltprodukte bei technischem Filterfaktor 1 gesondert ermitteln. Dann ist die effektive Inhalationsdosis einfach $D = D_E + f_H D_H + f_F D_F$. Hierbei sind die f 's die technischen Filterfaktoren.

Für die angegebene Leckrate betragen bei dem angenommenen Unfall ohne zusätzliche technische Filterung die Gefährdungsausflüsse in den ersten 100d nach dem Unfall

$$G_e^E = 3,7 \cdot 10^2 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$$

$$G_e^H = 8,0 \cdot 10^4 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$$

$$G_e^F = 2,0 \cdot 10^6 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}.$$

Damit ergeben sich bei einer Schornsteinhöhe von 80m bei konstanter Hauptwindrichtung, jedoch bei Berücksichtigung der Windschwankungen in einem kleinen Winkelintervall die Werte der Tabelle 8.2/1.

Technische Filterfaktoren $f_H \sim 10^{-2}$ bis 10^{-3} und $f_F \sim 10^{-4}$ würden den Anteil der festen Spaltprodukte und der Halogene an der Inhalationsdosis auf den der Edelgase herabdrücken. Derartige Werte kann man bei den festen Spaltprodukten durch Verwendung von

Tabelle 8.2/1. Inhalationsdosen (in rem) bei konstanter Hauptwindrichtung in den ersten 100d nach Unfall

	$x(\text{km})$				
	1,0	2,5	5,0	10	20
Edelgase					
Normalwetterlage	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
Inversion	0	0	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$
Halogene					
Normalwetterlage	0,51	0,14	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$
Inversion	0	0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,11	$9,1 \cdot 10^{-2}$
Feste Spaltprodukte					
Normalwetterlage	13	3,4	1,0	0,32	$8,9 \cdot 10^{-2}$
Inversion	0	0	0,34	2,8	2,3

Absolutfiltern erreichen. Bei den Halogenen braucht man vom Filtersystem nur zu verlangen, daß es die Inhalationsdosis auf die Größenordnung von etwa 1 rem und darunter reduziert. Infolgedessen ist in

Tabelle 8.2/2. Dosis der direkten Strahlung (r) bis zu verschiedenen Zeiten t nach dem Unfall (2 cm dicke Stahlschale angenommen) bei Daueraufenthalt im Abstand x

t	$x(\text{km})$					
	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8
1h	0,86	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$
1d	11	0,53	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$
1w	58	2,9	0,21	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$
100 d	290	12	0,82	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$

unserem Beispiel ein Filterfaktor $f_H = 1$, d.h. keine Jod-Filterung, noch zulässig. Eine zusätzliche Sicherheit würden Vorrichtungen liefern, die den Jodgehalt der Abluft noch um etwa eine Größenordnung reduzieren, was technisch möglich sein dürfte.

Die Dosis der direkten Strahlung von der Druckschale beim betrachteten Unfall (Freisetzung von 10% aller Spaltprodukte) ist in Tabelle 8.2/2 angegeben.

Wie man aus dieser Tabelle ersieht, besteht hinsichtlich der direkten Strahlung in Abständen $x \geq 1 \text{ km}$ keine Gefahr für Daueraufenthalt.

8.3. 500 MW (th)-Leistungsreaktor vom quasihomogenen Typ (Siedewasser- oder Druckwasser-Reaktor)

Da die Reaktoren vom quasihomogenen Typ (dichtes Gitter) eine fast so große Stabilität aufweisen wie homogene Reaktoren, und da man ferner bei Leistungsreaktoren den Fall ausschließen kann, daß Reaktivität schlagartig dem System zugeführt werden kann, braucht man bei solchen Reaktoren die Möglichkeiten eines nuklearen Durchgangs nicht zu betrachten, wohl aber die des Verlustes des Kühlmittels (durch Bruch der unter hohem Druck stehenden Kühlleitungen, oder durch ähnliche Unfälle). Wegen der beträcht-

lichen Zerfallswärme der in den Brennelementen enthaltenen Spaltprodukte führt ein solcher Verlust des Kühlmittels in kurzer Zeit zum Zusammenschmelzen des Cores unter Freisetzung von Spaltprodukten. Wir rechnen als Beispiel mit der Freisetzung von maximal 100% der Edelgase, 100% der Halogene (sehr konservative Annahme!) und 10% der festen Spaltprodukte. Wir nehmen ferner an, daß die dabei freigesetzten Halogene und festen Spaltprodukte im Aerosol verbleiben.

