

KFK-TR-144:2

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

- Literaturabteilung -

KFK-tr-144

Übersetzung aus dem Russischen

Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für
die Berechnung von Kernreaktoren

L.P. ABAGJAN, N.O. BAZAZJANC, I.I. BONDARENKO, M.N. NIKOLAEV

Physikalisch-Energetisches Institut

Staatliches Komitee für die Nutzung der Atomenergie in der UdSSR

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.

Zentralbücherei

9. Mrz 1964

Übersetzt von L. Neander

Bearbeitet von H. Borgwaldt, D. Kraetsch,

W. Münzner, N. Pucker, D. Sanitz, J.J. Schmidt

Nicht entleihen

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.

Karlsruhe

Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für
die Berechnung von Kernreaktoren

von ABAGJAN, L.P., BAZAZJANC, N.O., BONDARENKO, I.I., NIKOLAEV, M.N.

- Einleitung -

Zur Zeit werden bei der Planung von Kernreaktoren und ihren Strahlungsabschirmungen häufig die Multigruppenmethoden für Neutronenflußberechnung verwendet.

In den letzten Jahren wurde sowohl die Theorie dieser Methoden als auch die Technik der Multigruppenrechnungen mit schnellen Rechenmaschinen weiter entwickelt.

Eine genaue Erklärung dieser Fragen kann man z.B. in den Büchern von Wigner und Weinberg ¹⁾, Marčuk ²⁾³⁾, Galanin ⁴⁾ und in anderen Handbüchern zu Theorie und Methoden der Reaktorberechnung finden.

Unter diesen Bedingungen gewinnt die Aufstellung von Systemen von Multigruppenkonstanten, die die Wechselwirkung von Neutronen und Kernen in Reaktor- und Abschirmungsmaterialien charakterisieren, eine wichtige Bedeutung.

Zu verschiedenen Zeiten wurden von verschiedenen Autoren eine große Zahl von Systemen von Multigruppenkonstanten veröffentlicht ⁵⁾⁶⁾⁷⁾⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾¹²⁾. Jedoch in den meisten Fällen umfaßten diese Systeme nur wenige Elemente und waren nur für die Berechnungen einzelner enger Klassen von Reaktoren anwendbar.

Außerdem muß beachtet werden, daß bisher die Systeme der Konstanten aufgrund neuer genauerer und vollständigerer Kenntnisse über die Elementarprozesse verhältnismäßig schnell veralten. Dies erfordert eine periodische Überprüfung der bei den Berechnungen verwendeten Werte der Konstanten.

In der vorliegenden Arbeit werden Systeme von Multigruppenkonstanten für schnelle und intermediäre Neutronen behandelt.

Bei der Aufstellung dieser Systeme wurden die Erfahrungen aus der Anwendung früherer Konstantensysteme und neue Angaben über die Wechselwirkung von Neutronen und Kernen berücksichtigt.

Es sollen folgende Ziele erreicht werden:

1. Der Kreis der Elemente und Isotope sollte dahin erweitert werden, daß er möglichst alle wichtigen Reaktorbaustoffe umfaßt, für die die Aufstellung vollständiger Konstantensysteme einen Sinn hat. (Die Elemente und Isotope, für die man sich auf die Angabe nur eines Einfangquerschnitts für den Bereich langsamer Neutronen beschränken kann, werden in unserer Arbeit nicht betrachtet.)
2. Die Aufteilung des Energieintervalls in eine ausreichend große Zahl von Gruppen, die die Möglichkeit der Verwendung von Konstantensystemen für die Berechnung verschiedener Reaktortypen gewährleistet (allerdings haben natürlich alle früher aufgestellten Systeme von Multigruppenkonstanten immer einen begrenzten Anwendungsbereich).
3. Die Berechnung der Resonanzstruktur der Querschnitte für die wichtigsten Elemente.

Obwohl der eigentliche Gehalt dieser Arbeit in den Konstantensystemen selbst besteht, werden doch auch einige methodische Fragen erörtert, die mit der Aufstellung und Anwendung der Konstanten zusammenhängen.

Wie schon oben bemerkt wurde, wird das Hauptgewicht in der vorliegenden Arbeit auf die Konstanten für schnelle und intermediäre Neutronen gelegt. Die schnellen und intermediären Neutronen spielen bei allen Reaktortypen eine wichtige Rolle. In schnellen und intermediären Reaktoren ist ihre Rolle bestimmend. Doch auch in thermischen Reaktoren spielen die Moderierung und die Verteilung der schnellen und intermediären Neutronen eine erstrangige Rolle. Außerdem bestimmen die schnellen und intermediären Neutronen die Eigenschaften der Strahlungsabschirmung der Reaktoren in starkem Maße. Die Konstanten der thermischen Neutronengruppe werden auch angeführt, aber nur durch Angabe der Querschnitte von freien und stationären Atomen für Neutronen der Energie 0,025 eV.

Ebenso erweisen sich die Fragen, die mit der Aufstellung von Systemen von Multigruppenkonstanten für die genaue Berechnung der Thermalisation der Neutronen zusammenhängen, als außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegend.

Bei der Aufstellung der Konstantensysteme wurden die Ergebnisse der Arbeiten vieler wissenschaftlicher Mitarbeiter des staatlichen Komitees für Anwendung der Atomenergie verwendet. Insbesondere wurden die Ergebnisse der Systematisierung der experimentellen und theoretischen Werte über die effektiven Wirkungsquerschnitte aus den Arbeiten von A.V. Malyšev, J.V. Gordeev, D.A. Kardašev, G.J. Tošinskij und S.M. Sacharovaja, A.P. Suvarov, V.M. Slučevska-ja und anderen verwendet.

Es wurden die Berechnungsmethoden der Resonanzstruktur der Querschnitte verwendet, die von V.V. Orlov, A.A. Lukjanov und F.F. Michajlus entwickelt wurden.

Eine große Rolle spielten die Erörterungen über die theoretischen und experimentellen Querschnittswerte mit L.N. Usačev, V.S. Stavinskij, Ju.Ja. Stavisskij, G.N. Smirenkin, E.A. Salnikov, V.N. Andreev, B.D. Kuzminov, A.J. Abramov, Tolstikov u.a.

Viele Fragen, die mit der Methode der Aufstellung und Anwendung der Systeme von Multigruppenkonstanten zusammenhängen, wurden in Diskussionen mit O.D. Kazačkovskij, G.J. Marčuk, L.N. Usačev, V.V. Orlov, V.Ja. Pupko, S.B. Šichov, G.J. Tošinskij und V.P. Kočergin geklärt.

Die Gruppenkonstanten für Wasserstoff wurden von M.J. Lebedevaja zusammengestellt.

Die Verfasser danken dem Mitglied der sowjetischen Akademie der Wissenschaften A.J. Lejpunski für sein stetes Interesse an unserer Arbeit und für seine Beratung.

Kapitel I

Prinzipien für die Aufstellung und Anwendung der Systeme von Multigruppenkonstanten

§1. Übersicht über die Gruppenkonstanten Allgemeine Bemerkungen

Bei der Verwendung der Multigruppenmethode für die Berechnung von Reaktorsystemen wird der ganze Variationsbereich der Energie (oder Lethargie) der Neutronen in eine Reihe von Energieintervallen aufgeteilt. Die Neutronen, deren Energie in einem bestimmten Energieintervall liegt, werden zu einer Energiegruppe zusammengefaßt.

Die Wechselwirkung der einzelnen Neutronengruppen mit dem Medium wird durch die Wahl der Gruppenkonstanten charakterisiert. Folglich muß man zwei Typen von Gruppenkonstanten unterscheiden.

Alle Gruppenkonstanten des ersten und zweiten Typs sind eng miteinander verbunden (und in den meisten Fällen fallen sie auch einfach zusammen), dennoch sollte man zur Vermeidung von Unklarheiten eine Unterscheidung zwischen ihnen vornehmen.

Die Gruppenkonstanten des ersten Typs bestimmen die (räumliche) Verteilung der Neutronen der einzelnen Gruppen und die Übergänge der Neutronen zwischen den Gruppen, aber nicht die Energieänderung der Neutronen innerhalb der Grenzen der einzelnen Gruppenintervalle.

Die Gruppenkonstanten dieses Typs kann man unmittelbar in der einfachsten ("reinen") Variante der Multigruppenrechnung verwenden, bei der die Energieänderung der Neutronen innerhalb der einzelnen Gruppen keine unmittelbare Auswirkung hat.

Die Gruppenkonstanten des zweiten Typs haben folgenden Sinn:

Bei der Durchführung von Multigruppenrechnungen nimmt man gewöhnlich an, daß die effektiven Wirkungsquerschnitte und die anderen kernphysikalischen Größen, die die Wechselwirkung der monoenergetischen Neutronen mit den Kernen des Mediums charakterisieren, innerhalb der Grenzen der Energieintervalle der einzelnen Gruppen nicht von der Neutronenenergie abhängig sind.

Mit anderen Worten, die wahre Energieabhängigkeit der effektiven Wirkungsquerschnitte und der anderen kernphysikalischen Größen wird durch ("stückweise konstante") Treppenfunktionen ersetzt.

Die (innerhalb der einzelnen Gruppenintervalle) konstanten Werte dieser Funktionen werden wir auch als Gruppenkonstanten des zweiten Typs bezeichnen.

Diese Werte erhält man durch rationale Mittelung der wahren Funktionen innerhalb der Gruppen.

Daher kann man sagen, daß die Gruppenkonstanten des zweiten Typs die Gruppennittelwerte der effektiven Wirkungsquerschnitte und der anderen kernphysikalischen Größen sind.

Die Gruppenkonstanten des zweiten Typs können zweifach verwendet werden. Erstens können auf ihrer Basis die Gruppenkonstanten des ersten Typs bestimmt und dann in der "reinen" Multigruppenrechnung verwendet werden.

Zweitens können sie unmittelbar in einigen Varianten der Multigruppenmethode verwendet werden, in denen auch der Prozeß der Verlangsamung der Neutronen innerhalb der Gruppenintervalle der Energie beschrieben wird (doch hierbei wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß die Querschnitte konstant sind).

Betrachten wir zunächst die Gruppenkonstanten des ersten Typs genauer.

Die Gruppenkonstanten des ersten Typs im allgemeinen

Im Rahmen des "reinen" Multigruppenvorgangs kann die Wechselwirkung der Neutronen mit dem Medium ganz allgemein durch folgende Gruppenkonstanten (Peierls) charakterisiert werden:

α_i - der makroskopische Stoßquerschnitt der Neutronen der i -ten Gruppe. Er charakterisiert die Schwächung eines "schmalen" Neutronenstrahls der i -ten Gruppe beim Durchdringen des Mediums.

$\beta_{i,k}(\theta)$ - der makroskopische Querschnitt, der das Entstehen von Neutronen der k -ten Gruppe pro Wegeinheit des Neutrons der i -ten Gruppe charakterisiert (unter dem Winkel θ zu diesem Weg).

Im Rahmen der Gruppennäherung bestimmen diese Konstanten vollständig ^{+) die Neutronenverteilung im Medium.}

Sie sondern jedoch nicht den Prozeß der Erzeugung von Neutronen bei der Spaltung ab.

In der Praxis der Berechnungen wird der Spaltungsprozeß gewöhnlich als Absorption betrachtet, und die Entstehung der Neutronen bei der Spaltung wird gesondert als Vorhandensein von Neutronenquellen berücksichtigt.

In diesem Fall wird die Wechselwirkung der Neutronen mit dem Medium durch folgende detailliertere Wahl von Gruppenkonstanten charakterisiert (der Index der Gruppenzahl wird der Kürze halber im folgenden oft weggelassen).

$\Sigma_p(\theta)$ - der makroskopische Streuquerschnitt, bei dem das Neutron in den Grenzen der Gruppe bleibt. Im allgemeinen ist er vom Streuwinkel abhängig.

Σ_y - der Entkommquerschnitt der Neutronen aus der gegebenen Gruppe.

Er setzt sich aus dem Absorptionsquerschnitt (Σ_a) und dem Querschnitt für den Übergang aus der gegebenen Gruppe in die nächst niedrigere zusammen; im folgenden wird er als Bremsquerschnitt bezeichnet (Σ_b).

$$\Sigma_y = \Sigma_a + \Sigma_b$$

(Wir beschränken uns hier auf die Fälle, in denen die Streuung nicht zu einer Vergrößerung der Neutronenenergie führt).

Der Absorptionsquerschnitt seinerseits setzt sich aus dem Einfangquerschnitt (ohne Spaltung) und dem Spaltquerschnitt zusammen.

$$\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f$$

^{+) Tatsächlich nimmt man hier an, daß die Streuung nicht vom Azimutalwinkel und ähnlichen Faktoren anhängig ist.}

Der Bremsquerschnitt setzt sich aus dem Bremsquerschnitt aufgrund der elastischen und der inelastischen Streuung zusammen.

$$\Sigma_b = \Sigma_{b(el)} + \Sigma_{b(in)}$$

$\Sigma_{b(i,k)}(\theta)$ - ist der Querschnitt für den Übergang aus der i-ten Gruppe in die k-te Gruppe (durch elastische und inelastische Streuung). Im allgemeinen hängt er vom Streuwinkel ab.

Wenn die inelastische Streuung von Prozessen von Typ $(n, 2n)$ begleitet ist, ist der Bremsquerschnitt nicht der Summe der Querschnitte der Übergänge gleich, d.h.

$$\Sigma_{b,i} < \sum_k \Sigma_{b(i,k)}$$

Die Quellen der Spaltneutronen werden durch zwei zusätzliche Parameter bestimmt. ν_i ist die mittlere Zahl der Sekundärneutronen bei der Kernspaltung durch Neutronen der i-ten Gruppe (der Einfachheit halber nehmen wir vorerst an, daß im Medium nur ein spaltbares Isotop vorhanden ist).

ξ_k ist der Anteil der k-ten Gruppe im Spektrum der Spaltneutronen.

Die oben erwähnten Gruppenkonstanten von Peierls werden in folgender Form durch neue Konstanten ausgedrückt

$$\alpha_i = \overline{\Sigma_{p,i}(\theta)} + \Sigma_{y,i}$$

$$\beta_{i,k}(\theta) = \Sigma_{b(i,k)}(\theta) + \Sigma_{f,i} \nu_i \xi_k$$

(Der Querstrich in der ersten Formel bezeichnet die Mittelung über den Raumwinkel. Hier und vorher wurde angenommen, daß die winkelabhängigen Querschnitte auf den gesamten Raumwinkel normiert sind).

Gruppenkonstanten des ersten Typs in der Transportnäherung

Bei der Lösung der Multigruppentransportgleichungen von Neutronen verwendet man verschiedene Näherungen, die sich durch die Genauigkeit der Berechnung der Winkelverteilung der Neutronenstreuung und der Winkelverteilung des Neutronenflusses unterscheiden.

Am häufigsten werden die Methode der Kugelfunktionen (P_n -Methode), die Methode von Carlson (S_n -Methode) und ihre Kombinationen verwendet.

Bei der P_n -Methode entwickelt man die Winkelverteilung der Neutronenstreuung und des Neutronenflusses nach Kugelfunktionen. Die unterschiedlichen Näherungen dieser Methode unterscheiden sich durch die Zahl der berücksichtigten Glieder dieser Entwicklung.

Die einfachste dieser Näherungen ist die P_1 -Näherung. In dieser Näherung wird die Winkelverteilung der Neutronenstreuung durch eine Größe charakterisiert, und zwar durch den Mittelwert des Kosinus des Streuwinkels $-\bar{\mu}$.

Es muß bemerkt werden, daß bei der Berechnung von Reaktorsystemen eine genauere Berechnung der Winkelverteilung des Neutronenflusses gewöhnlich wichtiger ist als die Erhöhung der Berechnungsgenauigkeit der Winkelverteilung der Neutronenstreuung.

Daher werden in der Praxis bei Reaktorberechnungen die Näherungen am häufigsten verwendet, in denen die Winkelverteilung der Streuung nur durch den Mittelwert des Kosinus des Streuwinkels gegeben ist (mit anderen Worten, sie wird in der P_1 -Näherung berücksichtigt), obwohl hierbei die Winkelverteilung des Neutronenflusses, wenn erforderlich, genauer berechnet werden kann (in höheren P_n - oder S_n -Näherungen u.ä.).

Die in der vorliegenden Arbeit angeführten Systeme von Gruppenkonstanten sind speziell für Berechnungen in diesen Näherungen bestimmt.

Betrachten wir zunächst die Verteilung einer gesonderten Gruppe von Neutronen: Im Rahmen der betrachteten Näherungen wird die Winkelverteilung der Streuung, die das Neutron in der betrachteten Gruppe läßt, durch den Mittelwert des Kosinus dieses Streuwinkels charakterisiert $-\overline{\mu_{ii}}$.

In der P_1 -Näherung wird die Winkelverteilung der Streuung mit einer Genauigkeit bis zu den beiden ersten Gliedern in der Entwicklung nach Kugelfunktionen wiedergegeben. Mit anderen Worten, die wahre Winkelverteilung (vorgegeben in Form einer Funktion des Streuwinkels) wird ersetzt durch:

$$\Sigma_p(\mu_{i,i}) = \Sigma_p(1 + 3 \mu_{i,i} \cdot \overline{\mu_{i,i}})$$

(Der Querschnitt ist hier wie auch vorher auf den totalen Raumwinkel 4π Steradian genormt.)

Aus der Form der Neutronentransportgleichungen der P_1 -Näherung folgt, daß auch eine andere Deutung dieser Näherung möglich ist.

Und zwar kann man annehmen, daß in der P_1 -Näherung die Streuung mit der wahren Winkelverteilung durch eine Streuung ersetzt wird, die aus zwei

Teilen besteht: aus einer Streuung mit einer isotropen Winkelverteilung und einer Streuung, die die Bewegungsrichtung des Neutrons nicht verändert (d.h. Vorwärtsstreuung).

Der Querschnitt des ersten Teils ist gleich dem Transportstreuquerschnitt:

$$\Sigma_{p, tr} = \Sigma_p (1 - \overline{\mu_{i,i}}) \quad (2)$$

Folglich wird wahre Winkelverteilung der Streuung ersetzt durch:

$$\Sigma_p(\mu_{i,i}) = \Sigma_{p, tr} + \Sigma_p \overline{\mu_{i,i}} \cdot \delta(1 - \mu_{i,i}) \quad (3)$$

Es ist bekannt, daß in der P_1 -Näherung die Winkelverteilung (1) und die Winkelverteilung (3) zu gleichen Ergebnissen führen.

Da die Streuung, die die Bewegungsrichtung des Neutrons nicht ändert, bei der Betrachtung einer Neutronengruppe nicht berücksichtigt werden kann, so kann man annehmen, daß in der P_1 -Näherung die wahre anisotrope Streuung durch eine isotrope Streuung mit einem Querschnitt ersetzt wird, der dem Transportstreuquerschnitt gleich ist.

Daher kann man bei der Betrachtung einer Neutronengruppe in der P_1 -Näherung an Stelle von $\mu_{i,i}$ den Transportstreuquerschnitt oder den totalen Transportquerschnitt vorgeben, der folgendermaßen lautet:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_{p, tr} + \Sigma_y$$

Die Näherungen, die auf dem Ersatz der wahren Winkelverteilung durch die Verteilung (3) beruhen (was bei der Betrachtung einer Gruppe dem Ersatz der anisotropen Streuung durch eine isotrope mit einem Querschnitt gleich dem Transportquerschnitt äquivalent ist), nennt man gewöhnlich "Transportnäherungen".

Aus dem bisher Gesagten folgt, daß die Transport- P_1 -Näherung der totalen P_1 -Näherung äquivalent ist.

Bei der Berechnung von Reaktoren verwendet man häufig auch die höheren Transportnäherungen.

In diesen Fällen wird die anisotrope Streuung zunächst durch eine äquivalente isotrope Streuung ersetzt, doch die Winkelverteilung des Neutronenflusses wird genauer berechnet als in der P_1 -Näherung.

Obwohl die höheren Transportnäherungen ($n > 1$) den entsprechenden totalen Näherungen nicht mehr äquivalent sind, kann man durch ihre Verwendung jedoch in vielen Fällen die Genauigkeit der Berechnungen wesentlich erhöhen.

Dabei reicht für die Anwendung dieser Näherungen schon die Vorgabe der gleichen Gruppenkonstanten wie für die P_1 -Näherungen aus.

Es muß erwähnt werden, daß auch andere Näherungen möglich sind, die die gleiche Auswahl von Gruppenkonstanten verwenden.

Z.B. kann man sich in höheren Näherungen der Methode der Kugelfunktionen (P_n -Methode) auf die Berechnung der Winkelverteilung der Streuung in Gleichung (1) stützen. In diesem Fall werden alle Glieder der Entwicklung der Winkelverteilung der Streuung in eine Reihe von Kugelfunktionen außer den ersten Gliedern gleich null angenommen (während die Transportnäherung, d.h. Ausdruck (3), der Annahme entspricht, daß die Koeffizienten der höheren Glieder dem zweiten Koeffizienten gleich sind; d.h. bei höheren Näherungen als der P_1 -Näherung sind die Ausdrücke (1) und (3) nicht mehr äquivalent).

Die Antwort auf die Frage, welche der zwei erwähnten Näherungen besser ist, hängt streng genommen von den konkreten Besonderheiten des betrachteten Systems ab. Gewöhnlich ist die Verwendung der Transportnäherung vorzuziehen.

Dies ist dadurch zu erklären, daß für die meisten Elemente bei hohen Neutronenenergien die Anisotropie der Streuung groß ist, die Winkelverteilung der Streuung ein starkes "Diffraktions"-Maximum bei kleinen Winkeln hat, das in der Transportnäherung gut abgetrennt werden kann. Es entspricht dem δ -Glied der Verteilung (3).

Bei kleinen Energien entspricht die Winkelverteilung der Streuung besser der zweiten Näherung. Jedoch ist in diesem Fall die Anisotropie selbst gewöhnlich gering, und daher ergeben beide Näherungen ähnliche Ergebnisse.

Gehen wir jetzt zur Berechnung der Anisotropie der Übergänge zwischen den Gruppen über.

Im Rahmen der zu betrachtenden Näherungen wird die Anisotropie der Übergänge zwischen den Gruppen durch die Mittelwerte des Kosinus der Streuwinkel $\bar{\mu}_{i,k}$ charakterisiert.

$\bar{\mu}_{i,k}$ ist der Mittelwert des Kosinus des Streuwinkels, der dem Übergang aus der i -ten Gruppe in die k -te Gruppe entspricht.

Die Angabe der Werte $\bar{\mu}_{i,k}$ reicht für die Berechnungen in einer Multigruppen- P_1 -Näherung aus.

Wenn eine genauere Berechnung der Winkelverteilung des Neutronenflusses erforderlich ist, kann man die beiden gleichen Näherungen anwenden, die bei der Betrachtung einer Neutronengruppe angegeben wurden.

Hierbei wird für die Winkelverteilung der Streuung, die dem zu betrachtenden Übergang entspricht, näherungsweise der gegebene Ausdruck genommen, der (1) oder (3) analog ist.

Die Näherungen, die einen zu (3) analogen Ausdruck benutzen, können Multigruppentransportnäherungen genannt werden.

Jedoch kann man im Unterschied zur Betrachtung einer Gruppe bei der Betrachtung der Übergänge zwischen den Gruppen nicht mehr einfach das Glied unberücksichtigt lassen, das dem Streuquerschnitt ohne Änderung der Bewegungsrichtung des Neutrons entspricht. Daher kann man in der Multigruppentransportnäherung nicht mehr anstelle des Streuquerschnitts (des Übergangs) und des mittleren Kosinus des Streuwinkels einfach eine Größe angeben, die dem Transportquerschnitt der Eingruppentheorie analog ist. Jedoch kann man anstelle des Übergangsquerschnitts und des mittleren Kosinus des Übergangswinkels den Querschnitt des isotropen Übergangs und den Querschnitt des Übergangs ohne Änderung der Bewegungsrichtung angeben.

Wenn $\Sigma_o(i,k)$ den Querschnitt des isotropen Übergangs bezeichnet, und $\Sigma_1(i,k)$ den Querschnitt des Übergangs ohne Richtungsänderung, dann ist

$$\Sigma_o(i,k) = \Sigma_b(i,k)(1 - \mu_{i,k})$$

$$\Sigma_1(i,k) = \Sigma_b(i,k)(\mu_{i,k})$$

dabei ist $\Sigma_b(i,k)$ der totale Querschnitt des Übergangs zwischen der i -ten und der k -ten Gruppe.

Die Berücksichtigung der Anisotropie der Übergänge zwischen den Gruppen macht die Berechnungen erheblich schwieriger.

Außerdem ist sie in vielen Fällen nicht unbedingt erforderlich.

Daher verwendet man häufig weitere Vereinfachungen, die es ermöglichen, eine Berechnung mit anisotropen Übergängen annähernd auf eine Berechnung mit isotropen Übergängen zu reduzieren.

(In der P_1 -Näherung führt diese Reduktion zu einer Diffusionsnäherung). Hierzu verwendet man mehrere Verfahren.

Das erste Verfahren kann man als "einfache Transportnäherung mit isotropen Übergängen" bezeichnen.

In der ersten Näherung verwendet man die richtigen Werte des mittleren Kosinus $\bar{\mu}_{i,i}$ des Streuwinkels für die Neutronen, die in der Gruppe bleiben (oder den richtigen Wert $\Sigma_{p,tr}$), doch die Übergänge zwischen den Gruppen nimmt man als isotrop an (d.h. $\mu_{i,k} = 0$).

In diesem Fall wird die Verteilung in jeder einzelnen Neutronengruppe in der Transportnäherung genau beschrieben, doch läßt man Abweichungen von der genauen Transportnäherung bei der Beschreibung der Übergänge zu.

Das zweite Verfahren kann man als "verbesserte Transportnäherung mit isotropen Übergängen" bezeichnen.

In diesem Fall geht man folgendermaßen vor: Die Übergänge zwischen den Gruppen werden als isotrop angesehen, doch ihre Anisotropie wird indirekt berücksichtigt, und zwar wird die Winkelverteilung der Streuung, die das Neutron in der betrachteten Gruppe läßt, künstlich so berichtigt, daß die angenommene Winkelverteilung der Summenstreuung mit der tatsächlichen übereinstimmt.

(Es muß bemerkt werden, daß dieses Verfahren nicht nur für die Transportnäherung verwendet werden kann.) In bezug auf die Transportnäherung führt dieses Verfahren dazu, daß als Transportstreuquerschnitt, der das Neutron in der betrachteten Gruppe läßt, ein Gruppenmittelwert des Transportquerschnitts der totalen Streuung verwendet wird.

Also verwendet man anstelle des richtigen Werts (1) den folgenden Wert

$$\Sigma'_{p,tr} = \Sigma_p - \Sigma_p \bar{\mu}_{i,i} - \sum_{k,k \neq i} \Sigma_b(i,k) \bar{\mu}_{i,k} = \Sigma_{p,tr} - \sum_{k,k \neq i} \Sigma_b(i,k) \bar{\mu}_{i,k} \quad (4)$$

In diesem Fall (im Unterschied zum ersten) läßt man Abweichungen von der genauen Transportnäherung bei der Betrachtung der Ausbreitung jeder einzelnen Neutronengruppe zu, doch kann infolgedessen insgesamt eine große Genauigkeit der Multigruppenrechnung erreicht werden.

Das betrachtete Verfahren wird am häufigsten bei der Berechnung der Anisotropie von Übergängen verwendet, die durch elastische Streuung verursacht wurden. Für schwere Elemente, für die der Energieverlust bei der elastischen

Streuung gering ist und für die elastische Streuung einen Übergang in eine benachbarte niedrigere Gruppe verursacht, erweist sich diese Berechnung der Anisotropie der elastischen Neutronen als völlig zufriedenstellend.

In diesen Fällen führt das betrachtete Verfahren zu gewissen Fehlern (im Vergleich zu den genauen Transportnäherungen) in der Beschreibung der räumlichen Verteilung nur solcher hoher Neutronengruppen, für die unmittelbar die Spaltung und nicht die Bremsung aus höheren Gruppen die Hauptneutronenquelle ist.