Die Druckschale soll eine Leckrate c besitzen, deren maximal zulässiger Wert im Verlauf der weiteren Überlegungen bestimmt werden soll, die aber auf jeden Fall unter 10^{-3} (h^{-1}) liegen wird. Dann gilt die Näherung ($c \ll \lambda$) und der Gefährdungsausfluß bis zum Zeitpunkt T nach dem Unfall beträgt

$$G_e(T) = c(G_{\text{red}}^F(T) + f_H G_{\text{red}}^H(T)) + 0,1 f_F G^F (1 - e^{-cT}).$$

Die f 's sind die technischen Filterfaktoren, $G_{\text{red}}^E(T)$ und $G_{\text{red}}^H(T)$ die reduzierten Gefährdungsausflüsse, d.h. die Werte der Tabelle 4.2.4/2, multipliziert mit $P/P_0 = 500$, und G ist die im Reaktor im Augenblick des Unfalls vorhandene Gefährdung der langlebigen festen Spaltprodukte.

Nehmen wir an, daß im Abluftsystem Absolutfilter verwendet werden, so können wir mit einem technischen Filterfaktor $f_F \sim 10^{-4}$ rechnen. Damit entfällt aber praktisch der Beitrag der festen Spaltprodukte an $G_e(T)$.

Wir beziehen uns wieder auf einen Zeitraum $T = 100\text{d}$ nach dem Unfall; dann ist

$$G_{\text{red}}^E = 3,7 \cdot 10^8 \text{ rem} \cdot \text{Std}/\text{sec} \cdot \text{m}^{-3},$$

$$G_{\text{red}}^H = 8,0 \cdot 10^{11} \text{ rem} \cdot \text{Std}/\text{sec} \cdot \text{m}^{-3}.$$

Da der effektive Gefährdungsausfluß und damit die Dosis proportional c ist, führen wir eine Bezugsleckrate mit dem Wert $c_0 = 0,1\%$ pro Tag $= 4,17 \cdot 10^{-5}$ (h^{-1}) ein. Dann beträgt der effektive Gefährdungsausfluß

$$G_e^{\text{eff}} = \frac{c}{c_0} (1,6 \cdot 10^4 + f_H 3,4 \cdot 10^7) \text{ (rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec)}.$$

Ein Filterfaktor f_H von etwa 10^{-3} bis 10^{-4} wäre ideal, da dadurch der Beitrag der Halogene auf den der Edelgase herabgedrückt würde. Er ist mit den zur Zeit bekannten Methoden wohl noch nicht zu erreichen. Wir rechnen mit einem Filterfaktor der Größenordnung 10^{-2} für die Halogene. Dann können wir bei unseren weiteren Überlegungen auch den Anteil der Edelgase gegenüber den Halogenen vernachlässigen. Wir erhalten

$$G_e = 3,4 \cdot 10^7 \frac{c}{c_0} f_H \text{ (rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec)}.$$

Die Dosis (in rem) eines Gefährdungsausflusses von $3,4 \cdot 10^7 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$ bei konstanter Hauptwindrichtung und Berücksichtigung der Windschwankungen in einem Winkelintervall Δ ist in Tabelle 8.3/1 angegeben. Dabei wurde wieder, wie im vorigen Beispiel, eine Schornsteinhöhe von $h = 80 \text{ m}$ angenommen.