Beim Übergang zu niedrigeren Gruppen werden die Fehler, die entstehen, wenn man die Übergänge isotrop annimmt, durch die oben beschriebene Berichtigung des Transportstreuquerschnitts, der das Neutron in der Gruppe beläst, gut kompensiert. Daher erweist sich die Genauigkeit der Beschreibung der räumlichen Verteilung der Neutronen in diesen Gruppen der Genauigkeit der totalen Multigruppentransportnäherung als fast äquivalent.

Für leichte Elemente werden die oben erwähnten Fehler größer, und die Berechnung der Anisotropie elastischer Übergänge in der "berichtigten Transportnäherung mit isotropen Übergängen" wird weniger stichhaltig.

Dies gilt besonders für Wasserstoff. Für Wasserstoff gewährleistet die betrachtete Näherung nicht nur keine ausreichende Genauigkeit, sondern sie verliert (bei nicht zu weiten Gruppen) überhaupt ihren einfachen physikalischen Sinn, da man in diesem Fall dem Transportstreuquerschnitt (der das Neutron in der Gruppe läßt) negative Werte zuschreiben muß. Jedoch kann sie formal auch in diesem Fall verwendet werden.

Es muß bemerkt werden, daß bei Berücksichtigung der Anisotropie der Übergänge, die durch inelastische Streuung verursacht werden, die Verwendung der "berichtigten Transportnäherungen mit isotropen Übergängen" nur wenig gerechtfertigt erscheint. Die inelastische Streuung (ebenso wie die elastische Streuung an leichten Elementen) ist mit einem großen Energieverlust verbunden und verursacht folglich Übergänge in einige benachbarte niedrigere Gruppen.

Infolgedessen wirken sich die Fehler, die für die betrachtete Näherung charakteristisch sind, auf die Beschreibung der räumlichen Verteilung vieler Gruppen schneller Neutronen aus.

Die oben erwähnte Kompensation findet nur für solche äußerst niedrige Gruppen statt, in die inelastisch gestreute Neutronen nicht unmittelbar eintreten.

Doch auch diese Kompensation ist aufgrund der großen Differenz der Transportquerschnitte für weit auseinanderliegende Gruppen sehr ungenau.

Wenn man ein Rechenprogramm verwendet, das nicht gestattet, die Anisotropie der Übergänge unmittelbar zu berücksichtigen, ist es daher zweckmäßig, sich für die inelastische Streuung auf die "einfache Transportnäherung mit isotropen Übergängen" zu beschränken.

Dies ist umso mehr zu empfehlen, da die Anisotropie der inelastischen Streuung gewöhnlich gering ist. (Sie ist in der Hauptsache mit der Bewegung des Massezentrums verbunden.)

Die in der vorliegenden Arbeit angeführten Konstantensysteme für die Elemente mit $A > 20$ setzen die Verwendung der Multigruppentransportnäherung mit isotropen Übergängen voraus ("berichtigt" in bezug auf die Berechnung der Anisotropie der elastischen Übergänge, und "einfach" in bezug auf die Berechnung der Anisotropie inelastischer Übergänge).

Für die Elemente mit $A < 20$ ist die Möglichkeit vorgesehen, die Anisotropie der Übergänge in der P_1 -Näherung zu berücksichtigen (unter anderem im Rahmen der totalen Multigruppentransportnäherung).

Für diese Elemente bleibt auch die Möglichkeit erhalten, die Transportnäherungen mit isotropen Übergängen zu verwenden (sowohl der einfachen als auch der "berichtigten").

Also kann im Rahmen der Multigruppentransportnäherung (und anderer ähnlicher Näherungen) die Wechselwirkung der Neutronen mit dem Medium durch folgende Auswahl von Gruppenkonstanten charakterisiert werden:

$$\Sigma_{p,i}; \Sigma_{f,i}; \Sigma_{c,i}; \Sigma_{b(i,k)}; \bar{\mu}_{i,k}; \nu_i; \epsilon_k$$

In der Transportnäherung kann man anstelle der Werte $\Sigma_{p,i}$ und $\bar{\mu}_{i,i}$ den Wert $\Sigma_{p,tr,i}$ oder $\Sigma_{tr,i}$ verwenden.

In den Näherungen, in denen die Übergänge als isotrop angenommen werden, braucht $\mu_{i,k}$ ($i \neq k$) nicht gegeben zu sein. (Wenn im Medium mehrere spaltbare Isotope vorhanden sind, müssen die Konstanten, die sich auf die Spaltung beziehen, für jedes Isotop einzeln angegeben werden.)

Den zahlreichen makroskopischen Gruppenkonstanten des Mediums entsprechen die mikroskopischen (d.h. auf ein Atom bezogenen) Gruppenkonstanten der einzelnen Elemente oder Isotope:

$$\sigma_{p,i}; \sigma_{f,i}; \sigma_{i,i}; \sigma_{b(i,k)}; \bar{\mu}_{i,k}; \nu_i; \epsilon_k.$$

(oder anstelle von $\sigma_{p,i}$ und $\mu_{i,i}$ - $\sigma_{p,tr,i}$ oder $\sigma_{tr,i}$)

In einigen Fällen werden in den Tabellen der Gruppenkonstanten nur die Konstanten dieses Typs angeführt.

Der Vorteil dieser Art der Darstellung der Werte besteht darin, daß diese Werte unmittelbar bei der Durchführung von Multigruppenberechnungen verwendet werden können.

Doch die Methode hat auch Nachteile, da sie häufig die erforderliche Korrektur der Gruppenkonstanten dieses Typs erschwert, die mit den konkreten Besonderheiten der betrachteten Systeme zusammenhängt. Das betrifft in der Hauptsache die Bestimmung des Bremsquerschnitts.

Gruppenkonstanten des zweiten Typs

Aus den oben erwähnten Gründen sollten in den Tabellen nicht nur die Gruppenkonstanten des ersten Typs, sondern auch einige Gruppenkonstanten des zweiten Typs, d.h. die Gruppenmittelwerte der Wirkungsquerschnitte und anderer kernphysikalischer Größen aufgeführt werden.

Hierbei muß man beachten, daß die Gruppenmittelwerte einiger Größen nach jeder beliebigen vernünftigen Interpretation selbst auch Gruppenkonstanten (des ersten Typs) sind. Dies gilt für σ_f , σ_o , ν .

Die Gruppenmittelwerte anderer Größen stimmen mit den Gruppenkonstanten (des ersten Typs) nur im Rahmen bestimmter Näherungen überein.

Diese Situation liegt z.B. beim Gruppenmittelwert des totalen Transportquerschnitts vor, der folgendermaßen bestimmt wird:

$$\sigma_{tr} = \sigma_e (1 - \mu_e) + \sigma_{in} (1 - \mu_{in}) + \sigma_f + \sigma_o$$

Hier ist σ_e der elastische Streuquerschnitt

σ_{in} - der inelastische Streuquerschnitt

σ_f und σ_o - der Spaltquerschnitt und der Einfangquerschnitt.

μ_e und μ_{in} sind die mittleren Kosinus des elastischen und des inelastischen Streuwinkels.

(Hier und im folgenden wird in den Symbolen für die Mittelwerte der Kosinus der Streuwinkel das Zeichen für die Mittelung weggelassen.)

Der Gruppenmittelwert des totalen Transportquerschnitts ist im allgemeinen nicht der Transportquerschnitt der gegebenen Neutronengruppe, sondern er stimmt mit ihm im Rahmen der "berichtigten" Transportnäherung mit isotropen Übergängen überein.

Als typisches Beispiel für die Größe, deren Gruppenmittelwert keine Gruppenkonstante (des ersten Typs) ist, kann ξ , die mittlere Lethargiezunahme bei der elastischen Streuung, dienen.

Diese Größe wird bei der Berechnung des elastischen Bremsquerschnitts verwendet, doch ist es zweckmäßig, sie auch getrennt in den Tabellen der Gruppenkonstanten aufzuführen (um die Korrektur der Werte für den elastischen Bremsquerschnitt zu ermöglichen sowie für andere Zwecke).

Oben erwähnten wir, daß allein die Angabe der Gruppenkonstanten des ersten Typs in den Tabellen nicht ganz zweckmäßig ist. Doch andererseits ist es auch nicht zweckmäßig, sich nur auf die Angabe der Gruppenkonstanten des zweiten Typs zu beschränken (d.h. der Gruppenmittelwerte der Wirkungsquerschnitte und anderer kernphysikalischer Größen). Z.B. ist es schwierig, die Charakteristika der inelastischen Streuung und der Anisotropie der Übergänge in dieser Form darzustellen.

Daher erscheinen in den Tabellen der Gruppenkonstanten, die in unserer Arbeit zusammengestellt wurden, sowohl die Gruppenkonstanten des ersten Typs als auch die Gruppenkonstanten des zweiten Typs.

Außerdem werden in den Tabellen die Werte einiger Hilfsfaktoren angegeben, die für die Berechnung der Effekte notwendig sind, die mit der Resonanzstruktur der Querschnitte zusammenhängen.

Eine genauere Erklärung der Bedeutung der in den Tabellen angegebenen Größen wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

In § 7 wird eine Zusammenstellung der Regeln zur Benutzung der Tabellenwerte gegeben.

§ 2. Auswahl der Energiegruppenintervalle

Die in den unten angegebenen Systemen von Gruppenkonstanten verwendete Auswahl von Energiegruppenintervallen, beruht auf folgenden qualitativen Erwägungen.

1. Im Energiebereich unter 100 keV verwendete man eine in bezug auf die Lethargieskala gleichmäßige Verteilung der Gruppengrenzen.

Eine solche Wahl ist zweckmäßig, da sich hierbei die typischen Wirkungsquerschnitte im betrachteten Energiebereich beim Übergang von der gegebenen Gruppe zur benachbarten etwa um den gleichen Faktor ändern.

Die Zunahme der Lethargie in der Gruppe wird mit $u=0,77$ angenommen: dies entspricht der Aufteilung einer Dekade der Energieskala in drei für die Lethargiezunahme gleiche Teile.

Die Verwendung einer großen Zahl kleinerer Gruppen gestattet im Prinzip eine erhöhte Genauigkeit der Berechnungen, doch nur in dem Fall, wenn die Ausgangswerte eine genügend große Genauigkeit besitzen.

Berücksichtigt man diesen Umstand, so kann man bei der Auswahl der Gruppenbreite folgendes Kriterium anwenden.

Die Mittelung der effektiven Wirkungsquerschnitte über verschiedene mögliche Neutronenspektren in den einzelnen Gruppen müssen zu einer Streuung der Werte führen, die die möglichen Fehler in den Ausgangswerten für die Wirkungsquerschnitte nicht übersteigt. Zur Abschätzung betrachten wir den typischen Fall, bei dem der Querschnitt sich nach dem Gesetz $1/v$ ändert. Für diesen Fall führt die Mittelung des Querschnitts z.B. über so verhältnismäßig stark unterschiedliche Spektren wie

$$1) n(E) dE \sim \frac{dE}{E}$$

$$2) n(E) dE \sim dE$$

bei der gewählten Gruppenbreite zu einer Abweichung der Mittelwerte von insgesamt 2 %.

Dies ist erheblich weniger als der wahrscheinliche Fehler bei der Messung der meisten Querschnitte. Zum Vergleich sei folgendes angeführt: wenn die Gruppenbreite zweimal größer gewählt würde, würde die Streuung der erwähnten Mittelwerte 10 % betragen, was bereits unerwünscht wäre.

Natürlich kann man in der Praxis bei den Berechnungen einen Fall finden, bei dem sich die Spektren in den einzelnen Gruppen unterscheiden.

Z.B. ist für eine elastische Bremssubstanz mit starkem Einfang der Hauptteil der Neutronen auf die obere Grenze der Gruppe konzentriert. In diesem Grenzfall für den Querschnitt, der sich nach dem Gesetz " $1/v$ " ändert, unterscheidet sich der Gruppenmittelwert des Querschnitts um etwa 20 % vom Ergebnis der Mittelung über die oben betrachteten Spektren. Jedoch tritt in diesem Fall nur ein kleiner Teil der abgebremsten Neutronen in die betrachtete Gruppe ein (die meisten Neutronen werden in höheren Gruppen absorbiert). Daher hat der erwähnte 20 %ige Fehler in der Angabe des Querschnitts der gegebenen Gruppe keine große Bedeutung.

Wenn z.B. unter den betrachteten Bedingungen 1 % abgebremster Neutronen in die gegebene Gruppe eintreten, dann zeigt die Rechnung, daß der Fehler in der Angabe des Einfangsquerschnitts dieser Gruppe schon weniger als 10 % beträgt.

Diese Erwägungen zeigen, daß vom Standpunkt der Mittelung der sich langsam ändernden Querschnitte die Verwendung engerer Gruppen als angenommen zur Zeit kaum zweckmäßig ist.

Eine weitere Erhöhung der Zahl der Gruppen könnte berechtigt sein, wenn die Resonanzstruktur der Querschnitte berechnet werden muß. Um jedoch die Möglichkeit zu haben, die Resonanzstruktur der Querschnitte direkt zu berechnen, müßte man die Zahl der Gruppen um ein Vielfaches erhöhen.

Die Durchführung umfangreicher Rechnungen mit einer so großen Zahl von Gruppen übersteigt die Möglichkeiten der modernen Rechentechnik, daher verwendet man sie zweckmäßigerweise nur bei der Lösung einzelner Spezialaufgaben.

Eine geringe Erhöhung der Gruppenzahl jedoch (z.B. um den Faktor 2-3), hat in dieser Hinsicht praktisch keinen Wert.

2. Für den Energiebereich über 100 keV wurden etwas engere Gruppen (bezüglich der Lethargie) angenommen, um die Möglichkeit zu haben, die hier auftretenden Schwellenreaktionen genauer zu berechnen (inelastische Streuung, Spaltung u.a.).

Bei der Wahl der Gruppengrenzen in diesem Energiebereich wurde zusätzlich der Wunsch berücksichtigt, als eine der Grenzen die Energie 1,4 MeV zu

haben, die der effektiven Spaltschwelle von U 238 entspricht, und ebenso die Energie im Bereich 6,5 MeV, die den Reaktionsschwellen (n,2n) und (n,nf) der spaltbaren Isotope entspricht.

3. Bei der Wahl der Gruppenbreiten hielt man es für zweckmäßig, sie so zu wählen, daß für die meisten Elemente die Gruppenbreite den maximalen Energieverlust bei der elastischen Streuung übersteigt.

In diesem Fall führt die elastische Bremsung zum Übergang in eine benachbarte Gruppe.

Bei der angenommenen Gruppenbreite sind die genannten Bedingungen für alle Elemente erfüllt, außer für Wasserstoff (für den sie nicht erfüllbar sind), Deuterium, Helium und Lithium. Für Lithium wird diese Bedingung nur in den oberen Gruppen nicht erfüllt. Doch da in diesem Fall der maximale Energieverlust bei elastischer Streuung die Gruppenbreite nur unerheblich übersteigt, wurde näherungsweise angenommen, daß die elastische Bremsung einen Übergang in eine benachbarte Gruppe verursacht.

Zum Schluß erwähnen wir, daß sich die in den angeführten Konstantensystemen angenommene Gruppenaufteilung für eine Reihe von Fällen als unnötig detailliert oder als allzu aufwendig für die vorliegende Rechentechnik erweisen kann.

Z.B. erfordert bei dem heutigen Stand der Rechentechnik die Lösung mehrdimensionaler Aufgaben gewöhnlich die Verwendung einer geringeren Anzahl von Gruppen als in den hier angeführten Konstantensystemen angenommen wurde.

In diesen Fällen kann man die Gruppenzahl verringern, indem man Gruppen zusammenlegt und entsprechend die Gruppenkonstanten der zusammgelegten Gruppen mittelt.

In diesen Fällen wird das ursprüngliche Multigruppensystem der Konstanten als Angabe der Energieabhängigkeiten der Konstanten angesehen, die der Gruppenmittelung unterliegen (in breiteren Gruppenintervallen).

Selbstverständlich muß im Zusammenhang mit der Erhöhung der Gruppenbreite diese Mittelung bereits unter Berücksichtigung der konkreten Besonderheiten der betrachteten Reaktorsysteme durchgeführt werden.

§3. Gruppenmittelung der makroskopischen Querschnitte des Mediums

Bei der Aufstellung von Systemen von Multigruppenkonstanten hat die Auswahl der vernünftigen Arten der Mittelung der effektiven Wirkungsquerschnitte über die Energieintervalle der einzelnen Gruppen eine wichtige Bedeutung.

Es ist natürlich, daß die Aktualität dieser Frage in dem Maße abnimmt, wie die Anzahl der Gruppen zunimmt (wenn die verschiedenen Arten der Mittelung praktisch zu den gleichen Werten führen).

Wie bereits oben erwähnt wurde, liegt bei der von uns gewählten Gruppenbreite für die stetig sich ändernden Querschnitte in den meisten Fällen praktisch gerade diese Situation vor.

Trotzdem ist es auch in diesem Fall zweckmäßig, vernünftige Mittelungsarten zu verwenden.

Jedoch muß man vor allem der Mittelung des Resonanzverlaufs der Querschnitte Aufmerksamkeit schenken.

Es muß erwähnt werden, daß die Aufgabe, eine rationale Art der Mittelung von Querschnitten bei der Aufstellung von Konstantensystemen zu wählen, die für die Berechnung verschiedener Reaktortypen bestimmt sind, sich etwas von der Aufgabe unterscheidet, die Mittelungsart für Multigruppenberechnungen eines bestimmten Reaktors zu wählen.

Im letzteren Fall wählt man die Art der Mittelung so, daß die Berechnung zum richtigen Wert k_{eff} des gegebenen Reaktors (oder anderer ausgewählter Charakteristika des Reaktors) führt.

Diese Forderung führte dazu, daß die effektiven Wirkungsquerschnitte mit Gewichtsfunktionen gemittelt werden müssen, die von der Raum-Energieverteilung des Neutronenflusses und vom Einfluß der Neutronen im gegebenen Reaktor abhängig sind ³⁾¹³⁾.

In unserem Fall können wir uns nicht an der Verteilung des Neutronenflusses (oder gar des Neutroneneinflusses) in einem bestimmten Reaktor orientieren. Statt dessen ist es zweckmäßig, sich bei der Mittelung der Querschnitte an einer bestimmten "Standard"-Form des Neutronenspektrums innerhalb der einzelnen Gruppen zu orientieren.

Diese "Standard"-Form muß nicht unbedingt irgendeinem bestimmten Reaktor entsprechen.

Und trotzdem muß sie so sein, daß die Mittelung zu möglichst kleinen Fehlern für die meisten in der Praxis vorkommenden Fälle führt.

Natürlich kann diese gewählte "Standard"-Form des Spektrums die Besonderheiten, die mit der Resonanzstruktur der Querschnitte zusammenhängen, nicht wiedergeben.

Daher gilt die "Standard"-Form nicht für das genaue Spektrum, sondern für das in bezug auf die Resonanzbesonderheiten "geglättete" Spektrum.

Die Bedingung, daß k_{eff} (oder eine andere ausgewählte Charakteristik) eines bestimmten Reaktors beibehalten werden muß, wird natürlich durch die Forderung ersetzt, daß beim Ersatz der wahren (energieabhängigen) Querschnitte durch gemittelte Gruppenquerschnitte die richtigen Werte der wichtigsten Größen, die die Verteilung jeder Neutronengruppe charakterisieren, beibehalten werden.

Zu diesen Werten kann man z.B. die folgenden zählen:

1. Der totale Neutronenfluß einer gegebenen Gruppe;
2. Die totale Anzahl der Einfänge (des betrachteten Typs) von Neutronen der gegebenen Gruppe;
3. Der mittlere quadratische Weg, den ein Neutron der gegebenen Gruppe von der Entstehung bis zur Absorption (oder bis zum Austritt aus der Gruppe) zurücklegt.

Als "Standard"-Form des in bezug auf die Resonanzen geglätteten Spektrums wurde für alle Gruppen außer den drei obersten die Form des Fermispektrums gewählt.

$$\mathcal{F}_0(u) = \text{const.}$$

Mit $\mathcal{F}_0(u)$ wird hier und in folgenden das "Standard"-Spektrum bezeichnet. Diese Wahl ist zweckmäßig (und wird gewöhnlich verwendet), da in der Praxis für diesen Energiebereich Spektren angetroffen werden, die sich an beiden Seiten vom Fermispektrum unterscheiden.

Jedoch für die drei obersten Gruppen (mit $E_n > 2,5$ MeV) ist diese Wahl nicht mehr zweckmäßig.

In diesem Energiebereich geht für Reaktorspektren der Neutronenfluß gewöhnlich mit Zunahme der Energie stärker zurück als für das Fermispektrum. Aus Gründen der Genauigkeit wurde in den drei obersten Gruppen als "Standard" Form die Form des Spaltneutronenspektrums gewählt.

Diese Wahl eignet sich am besten für die Berechnung von Medien mit stark inelastischer Streuung. Jedoch auch für elastisch bremsende Medien ist sie zufriedenstellend (bei der verwendeten Gruppenbreite).

Zur Vereinfachung führen wir die folgenden Bezeichnungen für die Mittelung der Werte über das Standardspektrum ein (in den Grenzen einer einzelnen Gruppe).

$$\langle a \rangle = \frac{\int_{u_1}^{u_2} a(u) \varphi_0(u) du}{\int_{u_1}^{u_2} \varphi_0(u) du}$$

Hier sind u_1 und u_2 die obere und die untere Grenze der Gruppe.

Aus der Wahl der "Standard"-Form des Spektrums folgt, daß für alle Gruppen außer den drei obersten diese Mittelung der einfachen Mittelung über die Lethargie äquivalent ist.

$$\langle a \rangle = \frac{\int_{u_1}^{u_2} a(u) du}{(u_2 - u_1)}$$

Wenn die Wirkungsquerschnitte in den Grenzen der betrachteten Gruppe Resonanzcharakter besitzen, dann treten im Neutronenspektrum Besonderheiten auf, die den Besonderheiten im Verlauf der Querschnitte entsprechen.

Bei der Berechnung dieses Effekts gehen wir von folgender grundsätzlicher Annahme (Näherung) aus.

Wir nehmen an, daß die Differenz zwischen der genauen Form des Spektrums und der "geglätteten" Standardform dem totalen makroskopischen Querschnitt des Mediums umgekehrt proportional ist.

Mit anderen Worten, es wird angenommen, daß das Neutronenspektrum in der Gruppe folgende Form hat.

$$\varphi(u) \sim \varphi_0(u) \frac{1}{\Sigma_t(u)} \quad (5)$$

Da für alle Gruppen außer den drei obersten das Standardspektrum gleich dem Fermispektrum angenommen wird ($\mathcal{F}_0(u) = \text{const.}$), wird in diesen Fällen die genannte Voraussetzung der einfacheren Voraussetzung äquivalent:

$$\mathcal{F}(u) \sim \frac{1}{\Sigma_t(u)} ; \quad (6)$$

Die angenommene Form des Spektrums gilt, wenn im betrachteten Energiebereich die Stoßdichte schwach von der Energie abhängig ist

$$\Sigma_t \cdot \mathcal{F}(u) \approx \text{const.} \quad (7)$$

Das letztere gilt, wenn wenigstens eine der beiden folgenden Bedingungen erfüllt ist:

a) im gesamten betrachteten Energiebereich ist der Absorptionsquerschnitt viel kleiner als der Streuquerschnitt

$$\Sigma_a \ll \Sigma_t \quad (8)$$

b) Die Teile, in denen der Absorptionsquerschnitt im Vergleich zum Streuquerschnitt groß ist, haben eine Breite, die kleiner ist als der Energieverlust bei der elastischen Streuung. Da die Breite der angegebenen Teile in der Größenordnung mit den Resonanzbreiten übereinstimmen, ist die betrachtete Bedingung:

$$\Gamma \ll \xi_E \quad (9)$$

Hier ist Γ die totale Resonanzbreite (unter Berücksichtigung der Dopplerbreite).

Die Möglichkeit, die betrachtete grundsätzliche Annahme bei der Berechnung der Effekte zu verwenden, die mit der Resonanzstruktur der Querschnitte verbunden sind, kann man durch folgende Überlegungen begründen.

Wenn keine der Bedingungen (8) und (9) für die betrachtete Gruppe erfüllt ist, findet im Medium eine starke Resonanzabsorption statt, und die Wahrscheinlichkeit, daß das Neutron dem Resonanzeinfang bei elastischer Bremsung innerhalb der Grenzen der betrachteten Gruppe entkommt, ist gering.

Doch in diesen Fällen ist in der Regel auch die Wahrscheinlichkeit gering, daß das Neutron bei elastischer Bremsung innerhalb der Grenzen einiger höherer Gruppen dem Resonanzeinfang entkommt.

Mit anderen Worten; in der Regel gelangt nur ein kleiner Teil der abgebremsten Neutronen in die betrachtete Gruppe. Unter diesen Bedingungen hat ein gewisser Fehler bei der Berechnung der Resonanzeffekte für die betrachtete Gruppe keine wesentliche Bedeutung.

Zusätzlich kann man erwähnen, daß im anderen Grenzfall, wenn im betrachteten Bereich des Mediums Bedingungen erfüllt werden, die (8) und (9) entgegengesetzt sind, eine erhebliche Menge von Neutronen in der Regel nur dann in die betrachtete Gruppe gelangen kann, wenn eine Abbremsung in den benachbarten Bereichen des Mediums mit anschließender Diffusion in den betrachteten Bereich vor sich geht.

Doch dann ist die Voraussetzung (5) wieder für das integrale Neutronenspektrum im betrachteten Bereich des Mediums richtig. Folglich ist es in gewissem Maße berechtigt, die Gültigkeit dieser Voraussetzung auch in diesem Fall anzunehmen.

Wir gehen nun zur Betrachtung der Gruppenmittelung einzelner Querschnitte über. (Die Gruppenmittelwerte der Querschnitte werden durch einen Querstrich über den Zeichen für die Querschnitte bezeichnet.)

Absorptionsquerschnitt

Weiter unten werden wir von der Gruppenmittelung des Einfangquerschnitts sprechen, jedoch bezieht sich das gesagte in gleichem Maße auch auf die Mittelung des Spaltquerschnitts.

Damit beim Ersatz des von der Energie abhängigen Einfangquerschnitts durch den konstanten Gruppenquerschnitt die Gesamtzahl der Neutroneneinfänge der gegebenen Gruppe erhalten bleibt, muß die folgende selbstverständliche Bedingung erfüllt sein:

$$\int_{u_1}^{u_2} \bar{\Sigma}_c(u) \varphi(u) du = \bar{\Sigma}_c \int_{u_1}^{u_2} \varphi(u) du \quad (10)$$

$\bar{\Sigma}_c(u)$ ist der makroskopische Einfangquerschnitt.

Verwendet man die Bedingung (5) für das Neutronenspektrum in der Gruppe und die früher angegebenen Bezeichnungen für die Mittelung der Größen über das

"Standard"-Spektrum, so erhält man den folgenden Ausdruck für den Gruppenmittelwert des Einfangquerschnitts

$$\bar{\Sigma}_c = \frac{\int_{u_1}^{u_2} \Sigma_c(u) \varphi(u) du}{\int_{u_1}^{u_2} \varphi(u) du} = \frac{\left\langle \frac{\Sigma_c}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle} \quad (11)$$

Hier ist $\Sigma_t(u)$ der totale makroskopische Querschnitt des Mediums. Der analoge Ausdruck gilt auch für den Gruppenspaltquerschnitt (eines bestimmten Isotops):

$$\bar{\Sigma}_f = \frac{\left\langle \frac{\Sigma_f}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle}$$

Es sei bemerkt, daß ein analoger Ausdruck folglich auch für die Gruppenmittelung des inelastischen Streuquerschnitts verwendet werden könnte (wenigstens für den Teil des Querschnitts, der mit dem Entkommen aus der betrachteten Gruppe zusammenhängt).

Jedoch gilt die inelastische Streuung gewöhnlich in dem Energiebereich, in dem die Resonanzeffekte eine geringe Rolle spielen. Daher verwenden wir bei der Bestimmung des Gruppenwerts für den inelastischen Streuquerschnitt die folgende einfache Mittelung:

$$\bar{\Sigma}_{in} = \left\langle \Sigma_{in} \right\rangle$$

Transportquerschnitt

Betrachten wir zunächst die Diffusionsnäherung (in dem wir dabei die Energieverluste bei der elastischen Streuung vernachlässigen und die inelastische Streuung als isotrop annehmen).

In der Diffusionsnäherung geht der totale Transportquerschnitt des Mediums in die Gleichung des Neutronentransports über den Wert der Diffusionskonstanten ein, die der Transportlänge proportional ist, also dem Wert des Transportquerschnitts umgekehrt proportional ist.

Daher führt die Mittelung (Integration) der Diffusionsgleichung zu folgender Bedingung für den Gruppenmittelwert des Transportquerschnitts.

$$\int_{u_1}^{u_2} \frac{1}{\Sigma_{tr}(u)} \varphi(u) du = \frac{1}{\bar{\Sigma}_{tr}} \int_{u_1}^{u_2} \varphi(u) du \quad (12)$$

Es muß bemerkt werden, daß bei der Ableitung dieser Bedingung (durch Integration der Diffusionsgleichung) angenommen wird, daß die Form des Neutronspektrums der betrachteten Gruppe nicht von den Raumkoordinaten abhängig ist.

Doch dies ist eine übliche Annahme jeder Multigruppennäherung.

Aus Bedingung (12) erhält man folgenden Ausdruck für den Gruppenwert des Transportquerschnitts:

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \frac{\int_{u_1}^{u_2} f(u) du}{\int_{u_1}^{u_2} \frac{1}{\Sigma_{tr}(u)} f(u) du} = \frac{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t \cdot \Sigma_{tr}} \right\rangle} \quad (13)$$

In den Transportnäherungen, die genauer sind als die Diffusionsnäherung, kann sich die Art der Mittelung des Transportquerschnitts von der Art des angegebenen Ausdrucks (13) unterscheiden.

Um diesen zu wählen, müßte man zusätzlich vorher festlegen, welche Charakteristika der Neutronenausbreitung bei der Mittelung erhalten bleiben sollen.

Man kann zeigen, daß der Ausdruck (13) auch in den Transportnäherungen, die genauer als die Diffusionsnäherung sind, den richtigen Wert des mittleren Quadrats des Abstands zwischen Entstehungsort und Absorptionort des Neutrons der gegebenen Gruppe (im unendlich ausgedehnten Medium) beibehält.

Dieser Umstand kann als Argument dafür dienen, daß es zweckmäßig ist, den Gruppenmittelwert des aus dem Ausdruck (13) erhaltenen Transportquerschnitts auch bei den Berechnungen in genaueren Transportnäherungen zu verwenden.

Insgesamt kann man sagen, daß die Wahl der Art der Querschnittmittelung auf weniger genauen Transportgleichungen der Neutronen beruhen kann, als die anschließenden Multigruppenrechnungen.

Um den Ausdruck (13) anwenden zu können, muß man nicht nur die Energieabhängigkeit des totalen Querschnitts, sondern auch die detaillierte Energieabhängigkeit des mittleren Querschnitts des Kosinus des Streuwinkels kennen.

Insbesondere muß man wissen, wie sich der mittlere Kosinus des Streuwinkels innerhalb der Grenzen der einzelnen Resonanzen ändert.

Dies weiß man in den meisten Fällen nicht.

Daher muß man zusätzliche vereinfachende Voraussetzungen machen. Wir nehmen an, daß die Energieabhängigkeit des mittleren Kosinus vom elastischen Streuwinkel fließend ist, d.h. keine Resonanzbesonderheiten besitzt. Stützt man sich auf diese Annahme, so kann man den Gruppenmittelwert des Transportquerschnitts auf folgende Weise bestimmen.

Aufgrund der Analogie mit dem Ausdruck (13) bestimmt man den Gruppenmittelwert des totalen Querschnitts:

$$\bar{\Sigma}_t = \frac{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t^2} \right\rangle} \quad (14)$$

Man bestimmt gesondert durch einfache Mittelung den Gruppenmittelwert des mittleren Kosinus des Winkels bei elastischer Streuung:

$$\bar{\mu}_e = \langle \mu_e \rangle$$

Hier kann man eine einfache Mittelung verwenden, da wir angenommen haben, daß die Energieabhängigkeit von μ keine Resonanzbesonderheiten aufweist.

Geht man von den auf diese Weise ermittelten Gruppenmittelwerten des totalen Querschnitts und des mittleren Kosinus des elastischen Streuwinkels aus, so wird der Gruppenmittelwert des totalen Transportquerschnitts auf folgende übliche Weise bestimmt:

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \left[\bar{\Sigma}_t \left(\bar{\Sigma}_{in} + \bar{\Sigma}_c + \bar{\Sigma}_f \right) \right] (1 - \bar{\mu}_e) + \left(\bar{\Sigma}_{in} + \bar{\Sigma}_c + \bar{\Sigma}_f \right) \quad (15)$$

Die in diesem Ausdruck verwendeten Gruppenmittelwerte der Querschnitte der inelastischen Prozesse (Einfang, Spaltung und inelastische Streuung) muß man mit Hilfe der früher betrachteten Mittelungen errechnen.

Die Möglichkeit, den Ausdruck (13) durch den weniger genauen Ausdruck (15) zu ersetzen, ist in der Hauptsache eine Folge davon, daß die Berechnung der Resonanzstruktur der Querschnitte gewöhnlich eine wichtige Bedeutung für die Gruppen hat, für die die Anisotropie der Streuung gering ist.

Unter diesen Bedingungen hat nur die Wahl einer vernünftigen Art der Mittelung des totalen Querschnitts eine wesentliche Bedeutung.

Die Berechnung der Korrelation der Resonanzbesonderheiten des totalen Querschnitts und die Anisotropie der Streuung sind von geringerer Bedeutung.

Elastischer Streuquerschnitt

Vor allem ist zu bemerken, daß man einen Unterschied zwischen den zwei Gruppenmittelwerten des elastischen Streuquerschnitts machen muß.

1. Der Wert, den man bei der Bestimmung des Gruppentransportquerschnitts verwenden muß.

Er ist die Differenz zwischen dem Gruppenmittelwert des totalen Querschnitts und der Summe der Gruppenmittelwerte des Querschnitts der inelastischen Prozesse:

$$\bar{\Sigma}_S = \bar{\Sigma}_t - (\bar{\Sigma}_c + \bar{\Sigma}_f + \bar{\Sigma}_{in}) \quad (16)$$

2. Der Wert, den man bei der Bestimmung des Bremsvermögens des Mediums verwenden muß (elastischer Bremsquerschnitt).

Weiter unten behandeln wir die Bestimmung des Gruppenmittelwerts des elastischen Streuquerschnitts nach dem zweiten Prinzip.

Bei der Wahl der Mittelungsart gehen wir von der Darstellung der elastischen Bremsung in höherer Näherung aus.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß es in der betrachteten Gruppe keine inelastische Streuung und keine Neutronenquellen gibt. Folglich treten die Neutronen in die betrachtete Gruppe durch elastische Abbremsung aus höheren Gruppen ein.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron bei der Bremsung innerhalb der Grenzen der betrachteten Gruppe nicht absorbiert wird, beträgt (nach Wigner):

$$P = \exp \left[- \int_{u_1}^{u_2} \frac{\Sigma_c}{\xi (\Sigma_{s'} + \Sigma_c)} du \right] \quad (17)$$

Wir fordern, daß diese Wahrscheinlichkeit den richtigen Wert beim Ersatz der Querschnitte durch den Mittelgruppenwert behält.

Hierzu muß folgende Bedingung erfüllt werden:

$$\int_{u_1}^{u_2} \frac{\Sigma_c}{\Sigma_{s'} + \Sigma_c} du = \Delta u \frac{\bar{\Sigma}_c}{\bar{\Sigma}_{s'} + \bar{\Sigma}_c} \quad (18)$$

(Hierbei nehmen wir an, daß ξ nicht energieabhängig ist.)

Geht man von (18) aus und verwendet den Ausdruck für $\bar{\Sigma}_0$, so erhält man:

$$\bar{\Sigma}_s = \frac{\left\langle \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle} \quad (19)$$

Man kann nachweisen, daß der Ausdruck (19) auch den Wert einer größeren Zunahme bei elastischer Bremsung innerhalb der Grenzen der betrachteten Gruppen richtig wiedergibt.

§ 4. Gruppenmittelung der effektiven Wirkungsquerschnitte einzelner Elemente

In den vorhergehenden Kapiteln behandelten wir die Mittelungsmethoden für die makroskopischen Querschnitte des Mediums.

Aus den Darlegungen geht klar hervor, daß man bei der strengen Näherung der Mittelung gerade die summarischen makroskopischen Querschnitte des Mediums und nicht die makroskopischen Querschnitte der einzelnen Elemente oder Isotope, die das Medium aufbauen, zugrunde legen muß.

Eine solche strenge Näherung schließt jedoch die Möglichkeit aus, früher aufgestellte Systeme von Gruppenkonstanten einzelner Elemente oder Isotope zu verwenden; da wir diese Möglichkeit ausnutzen wollen, müssen wir zusätzliche vereinfachende Voraussetzungen machen.

Wir legen (wie das gewöhnlich gemacht wird) die folgenden Annahmen zugrunde. Bei der Mittelung der Querschnitte eines bestimmten Elements wird die Summe der totalen Querschnitte aller anderer Elemente, die an der Zusammensetzung des Mediums beteiligt sind, als unabhängig von der Neutronenenergie angenommen (innerhalb der Grenzen der betrachteten Gruppe).

Bei einer solchen Näherung werden in den Tabellen der Gruppenkonstanten die Gruppenwerte für die Querschnitte einzelner Elemente als Funktion der Summe der totalen Querschnitte aller anderen Elemente, die das Medium zusammensetzen gehören, angegeben.

Der grundsätzliche Nachteil der betrachteten Näherung besteht darin, daß sie die Effekte nicht berücksichtigt, die mit der Möglichkeit der Koinzidenz (in bezug auf die Energie) der Resonanzbesonderheiten der Querschnitte verschiedener Elemente zusammenhängen.

Jedoch ist bei weit auseinanderliegenden Niveaus die Wahrscheinlichkeit solcher Koinzidenzen gering.

Wenn andererseits die Resonanzniveaus der anderen Elemente dicht nebeneinander liegen (im Vergleich zu ihrer Breite), so ist ihr Summenquerschnitt nur schwach von der Energie abhängig und kann ohne großen Fehler durch einen konstanten Wert ersetzt werden.

Hierbei muß man berücksichtigen, daß die Gruppenwerte der Querschnitte eines gegebenen Elements in den meisten Fällen verhältnismäßig wenig von der Summe der totalen Querschnitte anderer Elemente abhängen.

Daher wirkt sich der Fehler in der Angabe dieser Summe (im Zusammenhang damit, daß er unabhängig von der Energie angenommen wird) gewöhnlich nur wenig auf die Ergebnisse der Rechnung aus.

Wir bezeichnen die Summe der totalen Querschnitte aller anderer Elemente, die zum Medium gehören (berechnet auf ein Atom des betrachteten Elements oder Isotops), mit $\bar{\sigma}_0$.

Dann erhalten wir aus den Ausdrücken (11), (14) und (19) folgende Ausdrücke für die Gruppenwerte der makroskopischen Querschnitte eines bestimmten Elements als Funktion von $\bar{\sigma}_0$:

$$\bar{\sigma}_c(\bar{\sigma}_0) = \frac{\left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \bar{\sigma}_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \bar{\sigma}_0} \right\rangle} \quad (20)$$

$$\bar{\sigma}_t(\bar{\sigma}_0) = \frac{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \bar{\sigma}_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \bar{\sigma}_0)^2} \right\rangle} - \bar{\sigma}_0 \quad (21)$$

$$\bar{\sigma}_s(\bar{\sigma}_0) = \frac{\left\langle \frac{\sigma_s}{\sigma_t + \bar{\sigma}_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \bar{\sigma}_0} \right\rangle} \quad (22)$$

Hier sind σ_c , σ_t und σ_s die energieabhängigen effektiven Querschnitte des betrachteten Isotops.

($\bar{\sigma}_0$ ist nicht energieabhängig.)

Wenn das betrachtete Element im Medium in niedriger Konzentration vorliegt (d.h. $\bar{\sigma}_0 \rightarrow \infty$), dann vereinfachen sich die Ausdrücke für die Mittelgruppenwerte der Querschnitte:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_c(\infty) &= \langle \sigma_c \rangle \\ \bar{\sigma}_t(\infty) &= \langle \sigma_t \rangle \\ \bar{\sigma}_s(\infty) &= \langle \sigma_s \rangle \end{aligned} \quad (23)$$

In diesem Fall fallen die Gruppenmittelwerte mit dem Ergebnis der einfachen Querschnittsmittelung über das Standardspektrum (der Lethargie) zusammen.

Unter Berücksichtigung dieses Umstands werden in den Tabellen der Gruppenkonstanten der einzelnen Elemente die Gruppenwerte der Querschnitte insbesondere für die Fälle angeführt, in denen $\sigma_0 = \infty$. Mit anderen Worten, in den Tabellen werden die Querschnitte ohne Berücksichtigung der Resonanzabschirmung angegeben.

In zusätzlichen Tabellen werden für einige σ_0 -Werte die Werte für die Korrekturfaktoren angegeben, mit denen man die oben erwähnten Werte multiplizieren muß, um die Mittelgruppenwerte der Querschnitte für die Medien mit den angegebenen σ_0 -Werten zu erhalten.

Bei der Bestimmung der Gruppenwerte der Querschnitte für die Medien mit Zwischenwerten für σ_0 muß man interpolieren.

Die angegebenen Korrekturfaktoren werden folgendermaßen bezeichnet und definiert:

$$f_c(\sigma_0) = \frac{\bar{\sigma}_c(\sigma_0)}{\bar{\sigma}_c(\infty)} = \frac{1}{\langle \sigma_c \rangle} \cdot \frac{\left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle} \quad (24)$$

$$f_t(\sigma_0) = \frac{\bar{\sigma}_t(\sigma_0)}{\bar{\sigma}_t(\infty)} = \frac{1}{\langle \sigma_t \rangle} \cdot \left[\frac{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \right\rangle} - \sigma_0 \right] \quad (25)$$

$$f_s(\sigma_0) = \frac{\bar{\sigma}_s(\sigma_0)}{\bar{\sigma}_s(\infty)} = \frac{1}{\langle \sigma_s \rangle} \cdot \frac{\left\langle \frac{\sigma_s}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle} \quad (26)$$

Der Korrekturfaktor für die Bestimmung des Spaltquerschnitts ist dem Faktor für den Einfangquerschnitt analog:

$$f_f(\sigma_0) = \frac{\bar{\sigma}_f(\sigma_0)}{\bar{\sigma}_f(\infty)} = \frac{1}{\langle \sigma_f \rangle} \cdot \frac{\left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}$$

Es ist offensichtlich, daß $f_c(\infty) = f_f(\infty) = f_t(\infty) = f_s(\infty) = 1$.

Die Koeffizienten "f" kann man als Koeffizienten der Resonanz-"Blockierung" (oder der "Selbstabschirmung") bezeichnen.

In fast allen praktisch auftretenden Fällen ist ihr Wert kleiner als 1 (obwohl grundsätzlich auch Werte größer als 1 möglich sind).

Es muß erwähnt werden, daß der hier betrachtete Vorgang der Bestimmung von Gruppenquerschnitten natürlich nicht nur für Querschnitte anwendbar ist, die Resonanzcharakter haben, sondern auch für glatt verlaufende Querschnitte. Jedoch erhält man im Fall von glatt verlaufenden Querschnitten (bei der gewählten Gruppenbreite) meist "f"-Werte, die praktisch gleich 1 sind.

Wir gehen noch kurz auf die Bestimmung der betrachteten Korrekturfaktoren ein.

In der Praxis gibt es einige Fälle, die sich sowohl durch strukturelle Besonderheiten der Querschnitte des betrachteten Elements im betrachteten Energiebereich als auch durch die vorhandenen Kenntnisse über diese Struktur unterscheiden.

A. Der erste Fall liegt vor, wenn es für den betrachteten Energiebereich Messungen der Energieabhängigkeiten der Querschnitte gibt, die mit genügend guter Energieauflösung ausgeführt wurden.

In diesem Fall können die Korrekturfaktoren bestimmt werden, indem man in die Ausdrücke (24-26) Querschnitte einsetzt, die man den Meßergebnissen über die Energieabhängigkeit entnimmt.

B. Der zweite Fall liegt vor, wenn im betrachteten Energiebereich die Resonanzniveaus in großen Abständen auftreten (im Vergleich zu ihrer Breite) und wenn die Parameter aller Niveaus bekannt sind.

In diesem Fall kann man die Rechnungen auf die Formel von Breit-Wigner für isolierte Niveaus stützen (mit Dopplerverbreiterung).

Die Rechnungen werden einfacher, wenn man die Interferenz der Potential- und der Resonanzstreuung vernachlässigen kann.

In diesem Fall gehen die Integrale, die in die Ausdrücke (24-26) eingesetzt werden, auf die analytischen Ausdrücke und Funktionen zurück, die in den Arbeiten ¹⁴⁾ und ³⁾ errechnet wurden.

Wenn man die Interferenz der Potential- und der Resonanzstreuung berücksichtigen muß, dabei jedoch den Einfluß der Dopplerverbreiterung vernachlässigen kann, dann reduzieren sich die in (24-26) eingehenden Integrale auch auf analytische Ausdrücke.

Komplizierter liegen die Dinge, wenn man gleichzeitig die Dopplerverbreiterung und die Interferenz der Resonanzstreuung mit der Potentialstreuung berücksichtigen muß.

- 80 - Doch in den meisten Fällen dieser Art kann die folgende Näherung eine zufriedenstellende Genauigkeit gewährleisten.

Der Integrationsbereich der in die Ausdrücke (24-26) eingehenden Integrale wird in zwei Abschnitte aufgeteilt.

Zum ersten Abschnitt gehören die Teilstücke, die in der Nähe der Resonanzpeaks liegen. Auf diesen Teilstücken kann der Einfluß der Dopplerverbreiterung stark sein, doch der Einfluß der Interferenz der Potential- und der Resonanzstreuung braucht sich noch nicht auszuwirken.

Zum zweiten Abschnitt gehören alle anderen Teilstücke (darunter auch die Bereiche der Interferenzminima des totalen Querschnitts). Auf diesen Teilstücken ist der Einfluß des Dopplereffekts schon klein, da sich die Querschnitte bei einer Energieänderung nach der Dopplerbreite schwach ändern.

Aufgrund dieser Tatsache kann man die Zunahme der in die Ausdrücke (24-26) eingehenden Integrale, die durch Berechnung der Interferenz der Potential- und der Resonanzstreuung entstehen, als unabhängig von der Temperatur des Mediums betrachten und der Zunahme gleichsetzen, die bei $T = 0$ vor sich geht.

- 81 - Bestimmt man daher die Werte der betrachteten Integrale für die verschiedenen Temperaturen des Mediums ohne Berücksichtigung der Interferenz (was mit Hilfe der oben erwähnten in der Tabelle angegebenen Funktionen geschehen kann) und die Werte dieser Integrale für $T = 0$ mit Berücksichtigung der Interferenz, so kann man ihre Werte unter Berücksichtigung der Interferenz auch bei $T \neq 0$ näherungsweise bestimmen.

C. Der soeben erwähnte Fall liegt gewöhnlich bei niedrigen Energiegruppen vor. Für höhere Gruppen sind die Resonanzparameter der einzelnen Niveaus gewöhnlich unbekannt.

In diesem Fall kann man bei der Berechnung der Gruppenquerschnittswerte die mittleren statistischen Charakteristika der Resonanzstruktur des Querschnitts verwenden (Dichte der Niveaus, Mittelwerte und Verteilung der Niveaus).

Hierbei muß man die Möglichkeit berücksichtigen, daß mehrere Systeme von Resonanzniveaus mit unterschiedlichem Spin vorhanden sind.

Die Werte dieser Charakteristiken werden aus den bekannten Parametern der niedrigen Niveaus bestimmt und werden durch Vergleich der auf ihrer Grundlage berechneten mittleren Querschnittswerte mit den Meßergebnissen überprüft (wenn solche vorhanden sind).

Der Vorgang dieser Berechnungen wird in den Arbeiten von A.A. Lukjanov und V.V. Orlov ¹⁵⁾ und Gribler ¹⁶⁾ beschrieben.

4. Bei höheren Energien können sich die Resonanzniveaus überlappen (besonders unter Berücksichtigung der Dopplerverbreiterung).

In diesem Fall wird der Einfluß der Resonanzeffekte auf die Gruppenquerschnitte klein. Gewöhnlich ist er kleiner als der Einfluß der Ungenauigkeit der Ausgangswerte.

Trotzdem ist es zweckmäßig, den erwähnten Einfluß in einer Reihe von Fällen in Multigruppenkonstantensystemen wiederzugeben, da er sowohl die spezifischen Effekte bestimmt als auch die Temperaturkoeffizienten der Reaktivität des Reaktors.

Die Theorie der Resonanzeffekte im Bereich der sich überlappenden Niveaus ist zur Zeit noch wenig ausgearbeitet.

Bei der Bestimmung der Gruppenwerte der Querschnitte verwendeten wir für diesen Fall die Näherung, die von A.A. Lukjanov und V.V. Orlov entwickelt wurde ¹⁷⁾.

Sie berücksichtigt die Fluktuation der Resonanzbreiten, läßt aber die Fluktuation des Abstands zwischen den Niveaus unberücksichtigt.

5. Schließlich muß erwähnt werden, daß in einer Reihe von Fällen die Werte der in die Ausdrücke (24-26) eingehenden Größen unmittelbar aus den Messungen bestimmt werden können, die mit Neutronenstrahlen ausgeführt wurden, die eine Energiebreite besitzen, die mit der Breite der Gruppenintervalle vergleichbar ist.

Z.B. kann man durch die Messung der Transmissionskurve eines schmalen Strahls mit Hilfe eines Detektors, dessen Empfindlichkeit nur wenig von der Energie abhängt, die Größen (18 , 19)

$$\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle; \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_o)^2} \right\rangle$$

bestimmen.

Analog kann man durch die Messung der Transmissionskurve des gegebenen Elements mit Hilfe eines Detektors, der den Einfang im gegebenen Element ausnutzt, folgenden Wert bestimmen:

$$\left\langle \frac{\sigma_c}{(\sigma_t + \sigma_c)} \right\rangle.$$

Zum Schluß müssen wir einige Bemerkungen allgemeinen Charakters anfügen.

Die zur Zeit vorhandenen Kenntnisse über die Resonanzstruktur von Querschnitten sind in vielen Fällen noch sehr unvollkommen und ungenau.

Daher muß man sich oft auf unzuverlässige Schätzungen oder Analogschlüsse stützen.

Trotzdem hielten wir es für angebracht, in den Tabellen auch die Ergebnisse unzuverlässiger Schätzungen der Resonanzblockierung der Querschnitte anzuführen, um eine Vorstellung von der Größenordnung der erwarteten Effekte zu haben.

Es muß bemerkt werden, daß die Schätzungen der Resonanzeffekte für kleine σ_0 -Werte komplizierter und unzuverlässiger sind (d.h. für die Modien, in denen das betrachtete Element in großer Konzentration enthalten ist).

Bei der Erhöhung von σ_0 verringert sich der Einfluß der Resonanzeffekte und bleibt nur für einige niedrigere Gruppen, die hohe Resonanzen enthalten, von Bedeutung.

Diese Tatsache erleichtert die Schätzung der Resonanzeffekte für große σ_0 -Werte.

Daher beschränken wir uns für die Elemente, die in den Reaktormedien gewöhnlich in kleinen Konzentrationen vorliegen, auf die Angabe der Werte der Korrekturfaktoren f für große σ_0 -Werte (der auf die Erwähnung des σ_0 -Werts, oberhalb dessen man diese Koeffizienten gleich 1 annehmen kann).

Es muß erwähnt werden, daß die Faktoren f_t und f_g nur für die gemessenen σ_0 -Werte angeführt werden, da es klar ist, daß für große σ_0 -Werte die Ungenauigkeit der Angabe dieser Faktoren sogar in dem Fall keine Bedeutung hat, wenn diese Faktoren sich wesentlich von 1 unterscheiden. Daher sind die Fehler bei der Interpolation dieser Faktoren unwesentlich.

§ 5. Bemerkungen zur Berechnung heterogener Resonanzeffekte

Die in der vorliegenden Arbeit angeführten Systeme von Gruppenkonstanten sind in der Hauptsache für die Berechnung von homogenen Systemen bestimmt.

Insbesondere kann man nach dem oben beschriebenen Verfahren der Querschnittsmittelung die Effekte der homogenen Resonanzblockierung berechnen.

Jedoch kann man mit den angegebenen Werten in einer Reihe von Fällen mit einer bestimmten Näherung auch heterogene Resonanzeffekte berechnen.

Dies kann man durch Verwendung verschiedener Verfahren zur Überführung heterogener Aufgaben in homogene erreichen.

Es sei betont, daß in diesem Kapitel nur die heterogenen Effekte behandelt werden, die mit der Resonanzstruktur der Querschnitte zusammenhängen. Andere heterogene Effekte werden nicht erörtert.

Die in den vorhergehenden Kapiteln erklärten Verfahren zur Berechnung der Resonanzstruktur von Querschnitten bei der Bestimmung von Gruppenkonstanten eines Mediums sind nur in den Fällen gerechtfertigt, wenn der betrachtete Bereich des Mediums eine homogene Zusammensetzung hat und seine linearen Abmessungen die freie Weglänge der Neutronen im gegebenen Medium erheblich übersteigen.

Natürlich kann auch in diesen Fällen die Multigruppenrechnung die Einzelheiten der räumlichen Verteilung der Neutronenflüsse und der Dichte der Resonanzreaktionen an Teilen in der Nähe der Trennungsgrenzen homogener Bereiche nur mit ungenügender Genauigkeit vermitteln.

Doch diese Ungenauigkeit hat keine große Bedeutung, da die erwähnten Teile in den betrachteten Fällen ein verhältnismäßig kleines Volumen einnehmen.

Außerdem ist es wichtig, daß in den betrachteten Fällen die Gruppenrechnungen gewöhnlich mit ausreichender Genauigkeit die richtigen Werte der totalen Zahlen der verschiedenen Reaktionen in verschiedenen Bereichen des Mediums erhalten.

Eine andere Situation entsteht in den Fällen, in denen die linearen Abmessungen einiger homogener Bereiche des Mediums mit der freien Weglänge der Neutronen vergleichbar oder kleiner als sie werden.

In diesen Fällen können die vorher betrachteten Verfahren zur Berechnung der Resonanzstruktur der Querschnitte nicht angewendet werden, und man muß die heterogenen Resonanzeffekte berücksichtigen.

In verschiedenen Fällen ist es zweckmäßig, die heterogenen Resonanzeffekte auf unterschiedliche Weise zu berücksichtigen.

Wir erwähnen hier zwei der am häufigsten auftretenden Fälle.

1. Fall

In der Praxis hat man oft den Fall, daß ein "dünner" Block des Resonanzabsorbers (Platte, Stab und ähnliches) in einem (im Vergleich zur Weglänge der Neutronen) "dicken" Block des Moderators liegt.

Bei der Berechnung eines solchen Systems kann man den absorbierenden Block als einen einzelnen homogenen Bereich abteilen, der durch seine Gruppenkonstanten charakterisiert wird.

Die Bestimmung der Gruppenkonstanten für den "dünnen" Block muß jedoch in etwas anderer Form durchgeführt werden als das oben beschrieben wurde.