Aus den Werten der Tabelle 8.3/1 kann man ersehen, daß ein Wert von $\frac{c}{c_0} f_H < 10^{-2}$ nötig ist, um die Inhalationsdosis auf den Wert weniger rem in allen Punkten herabzudrücken. Das bedeutet also entweder geeignete Wahl eines Halogenfilters oder Erhöhung der Gebäudedichtigkeit. Bei einer Leckrate $c = c_0 = 0,1\%$

Tabelle 8.3/1. Inhalationsdosis (in rem) für einen Gefährdungsausfluß von $3,4 \cdot 10^7 \text{ rem} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$ bei konstanter Hauptwindrichtung

	x (km)					
	0,5	1,0	2,5	5	10	20
Normalwetterlage	150	220	58	17	5,3	1,5
Inversion	0	0	0	5,8	48	1,5

pro Tag ist also ein effektiver Filterfaktor $f_H = 10^{-2}$ notwendig, bei einer Gebäudedichtigkeit entsprechend $c = 0,1c_0 = 0,01\%$ pro Tag ein Filterfaktor $f_H = 10^{-1}$. Könnte man die Halogene vollständig wegfiltern, so würden die Edelgase allein etwa $1/2000$ der in Tabelle 8.3/1 angegebenen Dosis liefern.

9. Schlußfolgerungen und Ausblick

Das künftige Ziel von Standortwahl und Gebäudekonstruktion einer Reaktoranlage wird zweifellos sein, die Umgebung der Anlage auch beim maximal anzunehmenden Unfall unberührt von allen Folgen zu halten. Unberührt bedeutet nach unserer Meinung, daß *keinerlei* Maßnahmen notwendig sind, um Personen auch bei dauerndem Aufenthalt an ein- und demselben Ort vor einer Strahlungsdosis zu bewahren, die größer als $0,5 \text{ rem}/\text{Jahr}$ zusätzlich zum natürlichen Untergrund ist. Heute wird gelegentlich bei Sicherheitsbetrachtungen noch die Möglichkeit von Evakuierungen der in der Nähe wohnenden Bevölkerung erwogen. Evakuierungsmaßnahmen können sich jedoch nur auf sehr kleine Bevölkerungsgruppen erstrecken. Ortschaften innerhalb kurzer Zeit zu räumen, sollte nicht als mögliche Notmaßnahme in Betracht gezogen werden.

Meteorologische Gesichtspunkte scheinen uns unter diesem Aspekt im Gegensatz zur derzeitigen Auffassung von sekundärer Bedeutung für die Wahl eines Standorts zu sein. Ein Unfall tritt bei einer bestimmten Wetterlage ein. Sie kann die ungünstigste aller möglichen Wetterlagen sein; auch ihr müssen Standort und Gebäude genügen. Man wird deshalb unserer Meinung nach künftig weniger nach der mittleren oder der häufigsten Wetterlage eines Standorts fragen, sondern nach der bezüglich des gefährdetsten Ortes ungünstigsten Wetterlage, auch wenn sie relativ selten vorkommt.

Auch künftig wird es gerechtfertigt sein, im Normalbetrieb einer Anlage eine gewisse geringe (kurzlebige) Aktivität an die Atmosphäre abzugeben. Hier ist es berechtigt, zeitliche Mittelungen über Windrichtung und andere meteorologische Daten den Überlegungen über die Ausbreitung, die Aktivitätskonzentration und die biologische Dosis an einem bestimmten Ort zugrunde zulegen. Nach unserer Auffassung wird es jedoch bei Forschungs- und Leistungsreaktoren und auch bei anderen kerntechnischen Anlagen (z.B. Brennstoffaufbreitungsanlagen) im Bereich der technischen Möglichkeit sein, Anlagen zu erstellen, die frei bzw. praktisch frei von radioaktiven Abgasen sind. Die Aktivität der radioaktiven Edelgase und Halogene, die den flüchtigen Teil der Spaltprodukte ausmachen, zerfällt wegen ihrer relativ kurzen Halbwertszeiten innerhalb weniger Wochen um viele Zehnerpotenzen. Wie gleich noch angedeutet wird, dürfte es möglich sein, Hüllen zu konstruieren, die

über solche Zeiten absolut dicht sind. Jeder Ausstoß von Radioaktivität in die Atmosphäre entfällt damit. Die vorliegende Arbeit gestattet, quantitativ Gebäude-dichtigkeit, Reaktorleistung und Abstand zum nächsten bewohnten Haus zueinander in Beziehung zu setzen und die erlaubte obere Grenze abgegebener gasförmiger Radioaktivität anzugeben.