Früher gingen wir bei der Bestimmung der Gruppenmittelwerte der Querschnitte für die Bereiche des Mediums, die große lineare Abmessungen haben, davon aus, daß das integrale Neutronenspektrum der betrachteten Gruppe im betrachteten Bereich des Mediums folgende Form hat:

$$\varphi(u) \sim \varphi_0(u) \frac{1}{\Sigma_t(u)} \quad (5)$$

Dieser Ausdruck berücksichtigt die Möglichkeit nicht, daß das Neutron ohne Zusammenstoß durch den betrachteten Bereich des Mediums hindurchgehen kann. Für einen "dünnen" Block wird die Möglichkeit eines glatten Durchflugs größer.

In diesem Fall (unter den gleichen vereinfachenden Annahmen, bei denen (5) gilt) ist die Form des integralen Neutronenspektrums im Block:

$$\varphi(u) \sim \varphi_0(u) \left[\int_0^{\ell} e^{-\Sigma_t(u)x} dx \right] \quad (27)$$

Hier ist ℓ die Weglänge des Neutrons im Block (ohne Berücksichtigung der Stöße).

Die in Klammern eingeschlossene Größe wird über die Verteilung der genannten Längen gemittelt.

Bei einer kleinen Blockdicke kann der Ausdruck (27) in einer Form angegeben werden, die (5) analog ist:

$$f(u) \sim f_0(u) \cdot \frac{1}{\sum_t(u) \cdot \frac{1}{\bar{l}}} \quad (28)$$

Hier ist \bar{l} der Mittelwert für l

$$\bar{l} \approx \frac{4V}{S} \quad (29)$$

Hier ist v das Volumen des Blocks,
 s Oberfläche.

Geht man von (28) aus, so kann das einfachste Verfahren zur Anbringung einer Korrektur beim betrachteten Effekt in folgendem bestehen:

Bei der Bestimmung der Gruppenwerte der Querschnitte der Elemente, die den Absorptionsblock bilden, werden die Werte σ_0 (d.h. die auf ein Atom des betrachteten Elements bezogenen Summen der totalen Querschnitte aller anderen Elemente, die zum Block gehören) durch die Werte σ_0^* ersetzt, die auf folgende Weise bestimmt werden:

$$\sigma_0^* = \sigma_0 + \frac{1}{\rho \cdot \bar{l}} \quad (30)$$

Hier ist ρ die Dichte der Kerne des betrachteten Elements im Material des Blocks.

Die Genauigkeit des beschriebenen Verfahrens zur Einführung einer Korrektur wird mit zunehmender Größe von \bar{l} geringer. Doch wird hierbei auch die Korrektur selbst klein.

Man kann sagen, daß diese Korrektur nicht nur für die Absorptionsblöcke eingeführt werden muß, sondern auch in allen Fällen, in denen der "dünne" Block den Resonanzverlauf der Querschnitte hat.

Z.B. muß man eine Korrektur anbringen, wenn man die Verteilung der intermediären Neutronen im System berechnet, das aus Schichten des Moderators und Schichten der Baustoffe mit einer Resonanzstruktur des Streuquerschnitts besteht.

Man muß jedoch zwei Fälle unterscheiden:

- a. wenn die Neutronen der betrachteten Gruppe in der Hauptsache von außen in den Block eindringen;
- b. wenn sie in der Hauptsache im Block selbst entstehen (durch Bremsung im Materials des Blocks)

Im zweiten Fall ist im Unterschied zum ersten eine etwas andere Korrektur richtiger:

$$\sigma_0^* = \sigma_0 + \frac{2}{\rho \cdot l} \quad (31)$$

Der Unterschied besteht darin, daß im zweiten Fall der mittlere Weg des Neutrons im betrachteten Medium (ohne Berücksichtigung der Stöße) etwa um die Hälfte kürzer ist als im ersten Fall.

Wenn Zweifel bestehen, welcher der beiden Fälle vorliegt, bringt man am besten die Korrektur an, die einen Zwischenwert hat:

$$\sigma_0^* = \sigma_0 + \frac{1,5}{\rho \cdot l}$$

2. Fall

In der Praxis gibt es Fälle, in denen der betrachtete Bereich des Mediums heterogene Struktur besitzt, aber aus einer Vielzahl einzelner Zellen besteht.

In diesem Fall kann es sich als zweckmäßig erweisen, das Medium im Ganzen als homogen zu betrachten, bei der Bestimmung der Gruppenquerschnitte jedoch Korrekturen für die Heterogenität seiner Struktur einzuführen.

Als Beispiel kann ein Medium dienen, das aus abwechselnd angeordneten Moderatorblöcken und Resonanzabsorbern besteht.

Wenn die Dicke der Moderatorblöcke etwas kleiner ist als die Weglänge der Neutronen in der Moderatorsubstanz, dann können die Gruppenquerschnitte offensichtlich auch für das homogene Medium bestimmt werden.

Wenn die Dicke der Moderatorblöcke der Weglänge der Neutronen in der Moderatorsubstanz vergleichbar wird (aber nicht größer als die Weglänge ist), dann kann man z.B. durch folgendes Näherungsverfahren eine Korrektur für die Heterogenität des Mediums anbringen.

Bei der Berechnung der Größe σ_0 (für das Medium insgesamt) wird der totale Querschnitt der Kerne der Moderators substanz durch den effektiven Querschnitt ersetzt:

$$\sigma_t^* = \sigma_t \left(1 - \frac{\rho \cdot \sigma_t \cdot \bar{l}}{2} \right) \quad (32)$$

Hier ist σ_t - der totale Querschnitt der Moderatorkerne

ρ - die Dichte der Moderatorkerne (in den Moderatorblöcken)

\bar{l} - die mittlere Weglänge des Neutrons durch den Moderatorblock (ohne Berücksichtigung der Stöße).

Wenn die Dicke der Moderatorblöcke die freie Weglänge der Neutronen im Moderator material übersteigt, ist es zweckmäßig, die Homogenisation des Mediums auf die vorläufige heterogene Berechnung der einzelnen Zelle zu stützen (wie das gewöhnlich bei der Berechnung von thermischen Reaktoren gemacht wird). Auf das Verfahren der Bestimmung der Gruppenkonstanten des homogenisierten Mediums aufgrund der Ergebnisse der heterogenen Berechnung der Zelle gehen wir nicht weiter ein. Wir erörtern nur die Bestimmung der Gruppenquerschnitte für die vorläufige Berechnung der Zelle.

Bei dieser Berechnung werden die Gruppenquerschnittswerte für das Material der Moderatorblöcke und das Material der Absorptionsblöcke getrennt bestimmt (wie das auch vorher bei der Betrachtung des ersten Falls beschrieben wurde).

Wenn die Dicke der Moderatorblöcke die Weglänge der Neutronen zwar übersteigt, jedoch nicht um soviel, daß man die Möglichkeit vernachlässigen kann, daß das Neutron quer durch den Moderatorblock hindurch fliegt, dann muß man eine Erscheinung berücksichtigen, die im allgemeinen die gegenseitige Resonanzabschirmung der Blöcke genannt wird.

Die Rechnung dieser Erscheinung kann näherungsweise so geschehen, daß bei der Bestimmung der Größen σ_0^* nach Formel (30) der Wert \bar{l} durch den effektiven Wert ersetzt wird

$$(\bar{l})^* = \bar{l} \frac{1}{1-P}$$

Hier ist P die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Neutron ohne Stoß quer durch den Moderatorblock hindurchgeht. Obwohl bei der Ableitung dieser Formel klar war, daß die Absorptionsblöcke "dünn" waren, kann man die Formel aber auch im entgegengesetzten Fall benutzen (da hierbei sogar ein großer Fehler bei der Angabe von \bar{l} zu keiner wesentlichen Änderung der Gruppenquerschnittswerte des Absorptionsblocks führt).

Zum Schluß muß noch betont werden, daß die in diesem Kapitel erwähnten Verfahren zur Berechnung der heterogenen Resonanzeffekte, nur sehr näherungsweise gelten.

Eine genaue Berechnung dieser Effekte geht über die Grenzen des Möglichen hinaus, die zuvor durch die Aufstellung der Systeme von Gruppenkonstanten vorgegeben waren.

§ 6. Bestimmung des Bremsquerschnitts

Der Bremsquerschnitt der Neutronen einer bestimmten Gruppe ist nicht nur vom effektiven Wirkungsquerschnitt des Mediums, sondern außerdem unmittelbar von der Form des Spektrums innerhalb der Gruppe und von der Gruppenbreite abhängig.

Daher kann er sich im Unterschied zu anderen Gruppenkonstanten in Abhängigkeit von der Form des Spektrums innerhalb der Gruppe sogar in dem Fall wesentlich ändern, wenn alle elementaren Werte innerhalb der Grenzen der Gruppe nicht energieabhängig sind. Diese Tatsache kann eine zusätzliche Korrektur der Tabellenwerte des Bremsquerschnitts erfordern.

Der Bremsquerschnitt setzt sich aus dem Bremsquerschnitt für die elastische Streuung und dem für die inelastische Streuung zusammen.

$$\sigma_b = \sigma_b(e) + \sigma_b(iu)$$

Elastischer Bremsquerschnitt

Wir werden hier nur diese Fälle behandeln, in denen die Gruppenbreite den Energieverlust bei elastischer Streuung übersteigt.

Zu Beginn berücksichtigen wir, daß innerhalb der Grenzen der betrachteten Gruppe die effektiven Wirkungsquerschnitte nicht energieabhängig sind.

In diesem Fall ist der elastische Bremsquerschnitt gleich:

$$\sigma_b(e) = \frac{\int_{u=u_2-\delta}^{u=u_2} p(u) du \cdot \sigma_e \int_{u'=u_2}^{u'=u_2+\delta} q(u, u') du'}{\int_{u_1}^{u_2} p(u) du} \quad (33)$$

Hier ist: $q(u, u')$ das normierte Spektrum der elastisch gestreuten Neutronen (d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron mit der Lethargie U nach der elastischen Streuung die Lethargie U_1 hat).

δ - die maximale Lethargiezunahme bei elastischer Streuung;

U_2 und U_1 die untere und die obere Gruppengrenze;

$\mathcal{P}(U)$ - das Neutronenspektrum in der Gruppe.

Wenn die Energieverluste bei elastischer Streuung im Vergleich zur Gruppenbreite klein sind, kann man den Ausdruck (33) durch die angenäherten Ausdrücke ersetzen, die man bequem in folgender Form darstellen kann:

$$\sigma_b(e) = \frac{\xi \sigma_e}{\Delta U} \cdot b \quad (34)$$

$$b \approx \frac{\mathcal{P}(u_2 - \frac{\delta}{3} \xi)}{\mathcal{P}(u)} \approx \frac{\mathcal{P}(u_2)}{\mathcal{P}(u)}$$

Hier ist ξ die mittlere Lethargiezunahme bei elastischer Streuung;

$$\Delta U = (u_2 - u_1)$$

$$\overline{\mathcal{P}(u)} = \frac{1}{\Delta U} \int_{u_1}^{u_2} \mathcal{P}(u) du.$$

Für den Fall des Fermispektrums (das wir hier für alle Gruppen als "Standard" Spektrum betrachten, außer für die drei obersten Gruppen) ist $b = 1$.

In den Tabellen für die Konstanten werden neben den Gruppenwerten σ_e und ξ die Werte $\sigma_{b(e)}$, die für die "Standard"-Form des Spektrums berechnet wurden, angeführt.

Diese Werte können in allen Fällen als erste Näherung verwendet werden.

Wenn jedoch eine größere Genauigkeit erforderlich ist, kann man zur folgenden Näherung übergehen.

Hierfür wird diese Aufgabe zunächst in erster Näherung gerechnet.

Aufgrund dieser Rechnung konstruiert man Histogramme der Spektren (besser der integralen Spektren für die verschiedenen Bereiche des betrachteten Systems.

Diese Histogramme werden durch glatte Kurven beschrieben; ausgehend von diesen Kurven werden aufgrund der Formeln (37) genauere Werte für die Faktoren "b" und anschließend auch genauere Werte für $\sigma_{b(e)}$ bestimmt.

Diese Werte werden auch bei der Berechnung der Systeme in der zweiten Näherung verwendet.

In einer Reihe von Fällen ist ein einfacherer Weg möglich. Wenn z.B. die homogenen Bereiche des betrachteten Systems genügend groß sind, kann man bei der vorläufigen Schätzung des Spektrums (nötig für die Bestimmung von $b(e)$) den Neutronenverlust vernachlässigen und sich auf die Form des Neutronenspektrums im unendlichen Medium beziehen. Die Berechnung des letzteren ist natürlich einfacher als die totale raumabhängige Energieberechnung des Systems.

Bei der Berechnung der aktiven Zone des Reaktors kann man in vielen Fällen als vorläufiges Spektrum das Spektrum eines "nackten" Reaktors der gleichen Zusammensetzung verwenden usw.

Bei den Berechnungen entsteht die Notwendigkeit, genauere Werte für die Bremsquerschnitte zu verwenden, am häufigsten für stark absorbierende Medien und besonders für die (gewöhnlich unteren) Gruppen, für die der Bremsquerschnitt mit dem Adsorptionsquerschnitt vergleichbar oder kleiner ist als er.

Gewöhnlich spielt für diese Gruppen die inelastische Streuung keine wesentliche Rolle, und der Neutronenverlust aus dem betrachteten Bereich des Mediums ist im Vergleich zur Absorption gering.

In diesen Fällen ist es zweckmäßig, den Bremsquerschnitt zu bestimmen, indem man davon ausgeht, daß er zum richtigen Wert für die Wahrscheinlichkeit führt, mit der das Neutron bei elastischer Bremsung innerhalb der Grenzen der betrachteten Gruppe der Adsorption entkommt.

Wir bezeichnen diese Wahrscheinlichkeit mit P .

Über diese Größe wird der Bremsquerschnitt auf folgende Weise bestimmt:

$$\Sigma_{br}(e) = \Sigma_a \left(\frac{P}{1-P} \right) \quad (35)$$

Ausgehend von dem bekannten Ausdruck für die Zunahme kann der Wert P bestimmt werden (besser mit der Präzisierung nach Greuling und Goertzel):

$$P = \exp \left[- \frac{\Sigma_a \cdot \Delta U}{\xi \Sigma_e + \gamma \Sigma_a} \right] \approx \exp \left[- \frac{\Sigma_a \cdot \Delta U}{\xi [\Sigma_e + 2/3 \Sigma_a]} \right] \quad (36)$$

In die Ausdrücke (35) und (36) gehen die makroskopischen Summenquerschnitte des Mediums und der über die Elemente gemittelte Wert ξ ein.

$$\bar{\xi} = \frac{1}{\sum \Sigma_{e,i}} \cdot \sum \xi_i \Sigma_{e,i}$$

Hier ist i der Index der Elemente, die in das Medium eingehen.

Es sei noch folgendes erwähnt: Um die betrachtete Näherung zur Bestimmung des genaueren Werts des Bremsquerschnitts anwenden zu können, muß der Neutronen-

einfang der gegebenen Gruppe im betrachteten Bereich des Mediums nicht nur den Neutronenverlust aus diesem Bereich, sondern auch das Einströmen von Neutronen aus anderen Bereichen übersteigen (d.h. die absolute Größe des Verlusts muß außer der Abhängigkeit von ihrem Vorzeichen klein sein).

Diese Bedingung wird z.B. für ein stark absorbierendes Medium, das von einem schwach absorbierenden Moderator umgeben ist, nicht erfüllt.

Bisher nahmen wir an, daß in den Grenzen der betrachteten Gruppen der elastische Streuquerschnitt (und der Absorptionsquerschnitt) nicht von der Neutronenenergie abhängig sind.

Da diese Abhängigkeit in Wirklichkeit aber besteht, muß man in den Formeln (34 - 36) die Gruppenmittelwerte der Querschnitte benutzen. Dies ist berechtigt, denn die Mittelungsarten, die bei der Bestimmung der Gruppenmittelwerte der Querschnitte verwendet wurden, sind so gewählt, daß beim Ersatz des wahren Verlaufs der Querschnitte durch die konstanten Gruppenmittelwerte die richtigen Werte für die Verteilung der Neutronen in den Medien erhalten bleiben.

Aus den Ausführungen folgt, daß, wenn für die betrachtete Gruppe die Resonanzeffekte einen beträchtlichen Wert besitzen, bei der Berechnung des elastischen Bremsquerschnitts anstelle des Tabellenwerts σ_e der folgende Wert verwendet werden muß:

$$\sigma'_e = \sigma_e \cdot f_e(\sigma_0)$$

Hier ist σ_e der Tabellenwert des elastischen Streuquerschnitts, der sich auf den Fall $\sigma_0 = \infty$ bezieht.

Dementsprechend muß man anstelle des Tabellenwerts $\sigma_{b(e)}$ in diesen Fällen folgenden Wert verwenden:

$$\sigma'_{b(e)} = \sigma_{b(e)} \cdot f_e$$

Hier ist $\sigma_{b(e)}$ der Tabellenwert des elastischen Bremsquerschnitts.

Im Zusammenhang mit der betrachteten Frage kann man sagen, daß die Überlegungen, die zu den Formeln (34) führen, einen auf den Gedanken bringen können, bei der Berechnung des elastischen Bremsquerschnitts den Wert für den elastischen Streuquerschnitt in der Nähe der unteren Grenze der Gruppe zu verwenden.

Doch wäre eine solche Lösung aus zwei Gründen unzuweckmäßig:

1. Sie wäre streng, wenn in den Formeln (34) die genaue Form des Neutronenspektrums im Inneren der Gruppe verwendet würde. Doch das oben beschriebene Verfahren der sukzessiven Approximationen setzt die Verwendung der geglätteten

Form des Spektrums voraus, die die Einzelheiten des Verlaufs der Querschnitte im Innern der Gruppe nicht berücksichtigt.

2. Hierbei wäre es nicht möglich, den Wert für den Bremsquerschnitt nach den Formeln (35), (36) genau anzugeben.

Zum Schluß muß gesagt werden, daß die in den Tabellen angegebenen Werte für Σ sich auf die Streuung an freien und unbeweglichen Atomen beziehen.

Doch kann sich die Voraussetzung, daß die streuenden Atome frei und unbeweglich sind, für die niedrigsten Gruppen des betrachteten Energiebereichs in manchen Fällen als nicht genau genug erweisen.

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, gehen die Fragen, die mit der Berechnung der thermischen Bewegung und der molekularen oder kristallinen Bindung der Atome zusammenhängen, über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Die Berechnung der thermischen Bewegung und der Bindung der streuenden Atome ist bei der Berechnung der Neutronenverteilung der thermischen Energien von entscheidender Bedeutung und muß in diesem Fall streng durchgeführt werden.

Doch kann man sich für die intermediären Neutronengruppen deren Energie erheblich über die Energie der thermischen Bewegung hinausgeht, in einer Reihe von Fällen auf eine Näherungsrechnung der betrachteten Effekte beschränken.

Da für die Neutronen, die zu diesen Gruppen gehören, die Wahrscheinlichkeit einer Energieaufnahme bei der Streuung immer noch wesentlich geringer bleibt als die Wahrscheinlichkeit eines Energieverlustes, kann man bei der Berechnung des Bremsquerschnitts sich auf die Verwendung der berichtigten Werte für Σ beschränken.

Hierzu werden in einer gesonderten Tabelle die Temperaturkorrekturen zu den Gruppenwerten Σ von Beryllium und Graphit angegeben. Sie wurden auf Grund der Werte errechnet, die von V.F. Turčin ermittelt wurden [20].

Es werden auch Korrekturen zu den Gruppenwerten Σ angeführt, die sich aus dem Modell eines gasförmigen Moderators ergeben [20].

$$\frac{\xi_0(E_0, kT)}{\xi_0} \approx \frac{\langle E-E' \rangle}{E} + \frac{1}{2} \frac{\langle (E-E')^2 \rangle}{E^2}$$

mit $\xi = \frac{1}{2} \gamma \left(1 + \frac{\gamma}{3} \right)$;

$$\gamma = \frac{4A}{(A+1)^2}$$

$$\frac{\langle E-E' \rangle}{E} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2A} \frac{kT}{E}} \left\{ \frac{2}{A} \left(1 - \frac{2}{A} + \frac{3}{A^2} \right) - \frac{4}{A} \left(1 - \frac{5}{2A} + \frac{4}{A^2} \right) \frac{kT}{E} \right\}$$

$$\frac{\langle (E-E')^2 \rangle}{E^2} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2A} \frac{kT}{E}} \left\{ \frac{16}{3A^2} \left(1 - \frac{4}{A} \right) + \frac{4}{A} \left(1 - \frac{10}{A} + \frac{37}{A^2} \right) \frac{kT}{E} \right\}$$

Hier ist ξ_0 der Wert ξ bei $T = 0$, A das Atomgewicht des Kerns, E und E' die Neutronenenergie vor und nach der Streuung.

Bei $A > 20$ wird die Abhängigkeit von ξ vom Atomgewicht unwesentlich.

Die angegebene Formel bietet eine gute Näherung bei $kT < 0,3 E$. Bei höheren Temperaturen kann man diese Formel nicht mehr zur Berechnung verwenden, doch braucht man in diesem Bereich die angegebene Näherungsmethode für die thermische Bewegung überhaupt nicht verwenden.

Die angegebenen Werte kann man bei der Schätzung des Effekts auch für kristalline Materialien mit niedriger Debaye-Temperatur verwenden.

Unelastischer Bremsquerschnitt

In den Tabellen werden Gruppenwerte des totalen Querschnitts der unelastischen Streuung und der Querschnitte angegeben, die die Übergänge zwischen den einzelnen Gruppen bestimmen.

Darunter werden auch die Werte für die Querschnitte der unelastischen Streuung angegeben, bei denen das Neutron in der gleichen Gruppe bleibt.

Diese Werte erhielt man durch einfache Mittelung der Energieabhängigkeiten der Querschnitte nach der "Standard"-Form des Spektrums.

Der unelastische Bremsquerschnitt kann nach diesen Angaben als Differenz zwischen dem totalen unelastischen Streuquerschnitt und dem unelastischen Streuquerschnitt angegeben werden, bei dem das Neutron in der betrachteten Gruppe bleibt:

$$\sigma_{B(in),i} = \sigma_{in,i} - \sigma_{in(i,i)} \quad (37)$$

Es muß erwähnt werden, daß für die Bestimmung des Bremsquerschnitts auf Grund von unelastischer Streuung (ebenso wie auch der Querschnitte der unelastischen Übergänge) die Frage der Berechnung der möglichen Unterschiede der Form des

Spektrums gegenüber dem "Standard"-Spektrum nicht von so großer Bedeutung ist wie bei der elastischen Bremsung.

Daher kann man sich in fast allen Fällen auf die Verwendung der Tabellenquerschnittswerte beschränken.

Die einzige Ausnahme können die Fälle bilden, in denen ein Medium berechnet wird, das aus schweren Elementen besteht, deren Kerne niedrig gelegene Niveaus haben (Dies gilt in bezug auf die Niveaus des Kerntargets).

Wenn in der betrachteten Gruppe die unelastische Streuung mit einer Anregung der Niveaus verbunden ist, deren Energie erheblich niedriger als die Gruppenbreite ist, dann ist der Energieverlust bei jedem Akt einer unelastischen Streuung auch kleiner als die Gruppenbreite.

In diesem Fall wird die unelastische Bremsung der elastischen Bremsung ähnlich.

Dementsprechend können auch die Korrekturen für die Abweichung der Form des Neutronenspektrums in der Gruppe von der "Standard"-Form eine gewisse Bedeutung erhalten. Diese Korrekturen können mit Hilfe der Methode der sukzessiven Approximationen angebracht werden, die der oben beschriebenen Methode für die elastische Bremsung analog ist.

Ob der betrachtete Fall vorliegt, läßt sich leicht feststellen, indem man von den Werten ausgeht, die in den Tabellen der Gruppenkonstanten angegeben sind.

Tatsächlich liegt er für die Gruppen vor, für die $\sigma_{in}(i,i) > \sigma_{in}(i,i+1)$

Im entgegengesetzten Fall, wenn $\sigma_{in}(i,i) < \sigma_{in}(i,i+1)$ hat die unelastische Streuung mit der Anregung niedriger Niveaus keine wesentliche Bedeutung, und es braucht keine Korrektur angebracht zu werden.

Wenn der erste Fall gilt, dann ist die Größe

$$\delta = \frac{\sigma_{in}(i,i+1)}{\sigma_{in}(i,i) + \sigma_{in}(i,i+1)} \Delta U$$

näherungsweise der mittleren Lethargiezunahme bei unelastischer Streuung gleich und ist folglich der Größe ξ für die elastische Bremsung analog.

Wenn daher als Resultat der ersten Näherung die präzisierte berichtigte Form des Neutronenspektrums innerhalb der Gruppe bestimmt wird, kann der präzisierte

Wert des Übergangsquerschnitts in die benachbarte Gruppe nach einer Formel bestimmt werden, die (34) analog ist:

$$\sigma'_{in(i,i+1)} = [\sigma_{in(i,i)} + \sigma_{in(i,i+1)}] \frac{\delta}{\Delta u} \frac{\mathcal{P}(u_2 - \frac{\delta}{2})}{\mathcal{P}(u)} = \sigma_{in(i,i+1)} \cdot \frac{\mathcal{P}(u_2 - \frac{\delta}{2})}{\mathcal{P}(u)} \quad (38)$$

(Die berichtigten Werte sind mit einem Strich gekennzeichnet).

Dementsprechend muß auch der Wert $\sigma'_{in(i,i)}$ berichtigt werden:

$$\sigma'_{in(i,i)} = \sigma_{in(i,i)} - [\sigma'_{in(i,i+1)} - \sigma_{in(i,i+1)}] \quad (39)$$

Die Querschnitte der Übergänge in niedrigere Gruppen als die benachbarte Gruppe bleiben unverändert.

§ 7. Zusammenstellung der Regeln für die Anwendung der Konstantensysteme.

Zum Schluß dieses Kapitels geben wir eine kurze Zusammenfassung der Regeln zur Verwendung der Konstantensysteme.

Bezeichnungen

In den Tabellen werden die folgenden Bezeichnungen verwendet:

- 1) σ_t - Gruppenmittelwert des totalen Querschnitts. (Dieser und alle anderen Gruppenmittelwerte beziehen sich auf die "Standard"-Form des Spektrums. Bei Resonanzstruktur werden sie nur für die Medien unmittelbar verwendet, die das betrachtete Element in geringer Konzentration enthalten).
- 2) σ_f - Gruppenmittelwert des Spaltquerschnitts
- 3) ν - Gruppenmittelwert der Zahl der Sekundärneutronen. Zu dieser Zahl gehören die Neutronen, die vor der Spaltung in der Reaktion ($n \cdot \nu_f$) emittiert werden.
- 4) E_k - Anteil der k-ten Gruppe im Spaltneutronenspektrum
- 5) σ_c - Gruppenmittelwert des Einfangquerschnitts.
- 6) σ_{in} - Gruppenmittelwert des unelastischen Streuquerschnitts. Er enthält den Querschnitt der Reaktion ($n, 2n$) und aller anderen Reaktionen, die mit der Emission von Sekundärneutronen verbunden sind (außer der Spaltung).

- 7) $\sigma_{in(i,i+k)}$ - Querschnitt der unelastischen Übergänge aus der i-ten Gruppe in die (i+k)-te-Gruppe. Dieser Querschnitt berücksichtigt die Möglichkeit der Vervielfachung der Neutronen in der Reaktion (n,2n).
- 8) $\mu_{in(i,i+k)}$ - Mittelwert des Kosinus des unelastischen Streuwinkels beim Übergang aus der i-ten Gruppe in die (i+k)-te-Gruppe. Wird für die Elemente mit $A < 20$ angegeben.
- 9) $\bar{\sigma}_e$ - Gruppenmittelwert des elastischen Streuquerschnitts.
- 10) μ_e - Gruppenwert des mittleren Kosinus des elastischen Streuwinkels.
- 11) ξ - Gruppenwert der mittleren Lethargiezunahme bei elastischer Streuung.
- 12) $\sigma_{el}(e)$ - Elastischer Bremsquerschnitt.
- 13) $\mu_{el}(e)$ - Mittelwert des Kosinus des elastischen Streuwinkels, bei dem ein Übergang in die benachbarte niedrigere Gruppe vor sich geht. Wird für die Elemente mit $A < 20$ angegeben.
- 14) $\sigma_{el(i,i+k)}$ - Querschnitt des Übergangs aus der i-ten Gruppe in die (i+k)-te-Gruppe, verursacht durch elastische Streuung. Wird für Elemente mit $A < 6$ angegeben (wenn die elastische Streuung Übergänge in etwas niedrigere Gruppen hervorruft).
- 15) $\mu_{el(i,i+k)}$ - Mittelwert des Kosinus des elastischen Streuwinkels, bei dem der Übergang aus der i-ten Gruppe in die (i+k)-te-Gruppe vor sich geht. Wird für Elemente mit $A < 6$ angegeben.
- 16) f_c - Koeffizient, der den Einfluß der Resonanzselbstabschirmung auf den Gruppenmittelwert des Einfangquerschnitts berücksichtigt.
- 17) f_s - Koeffizient, der den Einfluß der Resonanzselbstabschirmung auf den Gruppenmittelwert des Spaltquerschnitts berücksichtigt.
- 18) f_t - Koeffizient, der den Einfluß der Resonanzselbstabschirmung auf den Gruppenmittelwert des totalen Querschnitts berücksichtigt (verwendet bei der Bestimmung des Gruppenmittelwerts des Transportquerschnitts).

- 19) f_e - Koeffizient, der den Einfluß der Resonanzselbstabschirmung auf den Gruppenmittelwert des elastischen Streuquerschnitts berücksichtigt (verwendet bei der Bestimmung des elastischen Bremsquerschnitts).

Bestimmung der Gruppenmittelquerschnitte

Wenn keine Korrekturen für die Resonanzselbstabschirmung erforderlich sind, verwendet man als Gruppenmittelwerte unmittelbar die Werte, die in den Haupttabellen angeführt sind.

Anderenfalls werden diese Korrekturen mit Hilfe der Koeffizienten "f" angebracht, die in den Ergänzungstabellen angegeben sind.

Hierzu werden zunächst die Gruppenwerte der Größen $\sigma_{0,e}$ bestimmt (d.h. die sich auf ein Atom des l-ten Elements der Summen der totalen Querschnitte aller anderen Elemente, die im Medium enthalten sind, beziehen):

$$\sigma_{0,e} = \frac{1}{\rho_e} \sum_{m \neq l} \sigma_{t,m} \rho_m$$

Hier ist $\sigma_{t,m}$ der totale Querschnitt des m-ten Elements (im Unterschied zum betrachteten).

ρ_e - die Konzentration der Kerne des betrachteten l-ten Elements.

ρ_m - die Konzentration der Kerne des m-ten Elements.

Wenn der Querschnitt der anderen Elemente keinen Resonanzcharakter besitzt, werden als $\sigma_{t,m}$ die Tabellenwerte verwendet.

Wenn jedoch die oben genannten Bedingungen nicht erfüllt sind, kann man in der ersten Näherung die Selbstabschirmung der Querschnitte der anderen Elemente berechnen, indem man als $\sigma_{t,m}$ die Werte $\sigma_{t,m}^*$ verwendet, die folgendermaßen bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{t,m}^* &= \sigma_{c,m} f_{c,m} \left[\frac{1}{\rho_m} \sum_{u \neq m} \sigma_{t,u} \rho_u \right] + \\ &+ \sigma_{s,m} f_{s,m} \left[\frac{1}{\rho_m} \sum_{u \neq m} \sigma_{t,u} \rho_u \right] + \\ &+ \sigma_e f_{e,m} \left[\frac{1}{\rho_m} \sum_{u \neq m} \sigma_{t,u} \rho_u \right] + \sigma_{in} \end{aligned}$$

Nach der Bestimmung der Gruppenwerte σ_0 (getrennt für jedes Element, das in dem betrachteten Medium enthalten ist) werden aus den Zusatztabelle die Werte für "f" herausgesucht, die den Werten σ_0 entsprechen.

Da in den Tabellen die Werte für die Koeffizienten "f" nur für einzelne σ_0 -Werte und einige Temperaturen angegeben sind (wenn sie von der Temperatur abhängig sind), muß man die dazwischenliegenden Werte interpolieren.

Nach der Bestimmung der Koeffizienten "f" findet man die Gruppenmittelwerte der Querschnitte des gegebenen Elements für das betrachtete Medium auf Grund folgender Formeln:

$$\bar{\sigma}_c = \sigma_c \cdot f_c(\sigma_0 T)$$

$$\bar{\sigma}_f = \sigma_f \cdot f_f(\sigma_0 T)$$

$$\bar{\sigma}_e = \sigma_e \cdot f_e(\sigma_0 T)$$

$$\bar{\sigma}_t = \sigma_t \cdot f_t(\sigma_0 T)$$

$$\bar{\sigma}_{in} = \sigma_{in}$$

Hier sind: σ_c , σ_f , σ_e , σ_t und σ_{in} die Tabellenwerte der Größen. Die anderen Gruppenkonstanten, die sich auf den zweiten Typ beziehen, (ν, ξ, μ_e), werden in allen Fällen unmittelbar den Tabellen entnommen.

Bestimmung der Gruppenkonstanten (des 1. Typs)

Die Gruppenmittelwerte σ_f , σ_c und ν sind auch Gruppenkonstanten des "1. Typs" (siehe § 1).

Weiter wird der Bremsquerschnitt bestimmt, der sich aus dem elastischen und dem inelastischen Bremsquerschnitt zusammensetzt:

$$\sigma_b = \sigma_b(e) + \sigma_b(in)$$

Wenn keine Korrekturen für die Abweichung der Form des Spektrums im Inneren der Gruppe vom "Standard" Spektrum und für die Resonanzabschirmung nötig sind, verwendet man als $\sigma_{b(e)}$ die Tabellenwerte und bestimmt $\sigma_{b(in)}$ aus den Tabellenwerten:

$$\sigma_{b(in),i} = \sigma_{in,i} - \sigma_{in}(i,i)$$

Wenn es wünschenswert ist, die erwähnten Korrekturen anzubringen, so wird das entsprechend § 6 durchgeführt.

Weiter bestimmt man die Summenquerschnitte der Übergänge zwischen den Gruppen, d.h. $\sigma_{b(i,k)}$.

Für schwere Elemente, bei denen die elastische Bremsung einen Übergang in eine benachbarte niedrigere Gruppe verursacht, sind die Summenquerschnitte der Übergänge gleich.

$$\sigma_{b(i,i+1)} = \sigma_{b(e)} + \sigma_{iu(i,i+1)}$$

und

$$\sigma_{b(i,i+k)} = \sigma_{iu(i,i+k)} \quad \text{für } k > 1$$

Für leichtere Elemente:

$$\sigma_{b(i,i+k)} = \sigma_{e(i,i+k)} + \sigma_{iu(i,i+k)}$$

Weiter bestimmt man den Streuquerschnitt, der das Neutron in der betrachteten Gruppe läßt, d.h. σ_p .

$$\sigma_{p,i} = \bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{f,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{b,i}$$

Hier sind $\bar{\sigma}_t$, $\bar{\sigma}_f$, und $\bar{\sigma}_c$ die Gruppenwerte der Querschnitte für das gegebene Medium.

Es sei davor gewarnt bei der Bestimmung von σ_p nach folgender Formel zu korrigieren:

$$\sigma_{p,i} = \bar{\sigma}_{e,i} - \sigma_{b(e),i} + \sigma_{iu(i,i)}$$

Dieser Ausdruck ist nur dann richtig, wenn keine Resonanzselbstabschirmung vorliegt.

Im entgegengesetzten Fall ist er nicht mehr gültig, da der Wert $\bar{\sigma}_e$ (dessen Bestimmung oben beschrieben wurde) nur für die Bestimmung des elastischen Bremsquerschnitts vorgesehen war.

Mit den letzteren werden die Gruppenkonstanten bestimmt, die von der Anisotropie der Streuung abhängig sind.

Diese Konstanten sind vom Charakter der verwendeten Näherung abhängig.

Weiter unten werden Ausdrücke für die Bestimmung der Mittelwerte der Cosinus der Übergänge und der Transportquerschnitte für zwei Varianten von Transportnäherungen angegeben.

Es werden auch Ausdrücke für die Bestimmung der Mittelwerte des Cosinus des Streuwinkels angegeben, der das Neutron in der betrachteten Gruppe läßt.

Obwohl in den Transportnäherungen diese Werte nicht unmittelbar verwendet werden, sind sie in anderen Fällen nötig (siehe § 1).

Mit Sternchen kennzeichnen wir die einfacheren Ausdrücke, die nur dann anwendbar sind, wenn keine Korrekturen für die Resonanzselbstabschirmung angebracht worden sind.

a) Multigruppentransportnäherung mit isotropen Übergängen ("korrigiert" unter Berücksichtigung der Anisotropie der elastischen Streuung, und "einfach" unter Berücksichtigung der Anisotropie der inelastischen Streuung).

$$\mu_{(i,i+k)} = 0 \quad \text{für } k > 0$$

$$\mu_{in(i,i)} = 0$$

$$\mu_{e(i,i)} = \frac{(\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{f,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i}) \mu_{e,i}}{(\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{f,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i} - \bar{\sigma}_l(e))}$$

$$\mu_{e(i,i)} = \frac{\bar{\sigma}_{e,i} \cdot \mu_{e,i}}{\bar{\sigma}_{e,i} - \bar{\sigma}_l(e)_i} \quad *)$$

$$\mu_{(i,i)} = \frac{1}{\bar{\sigma}_{p,i}} [\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{f,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i} - \bar{\sigma}_l(e)] \mu_{e(i,i)}$$

$$\mu_{(i,i)} = \frac{1}{\bar{\sigma}_{p,i}} [\bar{\sigma}_{e,i} - \bar{\sigma}_l(e)_i] \mu_{e(i,i)} \quad *)$$

$$\bar{\sigma}_{tr,i} = (\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{f,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i})(1 - \mu_{e,i}) + \bar{\sigma}_{c,i} + \bar{\sigma}_{f,i} + \bar{\sigma}_{in,i}$$

$$\bar{\sigma}_{tr,i} = \bar{\sigma}_{e,i} (1 - \mu_{e,i}) + \bar{\sigma}_{c,i} + \bar{\sigma}_{f,i} + \bar{\sigma}_{in,i} \quad *)$$

$$\bar{\sigma}_{p+tr,i} = (\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{f,i} - \bar{\sigma}_{l,i} - \bar{\sigma}_{in,i})(1 - \mu_{e,i}) + \bar{\sigma}_{in,i} - \bar{\sigma}_l(e)_i$$

$$\bar{\sigma}_{p+tr,i} = \bar{\sigma}_{e,i} (1 - \mu_{e,i}) + \bar{\sigma}_{in,i} - \bar{\sigma}_l(e)_i \quad *)$$

b) Multigruppentransportnäherung mit anisotropen Übergängen.

Die Konstantensysteme, die in der vorliegenden Arbeit angeführt werden, sehen die Möglichkeit vor, die Anisotropie der Übergänge nur für die Elemente mit $A \ll 20$ unmittelbar zu berechnen.

Die Werte für die Elemente mit $A \ll 6$ und der Elemente mit $A > 6$ werden in etwas anderer Form angegeben. (Im ersten Fall verursacht die elastische Streuung einen Übergang in mehrere benachbarte Gruppen, im zweiten Fall einen Übergang in eine Gruppe).

Erster Fall ($A < 6$)

$\mu_{e(i,i+k)}$ - in den Tabellen angegeben

$\mu_{in(i,i+k)}$ - in den Tabellen angegeben

$$\mu_{i,i+k} = \frac{\bar{\sigma}_{e(i,i+k)} \mu_{e(i,i+k)} + \bar{\sigma}_{in(i,i+k)} \mu_{in(i,i+k)}}{\bar{\sigma}_{e(i,i+k)} + \bar{\sigma}_{in(i,i+k)}} \quad *)$$

$$\bar{\sigma}_{tr,i} = \bar{\sigma}_{e(i,i)} (1 - \mu_{e(i,i)}) + \bar{\sigma}_{in(i,i)} (1 - \mu_{in(i,i)}) + \bar{\sigma}_c \quad *)$$

$$\bar{\sigma}_{p,tri} = \bar{\sigma}_{e(i,i)} (1 - \mu_{e(i,i)}) + \bar{\sigma}_{in(i,i)} (1 - \mu_{in(i,i)}) \quad *)$$

Zweiter Fall ($A \geq 6$)

$\mu_{in(i,i+k)}$ - in den Tabellen angegeben

$\mu_{e(i,i+1)} = \mu_{b(e)}$ - in den Tabellen angegeben

$$\mu_{e(i,i)} = \frac{(\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i}) \mu_{e,i} - \bar{\sigma}_{L(e),i} \mu_{L(e),i}}{(\bar{\sigma}_{t,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i} - \bar{\sigma}_{L(e)})}$$

$$\mu_{e(i,i)} = \frac{\bar{\sigma}_{e,i} \mu_{e,i} - \bar{\sigma}_{L(e),i} \mu_{L(e),i}}{(\bar{\sigma}_{e,i} - \bar{\sigma}_{L(e),i})} \quad *)$$

$$\mu_{i,i} = \frac{1}{\sigma_{pi}} \left[(\bar{\sigma}_{e,i} - \bar{\sigma}_{c,i} - \bar{\sigma}_{in,i} - \bar{\sigma}_{k(e),i}) \mu_{e(i,i)} + \sigma_{iu(i,i)} \mu_{iu(i,i)} \right]$$

$$\mu_{i,i} = \frac{1}{\sigma_{pi}} \left[(\bar{\sigma}_{e,i} - \bar{\sigma}_{k(e),i}) \mu_{e(i,i)} + \sigma_{iu(i,i)} \mu_{iu(i,i)} \right] \quad *)$$

$$\sigma_{tri} = \sigma_{pi} (1 - \mu_{i,i}) + \bar{\sigma}_{k,i} + \bar{\sigma}_{c,i}$$

$$\sigma_{tri} = \sigma_{pi} (1 - \mu_{i,i}) + \bar{\sigma}_{k(i)} + \bar{\sigma}_{c,i} \quad *)$$

$$\sigma_{p,ir} = \sigma_{pi} (1 - \mu_{i,i})$$

Zweites Kapitel

Zusammenstellung der verwendeten Daten

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die experimentellen und theoretischen Daten gegeben, die bei der Aufstellung des Systems von Gruppenkonstanten verwendet wurden.

Ein großer Teil der experimentellen Daten über die Wechselwirkung schneller und intermediärer Neutronen mit Kernen ist in dem bekannten Neutronenwirkungsquerschnittsatlas von Hughes²¹⁾ und im Handbuch für kernphysikalische Konstanten für Reaktorberechnungen von Gordeev, Kardasev und Malysev²²⁾ zusammengefaßt.

Außerdem wurden auch die Ergebnisse von Arbeiten verwendet, die nicht in den oben erwähnten Sammelwerken enthalten sind oder erst nach deren Veröffentlichung (Juni 1962) erschienen sind.

Wenn zwischen den experimentellen Daten Widersprüche bestanden, oder wenn experimentelle Daten fehlten, zogen wir die Ergebnisse theoretischer Berechnungen und die Ergebnisse von Schätzungen heran, die auf Nachbar kernsystematik beruhen.

In einer Reihe von Fällen benutzten wir bei der Abschätzung der Gruppenkonstanten die Ergebnisse von "makroskopischen" Experimenten (Untersuchungen an Reaktoren, kritischen Anordnungen u.ä.).

§ 1 Spaltquerschnitte

Spaltbare Isotope: U 233, U 235, Pu 239, Pu 241

Die Spaltquerschnitte von U 233, U 235 und Pu 239 sind für einen großen Neutronenenergiebereich verhältnismäßig gut gemessen.

Für den Bereich niedriger Energien gibt es eine große Anzahl von Messungen, die mit Flugzeitselektoren durchgeführt wurden^{23), 24), 25), 26), 27), 28), 29), 106), 140), 141), 142)}; die Ergebnisse der meisten dieser Messungen sind in dem Atlas von Hughes²¹⁾ angegeben.

Es wurden auch Werte von Resonanzparametern und andere Daten benutzt, die zusätzlich in folgenden Arbeiten enthalten sind: 123), 124), 125), 126), 127), 128), 129), 130), 131), 132), 133), 134), 135), 136), 137), 138), 139), 145), 146), 287).

Im Bereich schneller Neutronen wurden außer den Messungen in 30) - 33) und anderen, deren Ergebnisse im Atlas von Hughes angegeben sind²¹⁾, die Messungen von Gorlov, Hochberg u.a.³⁴⁾ ($E_n = 3-800$ keV), von Nesterov,

Smirenkin u. a. ³⁵⁾ ($E_n = 0,2 \dots 2,5$ MeV), von Pankratov, Vlassov u. a. ³⁶⁾³⁷⁾ ($E_n \geq 3$ MeV) und ferner die Referenzen ^{38) 39) 103)} benutzt.

Die Ergebnisse der Spaltquerschnittsmessungen an den betrachteten Isotopen stimmen, außer im intermediären Energiebereich ($E_n \approx 0,5 - 100$ KeV), bei allen Energien zufriedenstellend überein.

Im Bereich intermediärer Energien liegen weniger und schlechter übereinstimmende Meßwerte vor. Bei der Wahl der Gruppenspaltquerschnitte für diesen Energiebereich wurden Vergleiche von Multigruppenrechnungen mit integralen Experimenten berücksichtigt.

Der Spaltquerschnitt und die Resonanzparameter von Pu 241 für Neutronenenergien unter 100 eV sind in ^{21), 23), 40), 138), 142), 143), 161)} angegeben. Der Spaltquerschnitt von Pu 241 für schnelle Neutronen wurde von Butler u. a. ^{41) 42)} ($E_n = 0,02 - 1,8$ MeV) sowie von Kazarinova, Zamjatnia u.a. ⁴³⁾ ($E_n = 2,5 ; 14$ MeV) gemessen.

Die Ergebnisse dieser Arbeiten stimmen schlecht miteinander überein. Nach Butler ⁴²⁾ wäre für eine Neutronenenergie von 2,5 MeV $\sigma_f = 1,7 - 1,8$ barn zu erwarten. Dieser Wert liegt bei weitem über dem Wert von Kazarinova et al. ⁴³⁾ ($\sigma_f = 1,2$ barn).

Die hohen Spaltquerschnittswerte von Butler ⁴²⁾, stimmen übrigens nicht mit der Systematik der Spaltquerschnitte für schnelle Neutronen überein (α und γ Strahlen).

Die Systematik zeigt, daß die Spaltwahrscheinlichkeit der Compoundkerne bei festem Z mit zunehmendem Atomgewicht monoton abnimmt ^{43) 44) 45)}. Geht man von dieser Gesetzmäßigkeit aus, so ist zu erwarten, daß der Spaltquerschnitt von Pu 241 für Neutronen der Energie 1 - 5 MeV kleiner ist als der entsprechende Querschnitt von Pu 240.

Die Werte von Kazarinova ⁴³⁾ stimmen mit diesen Schlußfolgerungen überein, während die Werte von Butler ⁴²⁾ ihnen widersprechen.

Die in den Gruppenkonstantentabellen vorgegebenen Werte liegen zwischen den beiden genormten Maßreihen ⁴²⁾⁴³⁾.

Sie stimmen qualitativ mit der Systematik der Querschnitte überein, (obwohl auf Grund der Systematik allein nur die kleineren Werte in Frage kämen.

Die Spaltquerschnitte von Pu 241 für intermediäre Energien wurden durch Interpolation zwischen den Querschnitten für langsame und schnelle Neutronen gewonnen. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß der Verlauf des Spaltquerschnitts von Pu 241 dem Verlauf des Spaltquerschnitts von U 233 analog ist.

Isotope, die eine Spaltschwelle besitzen:
Th 232, U 234, U 236, U 238, Pu 240, Pu 242

Für Th 232, U 234, U 236 und U 238 werden Daten aus den folgenden Arbeiten benutzt: 21) 31) 32) 36) 43) 46) 47) 48) 49) 50) 51) 52).

Unter diesen Isotopen hat die Spaltung von U 238 die größte praktische Bedeutung.

Die gewählten Gruppenspaltquerschnitte von U 238 geben den über das Spaltpektrum gemittelten Spaltquerschnitt von U 238 ($\sigma_f = 0,31$ barn) richtig wieder 50) 51) 52).

Der Spaltquerschnitt von Pu 240 wurde von Nesterov und Swirenkin 53), Dorofeev und Dobrynin 38) gemessen; die Ergebnisse der in Los Alamos durchgeführten Messungen sind in 21) angegeben.

Die Ergebnisse dieser Arbeiten stimmen untereinander überein, abgesehen vom Bereich niedriger Energien ($E_n \leq 0,4$ MeV).

In diesem Energiebereich verläuft entsprechend 53) die Abnahme des Spaltquerschnitts von Pu 240 mit Verringerung der Neutronenenergie weniger steil, als aus 21) hervorgeht.

Der Spaltquerschnitt von Pu 242 wurde von Butler u. a. gemessen 54).

Die Ergebnisse dieser Arbeit scheinen ebenso wie im Fall von Pu 241 nach oben von der erwähnten Systematik der Spaltquerschnitte abzuweichen.

Die in den Tabellen angegebenen Querschnitte liegen zwischen den Daten von Butler, und den Werten, die aus der Spaltquerschnittssystematik folgen.

Wir erörtern jetzt die Wahl der Spaltquerschnitte der betrachteten Isotope im Bereich kleiner Neutronenenergien, die der Spaltung unterhalb der Spaltschwelle (sub-barrier fission) entsprechen. Für die Isotope mit niedriger Spaltschwelle (Pu 240, Pu 242, U 234,) kann man erwarten, daß bis zu sehr kleinen Neutronenenergien immer noch erhebliche Spaltquerschnitte vorliegen.

Da es in diesem Energiebereich wenig direkte und nur recht ungenaue gibt, muß man aus Meßergebnissen für höhere Energien extrapolieren.

Geht man von der Theorie der Spaltung unterhalb der Spaltschwelle (sub-barrier fission) aus, so ist es zweckmäßig, in der graphischen Darstellung den Logarithmus des Spaltquerschnitts als Funktion der Neutronenenergie linear zu extrapolieren (und nicht wie üblich im doppelt-logarithmischen Maßstab linear zu extrapolieren).

Doch muß man die Ergebnisse dieser einfachen Extrapolation korrigieren im Hinblick auf die Energieabhängigkeit des Querschnitts für die Bildung eines zusammengesetzten Kernes des erforderlichen Anregungsstands.

Dieser Umstand führt dazu, daß bei Energien unter 0,2 MeV die Verringerung des Spaltquerschnitts mit abnehmender Neutronenenergie weniger steil verläuft als bei höheren Energien.

Um die Möglichkeit zu haben, eine Korrektur für die Änderung des Querschnitts für Zwischen-Kernbildung anzubringen, muß man den Neutronen-Drehimpuls kennen, der für die Anregung der niederenergetischen Spaltkanäle verantwortlich ist.

Wie Wheeler ⁵⁵⁾ bemerkte, sind die Spaltquerschnittswerte von Pu 240 für langsame Neutronen wahrscheinlich ein Zeichen dafür, daß der untere Spaltkanal durch p-wellen-Neutronen angeregt wird. Wir haben diese Voraussetzung verwandt, obwohl sie nicht bewiesen ist.

§ 2. Mittlere Anzahl der Sekundärneutronen

Spaltbare Isotope: U 233, U 235, Pu 239, Pu 241

Die Messungen, die in den letzten Jahren durchgeführt wurden, führten zu einer spürbaren Verringerung der frühen allgemein verwandten ν -Werte für die wichtigsten spaltbaren Isotope.

In den Tabellen wurden die folgenden ν -Werte für thermische Neutronen-Spaltung angenommen:

Isotop	ν
U 233	2,49
U 235	2,42
Pu 239	2,87
Pu 241	2,96

Zahlreiche Messungen der Energieabhängigkeit von ν (siehe Übersichten von Terrell ⁵⁶⁾, Bondarenko u. a. ⁵⁷⁾, Smith ⁵⁸⁾ bestätigen im allgemeinen die Schlußfolgerung, daß ν annähernd linear mit der Neutronenenergie zunimmt; dies folgt aus der Voraussetzung der Konstanz der kinetischen Energie der Spaltprodukte (Usacev und Trubicyn ⁵⁹⁾, Leachman ⁶⁰⁾).

Die genannte Voraussetzung führt zu folgendem Ausdruck für die Größe $\frac{\partial \nu}{\partial E}$ ⁵⁷⁾:

$$\frac{\partial \nu}{\partial E} \approx \frac{0,9}{E_{cb} + 2T}$$

Hier ist E_{cb} die mittlere Bindungsenergie des Neutrons in den Spaltbruchstücken

$2 T$ - die mittlere Energie der verdampften Neutronen.

Dieser Ausdruck ist streng genommen nur bis etwa 6,5 MeV anwendbar; oberhalb 6,5 MeV tritt Spaltung unter vorheriger Emission von Neutronen auf.

Doch da die ν -Werte der benachbarten Isotope wenig voneinander abweichen, und die Bindungsenergie des Neutrons in den Spaltkernen sich nicht stark von der mittleren Bindungsenergie des Neutrons in den Spaltbruchstücken unterscheidet, bleibt die aus dem angegebenen Ausdruck folgende lineare Energieabhängigkeit von ν in etwa auch bei höheren Energien aufrechterhalten.

(Hierbei ist vorausgesetzt, daß die vorheremittierten Neutronen sich mit den Spaltneutronen vereinen).

Die experimentelle Bestimmung der Größe $\frac{\partial \nu}{\partial E}$ ergibt für verschiedene Kerne Werte, die innerhalb der Grenzen $0,10 - 0,16 \text{ MeV}^{-1}$ liegen. Die theoretische Schätzungen führen zu kleinerer Streuung.

Daher kann man annehmen, daß die Streuung der experimentellen Werte wenigstens zum Teil mit den experimentellen Fehlern zusammenhängt.

Bei der Bestimmung der Mittelwerte für $\frac{\partial \nu}{\partial E}$ ist es zweckmäßig, sich vorwiegend an den Messungen von ν im Bereich von $4-5 \text{ MeV}$ ^{(61)–(63)} zu orientieren.

Bei niedrigen Energien ist der meßbare Effekt gering und außerdem sind Abweichungen vom einfachen linearen Gesetz möglich (siehe weiter unten).

Andererseits sind bei hohen Energien auch einige Abweichungen vom einfachen linearen Gesetz möglich, die mit der vorhergehenden Emission der Neutronen zusammenhängen.

Es wurden die folgenden Werte angenommen, die mit den Messungen bei den genannten Energien übereinstimmen, und die den theoretischen Schätzungen nicht widersprechen:

$$\text{Für U 233 und Pu 239 } \frac{\partial \nu}{\partial E} = 0,130 \text{ MeV}^{-1}$$

$$\text{Für U 235 und Pu 241 } \frac{\partial \nu}{\partial E} = 0,135 \text{ MeV}^{-1}$$

Für Reaktorberechnungen hat die Energieabhängigkeit von ν im Bereich verhältnismäßig kleiner Neutronenenergien eine wichtige Bedeutung.

In diesem Bereich kann man Abweichungen von der einfachen linearen Abhängigkeit erwarten. Tatsächlich folgt die einfache lineare Abhängigkeit für von der Neutronenenergie aus der Voraussetzung, daß die kinetische Energie der Spaltbruchstücke konstant ist.

Doch diese Voraussetzung ist nur für verhältnismäßig hohe Energien der Primärneutronen selbstverständlich, bei denen eine hohe Dichte (und Überlappung) der Spaltkanäle vorliegt.

Daß die kinetische Energie der Spaltprodukte in diesem Bereich der Neutronenenergien konstant ist, wurde experimentell bestätigt (Okolovic u. a. ⁽⁶⁴⁾).

Doch bei den Energiemessungen der Primärneutronen zwischen null und 1-2 MeV öffnen sich anschließend für die wichtigsten spaltbaren Isotope offensichtlich

immer noch energetisch hinreichend getrennte diskrete Spaltkanäle 55) 65) 66) 67).