Das Problem der Reaktorsicherheit läßt sich auf diese Weise auf die Definition des maximal anzunehmenden Unfalls reduzieren. Diese Definition muß bezüglich der auftretenden Drücke und der freigesetzten Radioaktivität zahlenmäßig genau sein. Nicht in allen Fällen ist dies leicht. Das Problem wird einfacher zu lösen sein, wenn man sich nicht bemüht, den Begriff „maximal“ zu eng zu fassen oder durch „real“ zu ersetzen. Solange nicht wirkliche Erfahrungen vorliegen, und dies wird noch lange der Fall sein, muß unter „maximal“ wirklich der ungünstigste mögliche Fall verstanden werden, der anzunehmen ist. Bei einem modernen Druckwasser-Leistungsreaktor bedeutet dies z.B., daß bei einem Bruch des primären Kühlungs-loops mit der Zerstörung des überwiegenden Teils der Brennelemente, sowie mit der Freisetzung aller Energie zu rechnen ist, die im Primärkreis als latente Wärme (meist groß gegen nukleare und andere Energieeffekte eines Unfalls) vorhanden ist. Hieraus folgen unmittelbar die Anforderungen an Druckfestigkeit und Dichtigkeit des Gebäudes.

Häufig wird gegen die Forderung nach einer Hülle der Einwand gemacht, daß sich nicht für alle Leistungsreaktoren genügend druckfeste (vor allem bei Wasserreaktoren) und nicht genügend dichte (z.B. niemals absolut dichte) Gebäude bzw. Hüllen konstruieren lassen. Dieser Einwand erscheint nicht stichhaltig.

Hinsichtlich der Druckfestigkeit ist zu sagen, daß ein Reaktortyp, der bei einem Unfall eine Druckwelle erzeugen kann, für die eine sichere Hülle sich nicht bauen läßt, kein sicherer Reaktor ist und infolgedessen in bewohnten Gegenden nicht errichtet werden kann. Die Wasserreaktoren, die zur Zeit in vielen Teilen der Welt errichtet werden, besitzen dementsprechend alle Hüllen, die dem Druckstoß beim Bruch des primären Kühlungsloops standhalten können.

Die Forderung hoher und höchster Dichtigkeit scheint auf den ersten Blick schwer erfüllbar zu sein. Beim letzten in Abschnitt 8 betrachteten Beispiel eines Wasserreaktors mit einer Leistung von 500 MW_{th} ergab sich, daß bei einer Halogenfilterung der Spaltgase von 99% die Hüllenleckrate nur etwa 10⁻³ pro Tag sein darf. Selbst für eine geschlossene Stahlschale ist diese Forderung sehr hoch, da diese Schale an vielen Stellen durch Leitungen, Rohre usw. durchbrochen sein muß.

Eine mögliche Lösung dürfte die folgende sein. Sie wurde uns gegenüber zuerst von Vertretern der amerikanischen Firma Babcock & Wilcox im Zusammenhang mit Sicherheitsbetrachtungen zu einem Druckwasser-Leistungsreaktorprojekt geäußert: Zunächst tritt nach dem Unfall ein Überdruck in der Hülle auf, der, wie gesagt, bei Wasser-Reaktoren mehrere Atmosphären betragen kann und von dem freiwerdenden Wasserdampf herrührt. Der Druck geht relativ rasch zurück, da der Wasserdampf kondensiert. Während