Daher kann man bei Messungen in diesem Energiebereich im Prinzip Unregelmäßigkeiten in der kinetischen Energie der Spaltprodukte erwarten, die mit dem Auftreten neuer diskreter Spaltkanäle in Zusammenhang stehen.

Dementsprechend kann man auch mit Abweichungen von der linearen Abhängigkeit von \sqrt{v} rechnen.

Es ist zu erwarten, daß das Einzukommen neuer Spaltkanäle nicht nur unmittelbar mit der Erhöhung der Energie der Primärneutronen, sondern auch mit einer Änderung der Rolle der Neutronen mit verschiedenen Drehimpulsen zusammenhängt.

Z.B. beginnen beim Übergang von der Spaltung durch langsame Neutronen zur Spaltung mit schnellen Neutronen die Spaltkanäle eine Rolle zu spielen, die durch Wellen-Neutronen angeregt werden.

Einige Voraussetzungen über den Einfluß der Kanaleffekte auf die Änderung der kinetischen Energie der Spaltprodukte und die Abweichung von der linearen Energieabhängigkeit von \sqrt{v} werden in ⁶⁸⁾ erörtert.

Die experimentellen Untersuchungen der betrachteten Abweichungen von der linearen Energieabhängigkeit von \sqrt{v} stoßen auf große Schwierigkeiten, und ihre Ergebnisse sind noch nicht ganz zuverlässig.

In der Arbeit von Moat ⁶²⁾ wurde die Energieabhängigkeit von \sqrt{v} für U 235 für Primärneutronenenergien von 0,04 bis 3 MeV untersucht; es wurden Abweichungen vom linearen Gesetz beobachtet.

In Referenz ⁶⁷⁾ sind Messungen von \sqrt{v} (U 235) für Primärneutronenenergien zwischen 0 und 1 MeV beschrieben; es wurden ähnliche Abweichungen vom linearen Gesetz beobachtet.

In der selben Arbeit wurde die Änderung der kinetischen Energie der Spaltprodukte gemessen.

Entsprechend diesen Messungen hat die kinetische Energie der Spaltprodukte bei $E_n = 0,3$ MeV ein Minimum, ein kleines Maximum im Bereich $\sim 0,7$ MeV und erst bei höheren Energien erhält man etwa die Konstante, die von der Spaltung thermischer Neutronen her bekannt ist.

Eine Umrechnung dieser Werte auf die Werte \sqrt{v} führt zu Ergebnissen, die mit den oben erwähnten Meßergebnissen für $\sqrt{v}(E)$ übereinstimmen.

In der Tabelle für U 235 wurde für Energien kleiner als $\sim 1,5$ MeV eine Energieabhängigkeit für $\sqrt{v}(E)$ angenommen, die aus der Gesamtheit dieser Ergebnisse folgte; doch ist noch einmal zu betonen, daß diese Abhängigkeit noch nicht völlig gesichert ist.

Für andere spaltbare Isotope liegen weniger Daten vor.

Für U 233 nimmt man im Bereich kleiner Energien eine langsamere Zunahme von $\sqrt{\nu}$ bei Erhöhung der Neutronenenergie an, als aus der linearen Abhängigkeit folgt, die den Werten bei einer Neutronenenergie von einigen MeV entspricht. (Tatsächlich kann man für U 233 sogar eine gewisse Verringerung von $\sqrt{\nu}$ im Bereich E_n 0,3 MeV erwarten ⁶⁷⁾).

Für die restlichen Isotope nimmt man das einfache lineare Gesetz an.

Isotope, die eine Spaltschwelle besitzen:

Th 232, U 234, U 236, U 238, Pu 240, Pu 242

Bei der Wahl der $\sqrt{\nu}$ -Werte für U 238, Pu 240 und Th 232 stützen wir uns auf die Messungen von Kuzminov ^{69) 70) 71)}.

Es wurden auch Ergebnisse benutzt, die in den Referenzen ^{58), 72), 73), 90), 74)} angeführt wurden. Die Ergebnisse früherer auf ν_{th} (U 235) normierten Messungen, wurden auf neue $\sqrt{\nu}$ -Werte für die thermische Spaltung von U 235 umgerechnet.

Für die anderen Isotope wurden die $\sqrt{\nu}$ -Werte aufgrund der Systematik gewählt, die von Gordeeva und Smirenkin entwickelt wurde ⁷⁵⁾.

Es wurden folgende Werte angenommen:

- Für Th 232 - $\sqrt{\nu} = 1,95 + 0,140 E_n$
- Für U 234 - $\sqrt{\nu} = 2,37 + 0,130 E_n$
- Für U 236 - $\sqrt{\nu} = 2,38 + 0,135 E_n$
- Für U 238 - $\sqrt{\nu} = 2,40 + 0,140 E_n$
- Für Pu 240 - $\sqrt{\nu} = 2,80 + 0,130 E_n$
- Für Pu 242 - $\sqrt{\nu} = 2,85 + 0,135 E_n$

§ 3 Spektrum der Spaltneutronen

Das Spektrum der Neutronen, die bei der Spaltung von U 235 durch thermische Neutronen entstehen, wurde von vielen Autoren gemessen ^{75) 76) 77) 78) 79) 80) 81) 82) 83)}.

Es wurden mehrere einfache analytische Ausdrücke ermittelt, die die Form dieses Spektrums gut beschreiben.

Besonders hervorzuheben ist der in ⁸⁰⁾ angeführte Ausdruck.

$$n(E) = C \exp \left[- \frac{E}{0,965} \right] \sinh \sqrt{2,29E}$$

Ebenso der einfachere Ausdruck aus ⁵⁶⁾.

$$n(E) = c \sqrt{\frac{E}{1,22}} e^{-\frac{E}{0,965}}$$

Hier ist E die Neutronenenergie in MeV.

Diese beiden Ausdrücke entsprechen sehr ähnlichen Formen des Spektrums. Als Grundlage wurde der erste Ausdruck angenommen (hauptsächlich, um die Kontinuität zu früher verwendeten Konstanten zu wahren).

Die Spaltspektren anderer spaltbarer Isotope sind schlechter gemessen, doch ist bekannt, daß sie sich wenig vom Spaltspektrum von U 235 unterscheiden (81) (82) (84) (42).

Z.B. zeigt ein Vergleich der Form des Spektrums von Spaltneutronen aus thermischer Spaltung von U 235 und Pu 239, wozu Relativmessungen mit Schwellendetektoren durchgeführt wurden (Korvalev u. a.⁸⁵⁾, Grand u. a.⁸⁶⁾,) daß die effektive "Temperatur", die in den Ausdruck für das Spaltspektrum von Pu 239 eingeht, nur um $(5 \pm 1) \%$ größer ist als für U 235.

Die Form des Spektrums der Sekundärneutronen hängt auch von der Energie der Neutronen ab, die die Spaltung hervorrufen.

Smirenkin^{57) 87)} verglich mit Hilfe von Schwellendetektoren die Formen der Spaltneutronenspektren von U 235 und Pu 239 bei der Spaltung mit thermischen und schnellen Neutronen und stellte fest, daß die erwähnte "Temperatur" bei Erhöhung der Energie der Primärneutronen um 1 MeV um 1-1,5 % ansteigt.

Ähnliche Ergebnisse wurden auch aus der Analyse der Form des Spaltneutronenspektrums bei der Spaltung durch Neutronen mit $E_n = 14$ MeV ermittelt (nach Abtrennung der vorher emittierten Neutronen)⁸⁸⁾.

Die Analyse der vorliegenden Daten und die theoretischen Erörterungen⁵⁶⁾ zeigen, daß eine fast eindeutige Entsprechung zwischen der Form des Spaltneutronenspektrums und der mittleren Anzahl der Sekundärneutronen vorliegen muß.

Der einzige Faktor, der die Eindeutigkeit dieser Entsprechung stört, ist der Unterschied der Mittelwerte der Bindungsenergien der Neutronen in den Kernfragmenten der verschiedenen Isotope; doch sind diese Unterschiede gering.

(Sie entsprechen gewöhnlich einem Unterschied in der Anzahl der Sekundärneutronen von nicht mehr als 0,1).

Unter Berücksichtigung dieses Umstands sind in der Tabelle die Werte für E_K (d.h. für Anteile der einzelnen Gruppen im Spaltneutronenspektrum) in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl der Sekundärneutronen angegeben.

Die Werte E_K , die sich auf $\bar{\nu} = 2,4$ beziehen, entsprechen der thermischen Spaltung von U 235.

Diese Werte kann man praktisch in allen Fällen verwenden.

Wenn man den Unterschied des Spaltneutronenspektrums zum Neutronenspektrum bei thermischer Spaltung von U 235 berücksichtigen muß, dann empfiehlt es

sich, folgendermaßen vorzugehen:

Mit einer ersten Multigruppenrechnung bestimmt man den Mittelwert bei der Spaltung eines gegebenen Isotops im betrachteten Reaktorsystem.

Anschließend wird die Rechnung mit den neuen E_k -Werten wiederholt, die dem vorher bestimmten Mittelwert $\sqrt{\quad}$ entsprechen.

§ 4 Einfangquerschnitt

U 233, U 235, Pu 239

Der Neutroneneinfangquerschnitt für spaltbare Isotope wird gewöhnlich durch den Wert K angegeben, das Verhältnis von Einfang- zu Spaltquerschnitt.

α -Werte für epithermische und intermediäre Neutronen wurden aufgrund der Angaben von Selektormessungen bestimmt σ_e , σ_f und $\eta = \frac{\lambda}{1+\alpha}$

21) 22) 23) 9) 25) 26) 27) 29) 92) 93) 94) 95) 99) 100) 101) 135) 136) 141) 148) 149) 150) 324) und aufgrund von Messungen für breite Spektren: Spivak u.a. 96), kann u.a. 97) und anderen Messungen.

Die Energieabhängigkeit von α in diesem Energiebereich wurde anhand der Ergebnisse der theoretischen Rechnungen korrigiert, die von Usacev, Gordeev u.a. 68), ausgehend von Resonanzparametermittelwerten und einem bestimmten Schema von Spaltkanälen, durchgeführt wurden.

Im Bereich schneller Neutronen wurden die Ergebnisse der Referenzen 102) 103) 104) 105) 147) verwandt.

Bei der Wahl der α -Werte wurde allergrößtes Gewicht auf die detaillierten Messungen von Dixon und Hopkins ($E_n = 0,03 - 1,0$ MeV) 105) und die früheren Messungen von Andreev 103) für einzelne Energiepunkte ($E_n = 30; 220$ und 900 keV) gelegt. Die aus diesen Messungen folgende Energieabhängigkeit von α stimmt zufriedenstellend mit den Ergebnissen der oben erwähnten theoretischen Rechnungen überein. Eine Ausnahme bildet die in 105) auftretende sehr starke Abnahme von α für Pu 239 beim Übergang von $E_n = 30$ keV zu $E_n = 60$ keV, die theoretisch schwer zu erklären ist.

Daher wurde für diesen Energiebereich eine etwas weniger starke Änderung von α angenommen, als aus 105) folgt.

Die auf Grund der Anreicherung an Pu 240 gemessenen Mittelwerte für α von Pu 239 für das Core des schnellen Forschungsreaktors BP-5 wurden mit den Rechenergebnissen, für die angenommenen Gruppenwerte für α verglichen 577).

Der Vergleich zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Ergebnisse. Für das Corezentrum ergibt

die Messung: $\alpha = 0,10 \pm 0,03$

die Rechnung: $\alpha = 0,085$

Für den Corerand:

die Messung $\sigma_c = 0,19 \pm 0,02$

die Rechnung $\sigma_c = 0,205$.

Pu 241

Die σ_c -Werte für $E_n \leq 10$ eV wurden aufgrund der Ergebnisse der Selektormessungen von σ_c und σ_{sc} gewählt^{21) 23) 40)}.

Für höhere Gruppen intermediärer Neutronen wurden die σ_c -Werte aufgrund der mittleren Resonanzparameter geschätzt, die man durch Mittelung der Parameter für die untersten Niveaus erhielt.

Diese Werte wurden im Bereich schneller Neutronen aufgrund der Analogie mit der Energieabhängigkeit von σ_c für U 233 extrapoliert (da die Kerne von Pu 241 und U 233 gleiche Werte für Spin und Parität und ähnliche Werte für die mittleren Resonanzparameter besitzen).

U 238 und Th 232

Der Einfangquerschnitt der Neutronen für die unteren Energiegruppen (für U 239: $E_n \leq 1$ keV, für Th 232: $E_n \leq 0,5$ keV) wurde mit Hilfe von bekannten Resonanzparametern berechnet^{116) 117) 118) 119) 120) 121) 122)}.

Die gewählten Gruppeneinfangquerschnitte und die Werte für die Abschirmungskoeffizienten wurden mit den Ergebnissen aus folgenden Arbeiten verglichen: 151) 152) 153) 154) 155) 156) 157) 158) 159) 160) 162) 163) 164) 189) 281) 287).

Für höhere Energien wurden die Ergebnisse folgender Arbeiten verwandt: 107) 108) 110) 113) 114) 181).

U 234, U 236, Pu 240, Pu 242

Für Energien unter 100 eV wurde der Einfangquerschnitt aus bekannten Resonanzparametern bestimmt: 21) 22) 165) 166) 167) 168) 169) 170) 171) 172) 173) 174) 291) 24).

Über die Einfangquerschnitte der betrachteten Isotope im Bereich schneller Neutronen ist experimentell nur wenig bekannt.

Es liegen Messungen für U 236^{111) 112)} und eine Messung von σ_c für Pu 240 für ein Reaktorspektrum vor⁷⁾.

Daher wurden außer den erwähnten Messungen auch halbtheoretische Schätzungen verwandt.

Die Werte für Spin und Parität der Kerne der betrachteten g-g-Isotope stimmen mit den Werten für U 238 überein.

Außerdem ist noch die Struktur der durch unelastische Neutronenstreuung an-

regbaren Niveaus für die Kerne dieser Isotope der Struktur der Niveaus von U 238 ähnlich.

Daher kann man bei der Wahl der Einfangquerschnitte dieser Isotope die Analogie zum Verlauf des Einfangquerschnitts von U 238 und Th 232 verwenden. Im Bereich schneller Neutronen muß das Verhältnis der Einfangquerschnitte der betrachteten Isotope (ohne Berücksichtigung der Spaltungskonkurrenz) sich dem Verhältnis der Größen ($\Gamma_{\gamma} \rho$) nähern.

(Γ_{γ} - mittlere Einfangbreite; ρ - Niveaudichte.

Bei Verringerung der Energie muß sich das Verhältnis der Einfangquerschnitte dem Verhältnis der Größen ($\Gamma_n \rho$) nähern, für die man geringere Differenzen erwarten kann. (Γ_n - mittlere Neutronenbreite der Niveaus).

Das Verhältnis der Niveaudichten der betrachteten Kerne kann man aus den mittleren Abständen zwischen den bekannten unteren Niveaus bestimmen. Doch da die Statistik der Niveaus in diesem Fall klein ist, kann dieses Verfahren nicht ganz zuverlässig sein.

Daher wurde eine Schätzung des Verhältnisses der Niveaudichten anhand der statistischen Theorie auf der Grundlage der Bindungsenergien der Neutronen zu Hilfe genommen.

Nicht spaltbare Elemente

Für die unteren Energiegruppen wurde der Einfangquerschnitt aufgrund des thermischen Werts ²¹⁾ und der Resonanzparameter der bekannten Niveaus bestimmt (21) 22).

In den meisten Fällen wurde der thermische Querschnitt nach dem $1/v$ -Gesetz bis zur Energie der ersten Resonanz extrapoliert (mit Ausnahme der Fälle, in denen die Existenz eines nahe gelegenen negativen Niveaus genau feststeht).

Bei der Bestimmung des Einfangquerschnitts aufgrund der Resonanzparameter tritt oft das Problem auf, daß für viele Isotope keine Messungen für Γ_{γ} vorliegen.

In diesen Fällen wurden die Werte für Γ_{γ} ermittelt, indem man von der Systematik der Einfangbreiten der Isotope mit benachbartem Atomgewicht und mit gleicher Parität ausging. In einigen Fällen kann man eine solche Bestimmung aufgrund der Messungen von Einfangresonanzintegralen korrigieren ²²⁾. Leider ergeben die Messungen kleiner Resonanzintegrale, die von verschiedenen Verfassern durchgeführt wurden, in vielen Fällen stark unterschiedliche Ergebnisse. In diesen Fällen wurde ihnen keine große Bedeutung beigemessen. Es muß betont werden, daß die Bestimmung der Einfangquerschnitte im Bereich der ersten Resonanzniveaus immer noch sehr unzuverlässig ist. In einer Reihe von Fällen kann man sogar die Möglichkeit eines Fehlers von der Größenord-

nung des Querschnitts selbst nicht ausschließen. Dieser unbefriedigende Zustand hängt in erheblichem Maße damit zusammen, daß die Niveaus mit kleinen Neutronenstrebreiten bei der Messung des totalen Querschnitts nicht in Erscheinung treten können, dabei aber den Hauptbeitrag zum Einfangquerschnitt liefern.

Um diese Tatsache zu berücksichtigen, wurden in einigen Fällen die Einfangquerschnitte, die aufgrund der Resonanzparameter bekannter Niveaus berechnet wurden, künstlich erhöht, ausgehend von der Schätzung einer Dichte derjenigen Niveaus, die nur einen schwachen Beitrag zum totalen Querschnitt leisten.

Für höhere Gruppen von intermediären Neutronen ($E_n \approx 0,1 - 10$ keV) wurden die Ergebnisse der Arbeiten von Saparo und Mitarbeitern (175) (176) (177) (178) Gibbons, Neiler u.a. (179) (180) und eine Reihe anderer Arbeiten verwandt.

Wenn möglich, wurden an diesen experimentellen Ergebnissen Korrekturen für die Resonanzselbstabschirmung angebracht.

Für den Bereich schneller Neutronen wurden die Ergebnisse der Arbeiten von Kazackovskij, Stavisskij, Tolstikov, Sapar, Galkov, Belanovaja u.a. (181) (182) (183) (184) (185) (186) (187) (188) (189) (190) (191), Diven u.a. (192) Macklin u.a. (193) (194) Barschall u.a. (195) Pasecnik u.a. (196) und weitere Arbeiten verwandt.

Falls für das eine oder andere Isotop ¹⁰³ betrachtet Elements keine Messung des Einfangquerschnitts vorlag, wurde er anhand einer der mittleren Resonanzparameter geschätzt oder analog zu den benachbarten Isotopen gewählt (mit einer Korrektur für den Unterschied in Bindungsenergie und Parität der Nukleonen).

Es ist zu betonen, daß die in den Tabellen angeführten Werte für die Einfangquerschnitte die Querschnitte für Schwellenreaktionen enthalten, (n,p) (n,) u.ä.

Wenn keine Messungen vorhanden waren, wurden diese Querschnitte ausgehend von den Energieschwellen der Reaktionen abgeschätzt.

Unten sind die wichtigsten Arbeiten aufgeführt, die bei der Ermittlung der Einfangquerschnitte der einzelnen Elemente verwandt wurden:

- Li - (21) (175) (177) (198) (199) (200) (201) (202) (203) (204) (205) (206) (207) (287)
- Be - (21) (144) (175) (209) (210) (211) (212) (213) (214)
- B - (21) (175) (177) (197) (198) (209) (211) (213) (216) (217) (218) (219) (294)
- C - (179) (180) (213) (220) (221) (222)
- N - (21) (177) (197) (198) (210) (224) (225)
- O - (21) (210) (211) (213) (223) (224) (226) (228) (229)

| | | |
|----|---|--|
| Na | - | 21) 109) 113) 121) 181) 189) 193) 194) 210) 211) 223) 230) 231) 232) 234) 235) 236) 237) 238) 239) 240) 241) 242) 243) 244) 245) 285) 287) 578) |
| Mg | - | 21) 109) 113) 157) 179) 180) 181) 182) 183) 210) 211) 223) 232) 246) 248) 248) 250) 251) 287) 556) 558) 578) |
| Al | - | 19) 21) 109) 113) 157) 179) 180) 182) 189) 193) 210) 211) 223) 230) 231) 232) 233) 245) 247) 248) 249) 250) 252) 253) 254) 256) 257) 258) 259) 260) 261) 262) 263) 264) 265) 266) 267) 268) 287) 556) 560) 181) 578) |
| Si | - | 21) 113) 179) 180) 181) 189) 210) 211) 223) 232) 234) 246) 248) 251) 287) 365) 558) 578) |
| K | - | 109) 113) 181) 189) 193) 197) 223) 230) 232) 234) 237) 270) 271) 272) 287) 571) |
| Ca | - | 182) 192) 221) 232) 246) 273) 276) 277) 287) 572) 578) |
| Ti | - | 109) 113) 192) 193) 196) 197) 211) 223) 230) 232) 246) 256) 257) 265) 276) 277) 278) 279) 280) 287) 365) 574) 578) |
| V | - | 21) 109) 157) 179) 180) 181) 188) 189) 193) 194) 195) 197) 211) 223) 232) 245) 252) 253) 262) 271) 282) 283) 284) 287) 290) 578) |
| Cr | - | 179) 180) 181) 182) 186) 192) 197) 223) 231) 248) 273) 276) 277) 283) 287) 323) 365) 578) |
| Fe | - | 18) 19) 21) 114) 157) 176) 177) 179) 180) 181) 182) 183) 192) 197) 210) 211) 223) 233) 246) 247) 248) 249) 250) 254) 258) 259) 260) 261) 266) 273) 276) 277) 287) 290) 296) 297) 302) 305) 306) 323) 365) 556) 560) 578) |
| Ni | - | 19) 114) 179) 180) 181) 182) 183) 189) 192) 197) 211) 223) 227) 232) 233) 234) 247) 249) 250) 251) 261) 269) 271) 277) 287) 302) 303) 304) 307) 557) 578) |
| Cu | - | 19) 21) 109) 110) 113) 157) 179) 180) 181) 182) 189) 190) 192) 193) 194) 195) 196) 197) 211) 231) 232) 234) 236) 245) 247) 249) 250) 252) 253) 254) 255) 256) 257) 260) 261) 271) 278) 290) 296) 300) 556) 558) 578) |
| Zr | - | 19) 109) 113) 114) 157) 158) 179) 180) 181) 190) 192) 193) 194) 197) 223) 246) 250) 251) 279) 282) 287) 295) 299) 308) 311) 318) 578) |
| Nb | - | 19) 21) 114) 178) 179) 180) 181) 183) 188) 189) 192) 211) 232) 245) 282) 287) 295) 311) 315) |
| Mo | - | 19) 21) 109) 114) 157) 179) 180) 181) 187) 189) 191) 192) 193) 194) 195) 196) 197) 211) 223) 227) 232) 234) 236) 253) 256) 278) 287) 289) 295) 312) 314) 316) 365) 578) |
| Ta | - | 21) 119) 120) 157) 179) 180) 181) 192) 197) 211) 232) 234) 238) 245) 287) 289) 312) 314) 321) |

| | | |
|----|---|---|
| W | - | 21) 109) 113) 157) 179) 180) 181) 182) 188) 189) 191) 192) 193) 194) 195) |
| | | 196) 197) 232) 234) 245) 255) 278) 286) 287) 296) 309) 310) 317) 319) |
| | | 365) 559) |
| Re | - | 109) 119) 180) 193) 232) 245) 287) 310) |
| Pb | - | 19) 113) 157) 177) 179) 180) 181) 182) 192) 221) 223) 230) 232) 275) |
| | | 277) 287) 288) 289) 297) 300) 301) 320) 310) |
| Bi | - | 19) 113) 157) 179) 180) 181) 192) 223) 230) 231) 232) 234) 250) 257) |
| | | 269) 274) 287) 298) 310) |

Spaltprodukte

In den Tabellen sind die Summenquerschnitte für die den Reaktor vergiftenden Spaltprodukte angegeben. Die Querschnitte sind auf das Spaltproduktpaar normiert.

Zu den den Reaktor vergiftenden Spaltprodukten (siehe ^{4) 1)}) tragen die stabilen oder langlebigen Spaltprodukte ($T_{1/2}$ ~~in~~ 10 - 100 Tage) bei, deren thermische Querschnitte 10^3 barn nicht übersteigen.

(Aus jeder radioaktiven Kette wird ein Isotop berücksichtigt).

Auf diese Weise sind in der Zahl der Spaltproduktgifte die folgenden stabilen oder langlebigen Spaltprodukte nicht enthalten, deren thermische Querschnitte 10^3 barn überschreiten: Cd 113, Sm 149, Sm 151, Gd 155, Gd 157.

Es ist zu betonen, daß die Querschnitte für diese Spaltprodukte nicht nur im Bereich langsamer Neutronen berechnet wurden ($E_n \ll 160$ eV). Für höhere Gruppen beziehen sich die angeführten Querschnitte auf alle stabilen und langlebigen Spaltprodukte

Die kumulative Ausbeute der oben aufgezählten stabilen und langlebigen Spaltproduktgifte beträgt insgesamt einige Prozent der Gesamtzahl der Spaltprodukte.

Doch da die Querschnitte im schnellen und oberen intermediären Energiebereich nicht so stark fluktuieren wie im Bereich langsamer Neutronen, ändert die Vernachlässigung von solchen Spaltproduktgiften (wenn man die Genauigkeit der vorhandenen Information beachtet) die Schätzung des Querschnitts der Spaltprodukte für den schnellen und oberen intermediären Energiebereich praktisch nicht.

Bei der Ermittlung der Einfangquerschnitte der Spaltprodukte wurden die Arbeiten von Greebler, Hurwitz und Storm ³²⁵⁾, Gordeev und Pupko ³²⁶⁾, Benzi und Saruis ³²⁷⁾, Garrison und Roos ³²⁸⁾ und neuere Angaben für Resonanzparameter, Einfangquerschnitte und Ausbeuten an einzelnen Spaltprodukten benutzt.

§ 5 Unelastische Streuung

Allgemeine Bemerkungen

Bekanntlich wird der Charakter der unelastischen Streuung von Neutronen durch die Struktur der Niveaus der betrachteten Kerne bestimmt (unter Berücksichtigung der Niveaus des Targetkerns).

Man kann zwei Bereiche von Neutronenenergien unterscheiden:

Im ersten Bereich wird bei unelastischer ~~Wandern~~ Streuung nur eine kleine Anzahl von Targetkernniveaus angeregt.

In diesem Fall besteht das Spektrum der unelastisch gestreuten Neutronen aus einzelnen Linien, die der Anregung der einzelnen Niveaus entsprechen; bei der Bestimmung der Gruppenkonstanten muß man daher die Anregung der einzelnen Niveaus individuell berücksichtigen.

Bei höheren Neutronenenergien (die dem zweiten Bereich entsprechen) kann bei unelastischer Streuung eine große Anzahl von Niveaus angeregt werden, und das Spektrum der unelastisch gestreuten Neutronen erhält einen "kontinuierlich" Charakter.

Die Trennung der beiden genannten Energiebereiche hat bis zu einem gewissen Grade einen bedingten Charakter. Das Spektrum der unelastisch gestreuten Neutronen muß man gewöhnlich als kontinuierlich ansehen, wenn es nicht gelingt, es experimentell in einzelne Linien zu zerlegen, obwohl die wahre Überdeckung der Linien erst bei etwas höheren Energien eintritt.

Die Lage der Grenze zwischen den zwei Bereichen ist in gewissem Grade von den individuellen Eigenschaften der Kerne abhängig, doch ändert sie sich im Durchschnitt monoton mit der Änderung des Atomgewichts (abgesehen von den "magischen" Kernen, für die diese Grenze bei höheren Energien verläuft als für die benachbarten Kerne).

Für den größten Teil der betrachteten leichten Kerne ($A \leq 18$) liegt diese Grenze bei $E_n \gtrsim 7 - 10$ MeV, und folglich findet praktisch bei allen uns interessierenden Energien eine Streuung unter Anregung einzelner Niveaus statt.

Für die Kerne mit mittlerem Atomgewicht ($A \approx 20 - 150$) verringert sich die Grenzenergie bis auf 3-6 MeV und für schwerere Kerne bis auf 1-3 MeV.

Bei der Bestimmung der Gruppenkonstanten für unelastische Streuung im ersten Energiebereich wurden die Ergebnisse der folgenden Arbeiten benutzt, in denen verschiedene Methoden zur Trennung der Gruppen unelastisch gestreuter Neutronen verwandt wurden:

- a) Ionisationskammern-Spektrometer u.a. an den Kammern mit He^3 -füllung (Bacerol ³⁴²), Abramov ⁴¹⁴ ⁴⁶⁵ Glaskov ⁴⁰⁷ ⁴⁶⁶ Popov ³⁴³ u.a.);

- b) Spurenanalyse von Rückstoßprotonen in Fotoplatten (Salnikov ³⁴⁴) Weddell
u.a. ³⁷¹ u.a.);
- c) Flugzeugspektrometrie (Cranberg und Levin ³³⁵ ³⁶⁸) Bacerol ⁴¹⁷, Suchanov
und Rukavitsnikov ⁴³⁰ u.a.).

Außerdem wurden Ergebnisse von Untersuchungen zur Anregung einzelner Niveaus verwandt, die durch Messung von Energien und Ausbeute der bei der unelastischen Streuung entstehenden γ -Strahlung ermittelt wurden. (Day und Lind ³³⁶ ⁴³¹ ⁴⁴¹) Androsenko, Broder und Lasuk ⁴²³ ⁴²⁷ ⁴²⁵ u.a.).

Diese Untersuchungen ergeben gewöhnlich die genaueste Information über die unelastische Streuung, obwohl sie in einigen Fällen auf Grund der komplizierten Auswertung der γ -Kaskadenübergänge nicht völlig eindeutig ist.

Für eine Reihe von Elementen (Mg, Si, Ca, Ti, V, Fe, Mo, Ta, W, Re, Pb, U⁵, U³, U⁸, Pu⁹) wurden außer experimentellen Werten auch die Ergebnisse von theoretischen Rechnungen herangezogen (Stavinskij und Kolesov ⁴⁹⁴) Gordeev und Bazazjan ⁴⁶⁸) Kardasev ⁴²⁴, Moldauer ⁵⁸) die auf der Annahme beruhen, daß die unelastische Streuung über Zwischenkernbildung verläuft ⁴⁷⁰).

Hierbei wurden Werte für die Transmissionskoeffizienten verwandt die mit Hilfe des "optischen" Kernmodells mit diffusem Kernrand berechnet wurden (Ermakov, Kolesov, und Marcuk ⁴⁸⁶).

Die für die Rechnung erforderlichen Kenntnisse von Lage und Charakteristiken der Niveaus wurden dem Sammelwerk von Dzelepov und Peker entnommen; ⁴¹² diese Analyse wurden noch aus anderen Arbeiten ergänzt ⁴¹³). Die Rechenergebnisse wurden an den noch vorhandenen experimentellen Werten korrigiert.

Für die anderen Elemente, für die nur die Lage, aber nicht die Charakteristika der Niveaus bekannt sind, wurden diese Daten ebenfalls unter "willkürlicher" Vorgabe der unelastischen Übergangsmatrizen berücksichtigt. Für leichte Elemente kann man eine gewisse Vorstellung von der jeweiligen Rolle der Anregung einzelner Niveaus aus den Messungen unelastischer Streuung von Protonen entnehmen (siehe Übersicht ⁴⁷¹).

Für Elemente mit kleinem Atomgewicht wurde bei der Bestimmung der Energie des Neutrons, das mit der Anregung bestimmter Niveaus gestreut wurde, der Rückstoß des Kerns berücksichtigt, der zur Energieabhängigkeit vom Streuwinkel führt. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß der das Sekundärneutron emittierende Kern in der Substanz nicht gebremst werden kann.

Für den zweiten oben erwähnten Energiebereich (den Bereich der "kontinuierlichen" Spektren) wurden in der Hauptsache die Umarbeitung der experimentellen Daten mit der statistischen Theorie verwandt.

Für diesen Energiebereich führt die vereinfachte statistische Theorie zu fol-

gender Form des Spektrums der unelastisch gestreuten Neutronen:

$$n(E) = Ee^{-\frac{E}{T}}$$

Hier ist T die effektive "Temperatur".

Diese einfache Formel stimmt nur näherungsweise und berücksichtigt viele bekannte Faktoren nicht (in ihr ist nur das erste Glied der Reihe des genaueren Ausdrucks enthalten, die Energieabhängigkeit des Querschnitts für Zwischenkernbildung ist nicht berücksichtigt, und bei ihrer Ableitung wurde kein Unterschied zwischen den Neutronen mit verschiedenen Drehimpulsen gemacht, auch die Möglichkeit "direkter" Prozesse u.ä. wurde nicht berücksichtigt u.s.w.).

Trotzdem stützten wir uns auf diese einfache Formel, da gerade diese Formel bei der Datenverarbeitung in den meisten experimentellen Arbeiten verwendet wurde.

Doch um die Möglichkeit des Einflusses der erwähnten Faktoren auf die Form des Spektrums zu berücksichtigen, die durch den angegebenen Ausdruck vorgegeben wurde, wurden individuelle Korrekturen angebracht (für unterschiedlich verschiedene Kerne).

Die Werte für die effektive Temperatur wurden, wenn möglich, aufgrund der experimentellen Meßergebnisse bestimmt.

Für andere Fälle wurden die Werte aufgrund der Systematik der Abhängigkeit der effektiven Temperatur vom Atomgewicht und der Energie der Primärneutronen ermittelt.

Z.B. ändern sich für $E_0 = 7$ MeV die angenommenen Werte für die Temperatur von $\sim 1,0$ MeV (für leichte Kerne) bis $\sim 0,45$ MeV (für schwere Kerne). (Siehe z.B. Lang ⁴⁷²).

Die Abhängigkeit der angenommenen Werte T_{eff} von der Energie der Primärneutronen liegt bei $T \sim E^{(0,3 - 0,6)}$.

Der hochenergetische Teil des auf diese Weise erhaltenen Spektrums wurde unter Berücksichtigung der Struktur der unteren Niveaus des betrachteten Elements korrigiert. Wenn z.B. ein betrachtetes Element keine niedrig gelegenen Niveaus hat, wurde das Neutronenspektrum, das aufgrund der vereinfachten statistischen Betrachtung ermittelt wurde, künstlich in seinem oberen Teil abgebrochen.

Umgekehrt, wenn das betrachtete Element niedrig gelegene Niveaus hat, die mit großer Wahrscheinlichkeit bei hoher Energie der Primärneutronen angeregt werden, wurde dieser Umstand durch eine entsprechende Anhebung des hochenergetischen Teils des Spektrums der unelastisch gestreuten Neutronen berücksichtigt.

Mit anderen Worten, im letzten Fall wurde eine kombinierte Näherung verwandt:

eine individuelle Berechnung der niedrigen Niveaus und eine statistische Berechnung der hohen Niveaus, deren Energie in der Nähe der Energie der Primärneutronen liegt.

Außerdem wurden die unelastischen Streuübergangsmatrizen, die aufgrund der statistischen Betrachtung ermittelt wurden, unter Berücksichtigung von Meßergebnissen für "Entkommquerschnitte" korrigiert, die mit Schwellenindikatoren genommen wurden.

In der Hauptsache wurden die Ergebnisse der Messungen verwandt, bei denen als Schwellenindikator Spaltkammern mit U 238 gedient hatten. (Andreev, Bondarenko, Lovcikova 411) 51) 442) 443), Bethe, Beijster, Carter 351) 361).

Die effektive Schwelle dieser Reaktion ($E_{\text{eff}} \approx 1,4$ MeV) fällt mit der Grenze einer der Gruppen zusammen.

Wie schon im ersten Kapitel erwähnt wurde, enthalten die in den Tabellen angegebenen Querschnittswerte für die unelastische Streuung die Querschnitte für die $(n, 2n)$ -Reaktion. Daher kann die Summe der angeführten Querschnittswerte der unelastischen Übergänge den Gruppenquerschnittswert der unelastischen Streuung übersteigen.

Von den leichten Elementen wurde die Reaktion $(n, 2n)$ für Deuterium und Beryllium berechnet, für die $\sigma_{n, 2n} = \frac{1}{2}$ in angenommen wurde.

Für schwere Elemente wurde das Spektrum der (ersten und zweiten) Neutronen aus der $(n, 2n)$ Reaktion aufgrund der statistischen Theorie geschätzt.

Wenn keine Reaktionsquerschnittmessungen vorhanden waren, wurde $\sigma_{n, 2n}$ nach Maßgabe der Energieschwelle abgeschätzt.

Die angegebenen unelastischen Streuquerschnitte enthalten auch die Querschnitte für alle anderen Reaktionen, die mit der Freisetzung von Sekundärneutronen verbunden sind (außer der Spaltung).

Als Beispiel kann die Reaktion (n, d) an Li^6 dienen, die zur Bildung von Li^5 führt, das ein Sekundärneutron emittiert (200).

Bei der Berechnung der mittleren Cosinus der Winkel für unelastische Streuung, die Übergänge zwischen den Gruppen hervorruft (für Elemente mit $A < 20$), wurde die Winkelverteilung der unelastisch gestreuten Neutronen als isotrop im Schwerpunktsystem angenommen, (mit Ausnahme der obersten Gruppen, in denen für die Abschätzung möglichen mit "direkter" Wechselwirkungen eine gewisse Anisotropie im Schwerpunktsystem angenommen wurde, die einen Mittelwert des Cosinus des Streuwinkels von 0,1 bis 0,2 entspricht).

Weiter unten werden die wichtigsten Arbeiten genannt, die bei der Ermittlung der unelastischen Übergangquerschnitte verwandt wurden, und es werden zusätzliche Erklärungen für einige Fälle gegeben.

Spaltbare Elemente

U 233, U 235, Pu 239 46) 330) 362) 368) 375) 411) 412) 413) 432) 462) 468)
475) 476) 572).

Für Energien unter 450 keV wurden die Ergebnisse der oben erwähnten Rechnungen, die anhand der Daten von Cranberg und Levin berichtigt wurden ³⁶⁸⁾, verwandt.

Für die Gruppen mit $E_n > 1,4$ MeV wurde die statistische Form des Spektrums mit der gleichen effektiven Temperatur angenommen wie für U 238 (siehe weiter unten).

Jedoch wurden die oberen Teile der auf diese Weise erhaltenen Spektren zur besseren Übereinstimmung mit den Meßergebnissen für den "Entkommquerschnitts" unter der Spaltschwelle von U 238 erhöht ^{51) 411) 362)}.

U 238 - 46) 51) 58) 330) 335) 339) 342) 362) 368) 375) 406)
407) 412) 428) 432) 440) 462) 466) 477) 478) 482) 485)
493) 494) 498).

Es wurden die Niveaus mit $E = 45, 145, 310$ keV und die Gruppen der Niveaus im Bereich 0,7 ; 1,0 und 1,25 MeV berücksichtigt.

Die unelastische Streuung zu diesen Niveaus und Niveaugruppen wurde bis zu 2,0 MeV berechnet. Doch im Zusammenhang damit wurde angenommen, daß wegen der schnellen Zunahme der beobachteten Niveaudichte von $E = 1,4$ MeV aufwärts eine weiche Neutronengruppe mit kontinuierlichem Spektrum auftritt, die in die statistische für $E_n > 2,0$ MeV übergeht.

Die Werte der effektiven Temperatur wurden nach den Angaben von Cranberg ³³⁵⁾, Festisov ⁴⁰⁶⁾ Zamjatnin ⁴⁶²⁾ u.a. Arbeiten ermittelt und wurden in folgender Höhe angenommen:

| | |
|---------------------|------------|
| für $E_n = 2,5$ MeV | $T = 0,30$ |
| für $E_n = 4,0$ MeV | $T = 0,40$ |
| für $E_n = 7,0$ MeV | $T = 0,50$ |

Die unelastischen Streumatrizen, die man mit diesen "Temperatur"-werten erhielt, wurden so korrigiert, daß ihre Verwendung zu einem richtigen Wert für die Gesamtzahl der Spaltungen in einem unendlich ausgedehnten U 238-Block führt.

Aufgrund der Messungen von Nikoleev, Golubeva und Bondarenko ^{50) 51)} wurde angenommen, daß ein Spaltneutron (Spaltung von U 235 durch langsame Neutronen) in einem unendlichen U 238-Block durchschnittlich 0,17 Spaltungen hervorruft.

Th 232 - 58) 333) 401) 412) 417) 462) 466) 477) 478) 493). Es wurden die

Niveaus bei E = 50, 170, 330 keV und die Niveaugruppen im Bereich E = 0,8, 1,1, 1,4 und 1,6 MeV berücksichtigt.

Die berechnete statistische Form des Spektrums wurde für $E_n > 3$ MeV angenommen.

U 234, U 236, Pu 240, Pu 242

Die unelastischen Übergangsstreuquerschnitte wurden analog zu U 238 und Th 232 mit näherungsweise durchgeführter Berechnung einiger Änderungen in der Lage der unteren Niveaus gewählt⁴¹²).

Nicht spaltbare Elemente

- D - 479), 554)
- Li - 200), 387), 391), 398), 481), 495), 471)
- Be - 330), 331), 334), 336), 345), 346), 354), 364), 386), 391), 392), 393), 398), 410), 428), 444), 446), 448), 479), 488), 495), 554), 471), 563).

Es wurde angenommen, daß $\sigma_{in} = \sigma(n, 2n)$, obwohl die genaue Gleichheit dieser Querschnitte experimentell nicht mit ausreichender Genauigkeit festgestellt wurde.

Es ist bekannt, daß die Reaktion (n, 2n) an Be auf verschiedene Weise vor sich gehen kann:

- a) durch Anregung des Niveaus von Be bei E = 2,43 MeV mit anschließender Emission von Sekundärneutronen;
- b) durch direkten Zerfall dieses zusammengesetzten Kerns in drei oder vier Bruchstücke unter gleichzeitiger Emission von zwei Neutronen;
- c) durch Anregung höherer Niveaus (in der Hauptsache offensichtlich des Niveaus bei $E_n = 6,76$ MeV) mit anschließender Emission eines Sekundärneutrons (in der Hauptsache über den Zerfall des Systems in ein Neutron und zwei α -Teilchen).

Die experimentellen Daten über die relative Rolle dieser Prozesse widersprechen einander.

Es wurde angenommen, daß sich bei kleinen Energien mehr als die Hälfte des Querschnitts durch den ersten Prozess erklärt, dessen Anteil mit Zunahme der Energie der Primärneutronen langsam abnimmt.

Man kann sagen, daß die erwähnten unterschiedlichen Möglichkeiten fast zum gleichen Wert für die mittlere Energie der Sekundärneutronen führten.

(Der Unterschied in den Werten für die mittlere Energie der Sekundärneutronen beruhten nur auf der Rückstoßenergie der Kerne und der Zerfallsenergie von Be⁸; diese Effekte sind klein).

B - 336) 346) 349) 354) 369) 386) 391) 393) 398) 425) 431) 441) 471)

C - 330) 331) 334) 336) 340) 346) 354) 349) 350) 358) 360) 371) 373) 380)
 385) 386) 391) 392) 393) 394) 398) 399) 400) 410) 418) 419) 425) 426)
 435) 436) 444) 445) 471) 495) 496) 379)

N - 336) 349) 386) 400) 419) 435) 455) 471) 495)

O - 336) 385) 386) 426) 434) 435) 471) 495)

Na- 51) 335) 338) 340) 388) 395) 396) 399) 407) 425) 430) 441) 442) 443)
 454) 457) 473)

Mg- 335) 336) 340) 348) 354) 376) 386) 392) 393) 394) 395) 398) 416) 422)
 425) 426) 437) 444) 491) 473) 489)

Al- 330) 331) 334) 335) 336) 338) 340) 346) 349) 350) 351) 354) 356) 357)
 360) 361) 369) 380) 381) 382) 385) 386) 389) 392) 393) 394) 395) 398)
 399) 400) 401) 402) 407) 416) 425) 426) 432) 437) 444) 459) 473) 496)

Si- 356) 386) 401) 415) 425) 426) 441) 459) 473)

K - 401) 441) 442) 443) 473)

Ca- 330) 334) 336) 340) 357) 358) 386) 395) 401) 426) 473) 487)

Ti- 330) 331) 333) 334) 335) 351) 354) 393) 427) 444) 458)

V - 335) 347) 351) 354) 467)

Cr- 334) 335) 340) 344) 345) 347) 353) 354) 357) 367) 372) 389) 395) 414)
 427) 434) 467)

Fe- 51) 330) 331) 333) 334) 335) 336) 337) 338) 340) 343) 344) 345) 346)
 349) 350) 351) 352) 353) 354) 355) 356) 358) 359) 360) 361) 363) 367)
 369) 371) 379) 381) 383) 384) 386) 389) 390) 393) 394) 395) 398) 399)
 400) 402) 407) 409) 414) 416) 422) 423) 424) 425) 426) 429) 430) 431)
 432) 433) 437) 439) 440) 443) 444) 450) 451) 458) 460) 483) 485) 490)
 493)

Ni- 330) 331) 333) 334) 335) 336) 340) 346) 351) 354) 359) 361) 367) 382)
 385) 389) 393) 394) 395) 407) 414) 423) 425) 430) 493)

Cu- 51) 330) 331) 333) 334) 335) 336) 338) 340) 343) 345) 346) 349) 350)
 351) 254) 360) 361) 380) 385) 386) 392) 393) 394) 395) 398) 407) 416)
 421) 425) 432) 440) 444) 450) 496) 499) 500)

Zr- 330) 331) 333) 335) 351) 354) 358) 361) 369) 374) 392) 393) 399) 404)
 425) 441) 444) 447) 451) 493)

Nb- 333) 354) 414) 420) 423) 425) 443) 449) 453) 456) 466)

Mo- 333) 335) 340) 354) 395) 398) 414) 425) 440) 442) 443) 461) 466)

Ta- 330) 332) 333) 336) 341) 346) 354) 364) 366) 425) 433) 441) 452) 492)

W - 51) 58) 330) 331) 332) 333) 340) 341) 346) 351) 361) 378) 382) 386)
 393) 394) 395) 398) 407) 427) 433) 466)

Re- 341)

- Pb- 51) 330) 331) 333) 334) 335) 336) 340) 343) 344) 349) 350) 351) 354)
 359) 360) 361) 367) 369) 377) 380) 385) 386) 389) 393) 394) 395) 397)
 398) 399) 400) 402) 403) 407) 421) 422) 425) 429) 430) 432) 438) 439)
 440) 441) 444) 451) 463) 484) 485) 493) 496) 346)
- Bi- 46) 51) 331) 333) 334) 335) 336) 340) 343) 349) 350) 351) 353) 354)
 357) 360) 361) 364) 367) 377) 382) 386) 389) 392) 393) 394) 395) 397)
 398) 399) 400) 407) 415) 420) 421) 427) 437) 438) 440) 444) 451) 483)
 330)

§ 6 Winkelverteilung bei elastischer Streuung

In der Hauptsache wurden Meßergebnisse verwandt, die mit monoenergetischen Neutronen gewonnen wurden.

Für intermediäre Energien wurde die Anisotropie der Streuung durch Interpolation der μ_e -Werte bestimmt.

Mit abnehmender Energie streben die μ_e gegen die Werte, die bei Isotropie im Schwerpunktsystem gelten:

$$\mu_e = \frac{2}{3A}$$

Wenn keine Messungen vorlagen, wurde die Winkelverteilung analog zu den benachbarten Elementen oder nach den errechneten Werten geschätzt.

Die größten Schwierigkeiten verursacht die Gruppenmitteilung der Streuwinkelverteilung für einige leichte Elemente, die eine kleine (aber trotzdem spürbare) Niveaudichte des Zwischenkerns in dem Energiebereich aufweisen, in dem eine wesentliche Anisotropie im Schwerpunktsystem zu beobachten ist.

Für diese Elemente ist die Streuwinkelverteilung in sehr unregelmäßiger Weise von der Energie abhängig; dies macht die Interpolation der Werte, die sich auf die einzelnen Energiepunkte beziehen, sehr unzuverlässig.

In diesen Fällen wurden außer Meßergebnissen für monoenergetische Neutronen die Meßergebnisse von Winkelverteilungen mit Hilfe von Schwellendetektoren und einer Spaltneutronenquelle herangezogen. (Gusejnov, Popov, Otstavnov 516) 530),

Unten werden die wichtigsten der verwandten Arbeiten aufgezählt.

- H - 480)
 D - 480) 502) 506) 510) 532)
 Li- 503) 516) 530) 547)
 Be- 330) 346) 503) 504) 505) 508) 516) 530) 533) 546) 550)
 B - 346) 504) 516) 533)
 C - 330) 346) 503) 504) 505) 508) 516) 527) 533) 534) 541) 542) 543) 544)
 408) 549) 550)
 N - 516) 527) 530) 548)

O - 58) 503) 515) 516) 530) 534) 535) 536) 537) 538) 539) 549) 553)
Na- 504) 509) 516)
Mg- 504) 513) 514) 516) 518) 540) 576)
Al- 330) 346) 401) 408) 459) 504) 505) 508) 511) 512) 513) 514) 516) 517)
524) 525) 531) 549)
Si- 401) 503) 515) 516)
K - 401) 504) 516)
Ca- 401) 503) 518)
Ti- 333) 335) 504) 505) 511)
U - 504)
Cr- 344) 504) 508)
Fe- 58) 330) 333) 335) 343) 344) 346) 408) 439) 504) 505) 508) 512) 517)
519) 523) 524) 526) 549) 552)
Ni- 333) 346) 504) 508) 514) 515) 519) 545) 549)
Cu- 333) 343) 346) 408) 503) 504) 514) 519) 525) 549) 551) 552)
Zr- 330) 333) 504) 505) 507) 525) 545)
Nb- 333) 504) 507)
Mo- 333) 504) 507) 527) 545) 549)
Ta- 330) 333) 346) 504) 505) 518) 520) 523)
W - 58) 333) 346) 504) 505) 549)
Pb- 333) 343) 344) 346) 408) 439) 503) 504) 505) 512) 514) 517) 521) 522)
524) 526) 529) 531) 549) 551)
Bi- 330) 333) 343) 504) 505) 512) 514) 518) 523) 524) 528) 529) 531)
Th- 333) 401) 504) 520) 575)
U²³⁵ 46) 368) 375)
U²³⁸ 46) 368) 375) 408) 503) 504) 520) 551) 498)
Pu²³⁹ - 46) 368) 375)

Kapitel 3

Tabellen der Gruppenkonstanten

Spaltneutronen-Spektren

| i | E _n | G _i | | | | | |
|----|----------------|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | ΔU | 2,4 | 2,6 | 2,8 | 3,0 | 3,2 |
| I | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 0,016 | 0,017 | 0,018 | 0,020 | 0,021 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 0,088 | 0,092 | 0,095 | 0,098 | 0,101 |
| 3 | 2,5- 4,0 МэВ | 0,48 | 0,184 | 0,186 | 0,188 | 0,190 | 0,192 |
| 4 | 1,4- 2,5 МэВ | 0,57 | 0,270 | 0,270 | 0,269 | 0,268 | 0,267 |
| 5 | 0,8- 1,4 МэВ | 0,57 | 0,202 | 0,200 | 0,198 | 0,196 | 0,194 |
| 6 | 0,4- 0,8 МэВ | 0,69 | 0,141 | 0,139 | 0,137 | 0,135 | 0,133 |
| 7 | 0,2- 0,4 МэВ | 0,69 | 0,061 | 0,060 | 0,059 | 0,058 | 0,057 |
| 8 | 0,1- 0,2 МэВ | 0,69 | 0,024 | 0,023 | 0,023 | 0,022 | 0,022 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 0,010 | 0,009 | 0,009 | 0,009 | 0,009 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 0,003 | 0,003 | 0,003 | 0,003 | 0,003 |
| 11 | 100 - 21,5 КэВ | 0,77 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,001 | 0,001 |