dieser Überdruckphase dringt durch die Undichtigkeit Radioaktivität nach außen und gelangt gegebenenfalls in die Außenatmosphäre. Man kann dies durch eine 2. Hülle verhindern, die um die erste gelegt ist, und die z.B. zugleich die mit Beton belegte biologische Abschirmung gegen die direkte Strahlung der verseuchten ersten Hülle bilden kann (vgl. 4.6.). Auch diese zweite Hülle möge dicht sein. Dann kann man dadurch einen Unterdruck gegen die Außenatmosphäre in dem Zwischenraum zwischen erster und zweiter Hülle einhalten, daß durch eine Kompressoranlage stets Luft entsprechend der Leckage der äußeren Hülle aus dem Zwischenraum in die erste Hülle gepumpt wird. Dies ist längere Zeit möglich, da der Dampfdruck im Innern abfällt. Nach einigen Wochen ist die Aktivität aller flüchtigen Spaltprodukte schon um Zehnerpotenzen abgefallen. Während dieser ganzen Zeit gelangt keine flüchtige Aktivität nach außen, da stets zwischen Außenatmosphäre und Zwischenraum ein Druckgefälle besteht. Der Unfall dürfte in dieser Zeit in der Regel abgeschlossen bzw. überwunden sein (Innenberieselung und Auswaschung der ersten Hülle usw). Im Prinzip dürfte sich durch derartige Maßnahmen das weitgehend standortunabhängige Atomkraftwerk verwirklichen lassen.

Diese Bemerkungen sollten lediglich die vorausliegende technische Entwicklung andeuten. Es bleibt offen, ob die dichte Hülle das Ende der Entwicklung darstellt, oder ob künftig Reaktoren konstruiert werden können, deren maximal anzunehmender Unfall so unbedeutend ist, daß eine Hülle entbehrt werden kann. Solange Wasserreaktoren mit hohem Druck im Primärloop gebaut werden (Siede- oder Druckwasser-Typ), oder einzelne Brennelemente beim Wechsel offen transportiert werden, scheint uns die Druckhülle, gegebenenfalls die mehrfache Druckhülle, unerlässlich zu sein.

Literatur: [1] RAJEWSKY, B.: Strahlendosis und Strahlungswirkung. Stuttgart: Georg Thieme 1956. — [2] BURNETT, TH. J.: Nucl. Sci. and Engng. 2, 382 (1957). — [3] GLASSTONE, S.: Principles of Nucl. Reactor Eng. New York: Van Nostrand 1955. — [4] WIGNER, E.P., and K. WAY: Phys. Rev. 70, 115 (1946); 73, 1318 (1948). — [5] WEST, J.M.: ANL 4807. — [6] STROMINGER, D., J.M. HOLLANDER and G.T. SEABORG: Rev. Mod. Phys. 30, 585 (1958). — [7] RAJEWSKY, B.: Wissenschaftliche Grundlagen des Strahlenschutzes. Karlsruhe: G. Braun 1957. — [8] BRITTAN, R.O., u. J.C. HEAP: P/437; PROZEL, F.B.: P/434; BAKER, W.E.: P/1028, Genfer Berichte 1958. — [9] LUCKOW, W.K., u. J.F. PATTERSON: P/1009, Genfer Berichte 1958. — [10] GELLER, L., u. R. EPSTEIN: P/435, Genfer Berichte 1958. — [11] Theoretical Possibilities and Consequences of Major Accidents in Large Nuclear Power Plants. WASH 740. — [12] HOLLAND, J. Z.: ORO 99. — [13] SUTTON, O.G.: Micrometeorology. New York: McGraw Hill 1953. — [14] DEACON, E.L.: Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 75 (1949). Ref. in SUTTON [13]. — [15] ROBERTS, O.F.T.: Proc. Roy. Soc. Lond. A 104, 640 (1923). Ref. in SUTTON [13]. — [16] WANTA, R.C.: Ref. in AECU 3066, zit. unter [23]. — [17] CHAMBERLAIN, A.C., u. W.J. MEGAW: AERE HP/M 109. — [18] DE MARRAIS, G.A.: IDO-12005. — [19] LEONARD, B.P.: P/428, Genfer Berichte 1958. — [20] HOLLAND, J.Z.: P/572, Genfer Berichte 1955. — [21] GOMBERG, H.J.: P/436, Genfer Berichte 1958. — [22] SIDDALL, E.: Nucleonics 17, H. 2, 64 (1959). — [23] Meteorology and Atomic Energy. AECU 3066. — [24] DOOB, J.L.: Stochastic Processes. New York: J. Wiley 1953. — [25] RAMAKRISHNAN, A.: Handbuch der Physik, Bd. III/2. 1959. — [26] DUNSTER, H.J.: P/316, Genfer Berichte 1958. — [27] FOX, M.: P/860, Genfer Berichte 1955.