Auf dieser und den folgenden Seiten ist МэВ = MeV
 КэВ = keV
 эВ = eV

H

| i | E_n | ΔU | σ_i | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,20 | 0,000 | 0,00 | 1,20 | 0,667 | 1,00 | 1,04 |
| 2 | 1,0-6,5 МэВ | 0,48 | 1,65 | 0,000 | | 1,65 | 0,667 | 1,00 | 1,36 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 2,20 | 0,000 | | 2,20 | 0,667 | 1,00 | 1,74 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 3,00 | 0,000 | | 3,00 | 0,667 | 1,00 | 2,28 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 4,10 | 0,000 | | 4,10 | 0,667 | 1,00 | 3,12 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 5,70 | 0,000 | | 5,70 | 0,667 | 1,00 | 4,13 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 8,10 | 0,000 | | 8,10 | 0,667 | 1,00 | 5,87 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 11,0 | 0,000 | | 11,0 | 0,667 | 1,00 | 7,97 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 14,0 | 0,000 | | 14,0 | 0,667 | 1,00 | 9,77 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 16,6 | 0,000 | | 16,6 | 0,667 | 1,00 | 11,6 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 18,5 | 0,000 | | 18,5 | 0,667 | 1,00 | 12,9 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 19,3 | 0,000 | | 19,3 | 0,667 | 1,00 | 13,5 |
| 13 | 2,15-4,65 МэВ | 0,77 | 19,7 | 0,001 | | 19,7 | 0,667 | 1,00 | 13,8 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 20,0 | 0,001 | | 20,0 | 0,667 | 1,00 | 14,0 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 20,1 | 0,002 | | 20,1 | 0,667 | 1,00 | 14,0 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 20,2 | 0,003 | | 20,2 | 0,667 | 1,00 | 14,1 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 20,2 | 0,004 | | 20,2 | 0,667 | 1,00 | 14,1 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 20,3 | 0,006 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 20,3 | 0,009 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 20,3 | 0,014 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 20,3 | 0,020 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 20,3 | 0,030 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 20,3 | 0,044 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 20,4 | 0,064 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 20,4 | 0,093 | | 20,3 | 0,667 | 1,00 | 14,2 |
| T | 0,0252 | | 20,6 | 0,332 | | 20,3 | 0,667 | | |

| D | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | σ_{bre} |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,28 | 0,0000 | 0,11 | 1,17 | 0,46 | 0,59 | 0,80 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 1,70 | 0,0000 | 0,04 | 1,66 | 0,41 | 0,64 | 1,07 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 2,15 | 0,0000 | 0,00 | 2,15 | 0,33 | 0,73 | 1,50 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 2,60 | 0,0000 | | 2,60 | 0,29 | 0,77 | 1,85 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 2,90 | 0,0000 | | 2,90 | 0,26 | 0,80 | 2,23 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 3,10 | 0,0000 | | 3,10 | 0,25 | 0,82 | 2,33 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 3,20 | 0,0000 | | 3,20 | 0,26 | 0,80 | 2,41 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 3,30 | 0,0000 | | 3,30 | 0,27 | 0,79 | 2,44 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,32 | 0,74 | 2,28 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0000 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0001 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 3,40 | 0,0002 | | 3,40 | 0,33 | 0,72 | 2,23 |
| T | 0,0252 | | 3,40 | 0,0006 | | 3,40 | 0,33 | | |

| D | $\sigma_e(i, i+K)$ | | | | | $\mu_e(i, i+K)$ | | | | |
|-----|--------------------|------|------|------|------|-----------------|------|-------|-------|-------|
| | K | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 0 | 1 | 2 | 3 |
| 1 | 0,37 | 0,45 | 0,10 | 0,11 | 0,14 | 0,89 | 0,67 | 0,22 | -0,24 | -0,65 |
| 2 | 0,59 | 0,55 | 0,17 | 0,19 | 0,16 | 0,87 | 0,59 | 0,14 | -0,30 | -0,70 |
| 3 | 0,65 | 0,65 | 0,33 | 0,44 | 0,08 | 0,86 | 0,55 | 0,03 | -0,35 | -0,75 |
| 4 | 0,75 | 0,72 | 0,62 | 0,48 | 0,03 | 0,85 | 0,51 | -0,06 | -0,40 | -0,80 |
| 5 | 0,67 | 1,05 | 0,77 | 0,40 | 0,01 | 0,85 | 0,46 | -0,14 | -0,40 | -0,90 |
| 6 | 0,77 | 1,22 | 0,78 | 0,33 | 0,00 | 0,82 | 0,42 | -0,20 | -0,65 | |
| 7 | 0,84 | 1,29 | 0,80 | 0,27 | | 0,81 | 0,42 | -0,24 | -0,70 | |
| 8 | 0,86 | 1,43 | 0,81 | 0,20 | | 0,80 | 0,40 | -0,27 | -0,75 | |
| 9 | 1,12 | 1,43 | 0,69 | 0,16 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,80 | |
| 10 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 11 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 12 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 13 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 14 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 15 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 16 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 17 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 18 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 19 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 20 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 21 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 22 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 23 | 1,16 | 1,43 | 0,67 | 0,14 | | 0,78 | 0,38 | -0,29 | -0,85 | |
| 24 | 1,16 | 1,43 | 0,80 | | | 0,78 | 0,38 | -0,39 | | |
| 25 | 1,16 | 2,24 | | | | 0,78 | 0,10 | | | |

| $O_{ln(i+k)}$ | | | | | | | | D |
|---------------|------|------|------|------|------|------|------|---|
| | 0 | I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | |
| I | 0,00 | 0,02 | 0,06 | 0,06 | 0,04 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,00 | 0,00 | 0,02 | 0,02 | 0,02 | 0,01 | | |

| $\mu_{ln(i+k)}$ | | | | | | | |
|-----------------|---|------|------|------|------|------|------|
| | 0 | I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| I | | 0,85 | 0,75 | 0,65 | 0,55 | 0,40 | 0,40 |
| 2 | | | 0,80 | 0,70 | 0,60 | 0,50 | |

| Li^6 | | | | | | | | | | |
|--------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------|-----------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | G_{bet} | U_{bet} |
| 1. | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,80 | 0,06 | 0,35 | 1,39 | 0,50 | 0,167 | 0,745 | + 0,10 |
| 2. | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 2,00 | 0,10 | 0,25 | 1,65 | 0,40 | 0,200 | 0,875 | - 0,10 |
| 3. | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 1,90 | 0,16 | 0,08 | 1,66 | 0,30 | 0,234 | 0,881 | - 0,25 |
| 4. | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 1,40 | 0,25 | | 1,15 | 0,18 | 0,274 | 0,553 | - 0,30 |
| 5. | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 1,50 | 0,30 | | 1,20 | 0,15 | 0,284 | 0,598 | - 0,35 |
| 6. | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 2,10 | 0,50 | | 1,60 | 0,25 | 0,250 | 0,580 | - 0,20 |
| 7. | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 6,70 | 2,00 | | 4,70 | 0,20 | 0,267 | 1,82 | - 0,20 |
| 8. | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 2,50 | 0,95 | | 1,55 | 0,05 | 0,317 | 0,712 | - 0,30 |
| 9. | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 1,60 | 0,70 | | 0,90 | 0,07 | 0,310 | 0,362 | - 0,30 |
| 10. | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 1,75 | 0,85 | | 0,90 | 0,09 | 0,304 | 0,355 | - 0,30 |
| 11. | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 2,10 | 1,20 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 12. | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 2,70 | 1,80 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 13. | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 3,50 | 2,60 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 14. | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 4,80 | 3,90 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 15. | 465-1000 эВ | 0,77 | 6,60 | 5,70 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 16. | 215-465 эВ | 0,77 | 9,30 | 8,40 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 17. | 100-215 эВ | 0,77 | 12,9 | 12,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 18. | 46,5-100 эВ | 0,77 | 18,9 | 18,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 19. | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 26,9 | 26,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 20. | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 39,9 | 39,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 21. | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 57,9 | 57,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 22. | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 84,9 | 84,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 23. | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 123,9 | 123,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 24. | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 181,9 | 181,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| 25. | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 264,9 | 264,0 | | 0,90 | 0,11 | 0,297 | 0,347 | - 0,25 |
| T | 0,0252 | | 945,9 | 945,0 | | 0,90 | 0,11 | | | |

| $O_{in}(i,k)$ | | | | | | | Li^6 |
|------------------|------|------|------|------|------|------|--------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | |
| 1 | 0,00 | 0,05 | 0,05 | 0,02 | 0,12 | 0,11 | |
| 2 | 0,00 | 0,02 | 0,06 | 0,08 | 0,08 | 0,01 | |
| 3 | 0,00 | 0,00 | 0,02 | 0,04 | 0,02 | | |

| $J_{in}(i,k)$ | | | | | | |
|------------------|---|------|-------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 1 | | 0,40 | -0,10 | 0,40 | 0,30 | 0,00 |
| 2 | | 0,40 | 0,20 | 0,20 | 0,10 | 0,10 |
| 3 | | | 0,40 | 0,25 | 0,00 | |

Li⁷

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ | $\mu_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|--------------|
| 1. | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,90 | 0,001 | 0,40 | 1,50 | 0,50 | 0,146 | 0,746 | + 0,10 |
| 2. | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 2,40 | 0,000 | 0,30 | 2,10 | 0,40 | 0,175 | 1,00 | - 0,10 |
| 3. | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 2,20 | 0,000 | 0,25 | 1,95 | 0,30 | 0,204 | 0,910 | - 0,25 |
| 4. | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 1,70 | 0,000003 | 0,25 | 1,45 | 0,17 | 0,241 | 0,613 | - 0,30 |
| 5. | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 1,50 | 0,000005 | 0,16 | 1,34 | 0,06 | 0,273 | 0,642 | - 0,40 |
| 6. | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 1,20 | 0,000008 | 0,03 | 1,17 | -0,08 | 0,314 | 0,532 | - 0,50 |
| 7. | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 3,80 | 0,000025 | | 3,80 | 0,08 | 0,268 | 1,474 | - 0,30 |
| 8. | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 1,20 | 0,000022 | | 1,20 | 0,25 | 0,218 | 0,379 | - 0,15 |
| 9. | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 1,05 | 0,000023 | | 1,05 | 0,15 | 0,247 | 0,337 | - 0,20 |
| 10. | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 1,05 | 0,000030 | | 1,05 | 0,10 | 0,262 | 0,357 | - 0,26 |
| 11. | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 1,05 | 0,000044 | | 1,05 | 0,10 | 0,262 | 0,357 | - 0,26 |
| 12. | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 1,08 | 0,000065 | | 1,08 | 0,10 | 0,262 | 0,367 | - 0,26 |
| 13. | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 1,09 | 0,000095 | | 1,09 | 0,10 | 0,262 | 0,371 | - 0,26 |
| 14. | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 1,10 | 0,00014 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 15. | 465-1000 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,00021 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 16. | 215-465 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,00030 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 17. | 100-215 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,00044 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 18. | 46,5-100 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,00065 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 19. | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,00095 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 20. | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,0014 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 21. | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,0021 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 22. | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,0030 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 23. | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 1,10 | 0,0044 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 24. | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 1,11 | 0,0065 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| 25. | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 1,11 | 0,0095 | | 1,10 | 0,10 | 0,262 | 0,374 | - 0,26 |
| T | 0,0252 | | 1,13 | 0,034 | | 1,10 | 0,10 | | | |

| $O_{in(i+k)}$ | | | | | | | $Li^?$ |
|------------------|------|------|------|------|------|------|--------|
| $i \backslash k$ | 0 | I | 2 | 3 | 4 | 5 | |
| I. | 0,02 | 0,11 | 0,05 | 0,10 | 0,09 | 0,03 | |
| 2. | 0,04 | 0,16 | 0,03 | 0,01 | 0,04 | 0,02 | |
| 3. | 0,03 | 0,20 | 0,02 | | | | |
| 4. | 0,03 | 0,17 | 0,05 | | | | |
| 5. | 0,00 | 0,09 | 0,07 | | | | |
| 6. | 0,00 | 0,00 | 0,03 | | | | |

| $J_{in(i+k)}$ | | | | | | |
|------------------|------|------|-------|------|------|--------|
| $i \backslash k$ | 0 | I | 2 | 3 | 4 | 5 |
| I. | 0,60 | 0,15 | 0,00 | 0,50 | 0,10 | - 0,20 |
| 2. | 0,50 | 0,10 | -0,40 | 0,70 | 0,30 | 0,30 |
| 3. | 0,50 | 0,10 | -0,30 | | | |
| 4. | 0,40 | 0,15 | -0,20 | | | |
| 5. | | 0,30 | 0,00 | | | |
| 6. | | | 0,30 | | | |

Be

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ | $\mu_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|--------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,70 | 0,030 | 0,55 | 1,12 | 0,64 | 0,081 | 0,373 | + 0,05 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 1,90 | 0,070 | 0,55 | 1,28 | 0,52 | 0,108 | 0,410 | - 0,10 |
| 3 | 2,5- 4,0 МэВ | 0,48 | 2,70 | 0,095 | 0,40 | 2,20 | 0,28 | 0,162 | 0,832 | - 0,35 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 1,90 | 0,040 | 0,00 | 1,86 | 0,23 | 0,173 | 0,565 | - 0,25 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 3,20 | 0,003 | | 3,20 | 0,23 | 0,173 | 0,971 | - 0,20 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 3,90 | 0,000 | | 3,90 | 0,12 | 0,198 | 1,12 | - 0,25 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 4,20 | 0,000 | | 4,20 | 0,10 | 0,202 | 1,23 | - 0,27 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 5,10 | 0,000 | | 5,10 | 0,09 | 0,204 | 1,51 | - 0,27 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 5,60 | 0,000 | | 5,60 | 0,08 | 0,207 | 1,51 | - 0,28 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 5,80 | 0,000 | | 5,80 | 0,07 | 0,209 | 1,57 | - 0,28 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 5,90 | 0,000 | | 5,90 | 0,07 | 0,209 | 1,60 | - 0,28 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,000 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,001 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,001 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 6,00 | 0,002 | | 6,00 | 0,07 | 0,209 | 1,63 | - 0,28 |
| T | 0,0252 | | 6,01 | 0,006 | | 6,00 | 0,07 | | | |

| $\bar{O}_{in}(i,k)$ | | | | | | | B_e |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | |
| 1 | 0,00 | 0,13 | 0,39 | 0,21 | 0,17 | 0,20 | |
| 2 | 0,00 | 0,07 | 0,36 | 0,34 | 0,31 | 0,02 | |
| 3 | 0,00 | 0,02 | 0,22 | 0,45 | 0,09 | 0,02 | |

| $f_{in}(i,k)$ | | | | | | |
|------------------|---|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 1 | | 0,50 | 0,30 | 0,00 | 0,20 | -0,10 |
| 2 | | 0,60 | 0,35 | 0,10 | 0,00 | -0,3 |
| 3 | | 0,70 | 0,50 | 0,10 | 0,10 | 0,00 |

| f_t | | | | f_e | | | | |
|-------------------------|----------|------|------|-------|----------|------|------|------|
| $i \backslash \sigma_0$ | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 |
| 3 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 |
| 4 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 5 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| 6 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |

B¹⁰

| i | E _n | ΔU | σ _t | σ _c | σ _{ir} | σ _e | μ _e | ξ | σ _{b(e)} | μ _{b(e)} |
|----|----------------|------|----------------|----------------|-----------------|----------------|----------------|--------|-------------------|-------------------|
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 1,50 | 0,15 | 0,30 | 1,05 | 0,51 | 0,0980 | 0,403 | +0,05 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 1,60 | 0,30 | 0,13 | 1,17 | 0,44 | 0,112 | 0,388 | -0,10 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 1,90 | 0,25 | 0,06 | 1,59 | 0,36 | 0,128 | 0,483 | -0,25 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 2,10 | 0,30 | 0,03 | 1,77 | 0,28 | 0,144 | 0,447 | -0,15 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 2,50 | 0,22 | 0,00 | 2,28 | 0,20 | 0,160 | 0,640 | -0,20 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 4,10 | 0,50 | | 3,60 | 0,08 | 0,184 | 0,960 | -0,25 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 4,90 | 0,90 | | 4,00 | 0,07 | 0,186 | 1,078 | -0,28 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 4,80 | 1,60 | | 3,2 | 0,07 | 0,186 | 0,863 | -0,28 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 4,80 | 2,40 | | 2,4 | 0,07 | 0,186 | 0,580 | -0,28 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 5,60 | 3,60 | | 2,0 | 0,07 | 0,186 | 0,483 | -0,28 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 7,50 | 5,20 | | 2,3 | 0,07 | 0,186 | 0,556 | -0,28 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 10,3 | 7,70 | | 2,6 | 0,07 | 0,186 | 0,628 | -0,28 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 14,1 | 11,2 | | 2,9 | 0,07 | 0,186 | 0,701 | -0,28 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 19,7 | 16,6 | | 3,10 | 0,07 | 0,186 | 0,749 | -0,28 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 27,5 | 24,3 | | 3,20 | 0,07 | 0,186 | 0,773 | -0,28 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 39,0 | 35,7 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 55,8 | 52,5 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 80,3 | 77,0 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 115 | 112 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 169 | 166 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 246 | 243 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 360 | 357 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 528 | 525 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 773 | 770 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 1123 | 1120 | | 3,30 | 0,07 | 0,186 | 0,797 | -0,28 |
| T | 0,0252 | | 4020 | 4017 | | 3,30 | 0,07 | | | |

| $\sigma_{in(i+k)}$ | | | | | | B^{10} |
|--------------------|------|------|------|------|------|----------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | |
| 1 | 0,00 | 0,03 | 0,07 | 0,11 | 0,06 | 0,03 |
| 2 | 0,01 | 0,03 | 0,04 | 0,04 | 0,01 | |
| 3 | 0,00 | 0,04 | 0,01 | 0,01 | | |
| 4 | 0,00 | 0,03 | | | | |

| $\mu_{in(i+k)}$ | | | | | | |
|------------------|---|------|------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 1 | | 0,20 | 0,20 | 0,00 | 0,30 | 0,00 |
| 2 | | 0,10 | 0,10 | 0,20 | 0,10 | |
| 3 | | 0,10 | 0,30 | 0,00 | | |
| 4 | | 0,10 | | | | |

$f_c, f_t, f_e \approx 1$ при любых σ_0

B¹¹

| i | E _n | ΔU | σ _t | σ _c | σ _{in} | σ _e | μ _e | ξ | σ _{b(e)} | μ _{b(e)} |
|----|----------------|------|----------------|----------------|-----------------|----------------|----------------|--------|-------------------|-------------------|
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 1,50 | 0,01 | 0,40 | 1,09 | 0,51 | 0,0875 | 0,384 | 0,00 |
| 2 | 4,0- 6,5 МЭВ | 0,48 | 1,55 | 0,00 | 0,15 | 1,40 | 0,44 | 0,100 | 0,420 | - 0,15 |
| 3 | 2,5- 4,0 МЭВ | 0,48 | 1,65 | 0,00 | 0,03 | 1,62 | 0,31 | 0,123 | 0,473 | - 0,30 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 2,00 | 0,00 | 0,00 | 2,00 | 0,12 | 0,157 | 0,551 | - 0,30 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 2,20 | 0,00 | | 2,20 | 0,12 | 0,157 | 0,606 | - 0,25 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 2,80 | 0,00 | | 2,80 | 0,20 | 0,143 | 0,580 | - 0,20 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 3,50 | 0,00 | | 3,50 | 0,08 | 0,164 | 0,832 | - 0,29 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 3,70 | 0,00 | | 3,70 | 0,08 | 0,164 | 0,879 | - 0,29 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,07 | 0,166 | 0,819 | - 0,29 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | 0,829 | - 0,29 |
| T | 0,0252 | | 3,80 | 0,00 | | 3,80 | 0,06 | 0,168 | | |

| $O_{in}(l+k)$ | | | | | | | |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| $l \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | 0,00 | 0,01 | 0,07 | 0,12 | 0,10 | 0,07 | 0,03 |
| 2 | 0,00 | 0,02 | 0,04 | 0,03 | 0,04 | 0,02 | |
| 3 | 0,00 | 0,00 | 0,01 | 0,01 | 0,01 | | |

B¹¹

| $f_{in}(l+k)$ | | | | | | | |
|------------------|---|------|------|------|------|------|-------|
| $l \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | | 0,40 | 0,30 | 0,10 | 0,10 | 0,00 | -0,20 |
| 2 | | 0,20 | 0,00 | 0,20 | 0,00 | 0,10 | |
| 3 | | | 0,20 | 0,00 | 0,20 | | |

C

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ | $\mu_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|--------------|
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 1,20 | 0,002 | 0,35 | 0,85 | 0,35 | 0,109 | 0,351 | +0,00 |
| 2 | 4,0- 6,5 МЭВ | 0,48 | 1,45 | 0,000 | 0,08 | 1,37 | 0,18 | 0,138 | 0,544 | -0,25 |
| 3 | 2,5- 4,0 МЭВ | 0,48 | 2,00 | 0,000 | " | 2,00 | 0,08 | 0,155 | 0,726 | -0,40 |
| 4 | 1,4- 2,5 МЭВ | 0,57 | 1,80 | 0,000 | | 1,80 | 0,11 | 0,150 | 0,474 | -0,30 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 2,55 | 0,000 | | 2,55 | 0,13 | 0,146 | 0,653 | -0,25 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 3,10 | 0,000 | | 3,10 | 0,12 | 0,148 | 0,665 | -0,25 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 4,00 | 0,000 | | 4,00 | 0,08 | 0,155 | 0,899 | -0,30 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 4,30 | 0,000 | | 4,30 | 0,07 | 0,156 | 0,972 | -0,30 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 4,50 | 0,000 | | 4,50 | 0,06 | 0,158 | 0,923 | -0,29 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 4,60 | 0,000 | | 4,60 | 0,06 | 0,158 | 0,944 | -0,29 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,000 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,001 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,001 | | 4,70 | 0,06 | 0,158 | 0,964 | -0,29 |
| T | 0,0252 | | 4,70 | 0,004 | | 4,70 | 0,06 | | | |

| C | | | | | | | |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|
| Oin(i,i+k) | | | | | | | |
| i \ k | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | 0,00 | 0,00 | 0,07 | 0,20 | 0,05 | 0,02 | 0,01 |
| 2 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,05 | 0,02 | 0,01 | |

| μin(i,i+k) | | | | | | | |
|------------|---|---|------|------|------|------|------|
| i \ k | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | | | 0,40 | 0,10 | 0,00 | 0,20 | 0,00 |
| 2 | | | | 0,30 | 0,10 | 0,10 | |

| C | | | | f _t | | | | f _e | | | | |
|--------------------|------|------|------|----------------|------|------|------|----------------|------|------|------|------|
| i \ σ ₀ | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 |
| 1 | 1,00 | 0,99 | 0,88 | 0,81 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,89 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,89 |
| 2 | 1,00 | 0,99 | 0,90 | 0,85 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,91 |
| 3 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 |

| N | | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|--------------|
| i | E_n | Δu | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ | $\mu_{b(e)}$ |
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 1,40 | 0,250 | 0,35 | 0,80 | 0,35 | 0,093 | 0,295 | 0,00 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 1,60 | 0,220 | 0,15 | 1,23 | 0,25 | 0,107 | 0,392 | -0,25 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 1,65 | 0,200 | 0,00 | 1,45 | 0,21 | 0,113 | 0,389 | -0,35 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 1,95 | 0,085 | | 1,86 | 0,13 | 0,124 | 0,405 | -0,30 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 1,82 | 0,030 | | 1,79 | 0,06 | 0,135 | 0,424 | -0,30 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 2,30 | 0,045 | | 2,25 | 0,05 | 0,136 | 0,443 | -0,30 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 3,20 | 0,0016 | | 3,20 | 0,05 | 0,136 | 0,631 | -0,30 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 4,10 | 0,0015 | | 4,10 | 0,05 | 0,136 | 0,808 | -0,30 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 5,00 | 0,0015 | | 5,00 | 0,05 | 0,136 | 0,883 | -0,30 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 6,10 | 0,0017 | | 6,10 | 0,05 | 0,136 | 1,08 | -0,30 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 7,20 | 0,0024 | | 7,20 | 0,05 | 0,136 | 1,27 | -0,30 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 8,30 | 0,0035 | | 8,30 | 0,05 | 0,136 | 1,47 | -0,30 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 8,80 | 0,0052 | | 8,79 | 0,05 | 0,136 | 1,55 | -0,30 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 9,10 | 0,0078 | | 9,09 | 0,05 | 0,136 | 1,61 | -0,30 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 9,40 | 0,011 | | 9,39 | 0,05 | 0,136 | 1,66 | -0,30 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 9,50 | 0,017 | | 9,48 | 0,05 | 0,136 | 1,68 | -0,30 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 9,62 | 0,024 | | 9,60 | 0,05 | 0,136 | 1,70 | -0,30 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 9,74 | 0,035 | | 9,70 | 0,05 | 0,136 | 1,71 | -0,30 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 9,85 | 0,052 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 9,88 | 0,077 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 9,91 | 0,112 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 9,97 | 0,165 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 10,0 | 0,242 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 10,2 | 0,354 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 10,3 | 0,520 | | 9,80 | 0,05 | 0,136 | 1,73 | -0,30 |
| T | 0,0252 | | 11,6 | 1,850 | | 9,80 | 0,05 | | | |

| $\sigma_{in(i+k)}$ | | | | | | | | N |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | |
| 1 | 0,00 | 0,02 | 0,08 | 0,11 | 0,07 | 0,05 | 0,02 | |
| 2 | 0,00 | 0,00 | 0,01 | 0,05 | 0,06 | 0,03 | | |

| $\mu_{in(i+k)}$ | | | | | | | |
|------------------|---|------|------|------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | | 0,50 | 0,20 | 0,00 | 0,10 | 0,20 | 0,00 |
| 2 | | | 0,40 | 0,10 | 0,20 | 0,10 | |

| f_t | | | | f_e | | | | |
|-------------------------|----------|------|------|-------|----------|------|------|------|
| $i \backslash \sigma_i$ | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 |
| 2 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 3 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 4 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 |
| 5 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,87 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,93 |
| 6 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,92 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,96 |

0

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{r(e)}$ | $\mu_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|--------------|
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 1,15 | 0,230 | 0,16 | 0,76 | 0,35 | 0,081 | 0,252 | - 0,05 |
| 2 | 4,0- 6,5 МЭВ | 0,48 | 1,45 | 0,075 | 0,00 | 1,38 | 0,26 | 0,092 | 0,385 | - 0,30 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 1,90 | 0,003 | | 1,90 | 0,26 | 0,092 | 0,419 | - 0,30 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 1,75 | 0,000 | | 1,75 | 0,15 | 0,106 | 0,325 | - 0,40 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 4,30 | 0,000 | | 4,30 | 0,08 | 0,115 | 0,868 | - 0,50 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 5,60 | 0,000 | | 5,60 | 0,23 | 0,096 | 0,779 | - 0,20 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 3,80 | 0,000 | | 3,80 | 0,03 | 0,125 | 0,688 | - 0,40 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 3,50 | 0,000 | | 3,50 | 0,04 | 0,120 | 0,609 | - 0,31 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 3,55 | 0,000 | | 3,55 | 0,04 | 0,120 | 0,553 | - 0,31 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 3,60 | 0,000 | | 3,60 | 0,04 | 0,120 | 0,561 | - 0,31 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 3,65 | 0,000 | | 3,65 | 0,04 | 0,120 | 0,569 | - 0,31 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 3,70 | 0,000 | | 3,70 | 0,04 | 0,120 | 0,577 | - 0,31 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 14 | 1,0 -2,15 КЭВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | 0,120 | 0,584 | - 0,31 |
| T | 0,0252 | | 3,75 | 0,000 | | 3,75 | 0,04 | | | |

| Na | | | | | | | | | |
|------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 2,20 | 0,050 | 0,65 | 1,50 | 0,60 | 0,0348 | 0,244 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 2,30 | 0,005 | 0,65 | 1,64 | 0,50 | 0,0436 | 0,230 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 2,60 | 0,0002 | 0,65 | 1,95 | 0,40 | 0,0523 | 0,248 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 3,00 | 0,0002 | 0,58 | 2,42 | 0,34 | 0,0575 | 0,244 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 3,80 | 0,0002 | 0,48 | 3,32 | 0,31 | 0,060 | 0,350 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 4,50 | 0,0003 | 0,13 | 4,37 | 0,08 | 0,080 | 0,510 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 4,00 | 0,0006 | 0,00 | 4,00 | 0,06 | 0,082 | 0,475 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 3,80 | 0,0012 | | 3,80 | 0,04 | 0,0836 | 0,460 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 5,30 | 0,0016 | | 5,30 | 0,03 | 0,0845 | 0,582 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 4,30 | 0,0026 | | 4,30 | 0,03 | 0,0845 | 0,472 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 5,00 | 0,001 | | 5,00 | 0,03 | 0,0845 | 0,549 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 8,00 | 0,001 | | 8,00 | 0,03 | 0,0845 | 0,878 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 100,1 | 0,000 | | 100,0 | 0,03 | 0,0845 | 10,97 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 6,21 | 0,010 | | 6,20 | 0,03 | 0,0845 | 0,680 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 3,30 | 0,005 | | 3,30 | 0,03 | 0,0845 | 0,362 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 3,11 | 0,006 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 3,11 | 0,007 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 3,11 | 0,010 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 3,12 | 0,015 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 3,12 | 0,022 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 21 | 4,65-10 ЭВ | 0,77 | 3,13 | 0,032 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 3,15 | 0,046 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 3,17 | 0,068 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 3,20 | 0,101 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 3,25 | 0,147 | | 3,10 | 0,03 | 0,0845 | 0,340 |
| T | 0,0252 | | 3,63 | 0,525 | | 3,10 | 0,03 | | |

| | | $O_{in}(i,k)$ | | | | | | | N_a |
|------------------|------|---------------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 1 | 0,01 | 0,05 | 0,12 | 0,20 | 0,15 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,09 | 0,13 | 0,17 | 0,13 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,22 | 0,20 | 0,09 | 0,09 | 0,04 | 0,01 | | | |
| 4 | 0,30 | 0,27 | 0,00 | 0,01 | | | | | |
| 5 | 0,11 | 0,54 | 0,03 | | | | | | |
| 6 | 0,00 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | | | | |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|--------------------|----------|--------|--------|------|------|----------|--------|------|------|----------|--------|------|------|--|
| $i \backslash a_i$ | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | |
| 6 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,77 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,87 | |
| 7 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 0,75 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,81 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,90 | |
| 8 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,85 | 0,70 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | 0,86 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,90 | |
| 9 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,79 | 0,64 | 1,00 | 0,94 | 0,76 | 0,67 | 1,00 | 0,96 | 0,82 | 0,72 | |
| 10 | 1,00 | 0,98 | 0,84 | 0,52 | 0,35 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | |
| 11 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | |
| 12 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,80 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,90 | |
| 13 | 1,00 | 0,97 | 0,56 | 0,31 | 0,26 | 1,00 | 0,51 | 0,38 | 0,33 | 1,00 | 0,67 | 0,46 | 0,40 | |
| 14 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,79 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,88 | |

| Mg | | | | | | | | | |
|------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| I | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,70 | 0,060 | 0,84 | 0,80 | 0,62 | 0,0318 | 0,120 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 2,10 | 0,003 | 0,85 | 1,25 | 0,53 | 0,0393 | 0,159 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 2,10 | 0,0002 | 0,75 | 1,35 | 0,42 | 0,0485 | 0,160 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 2,60 | 0,0002 | 0,40 | 2,20 | 0,30 | 0,0585 | 0,226 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 3,20 | 0,0003 | 0,01 | 3,19 | 0,35 | 0,0544 | 0,304 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 5,00 | 0,0004 | | 5,00 | 0,34 | 0,0552 | 0,400 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 8,00 | 0,0004 | | 8,00 | 0,14 | 0,0719 | 0,834 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 4,70 | 0,0003 | | 4,70 | 0,04 | 0,0803 | 0,547 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 8,50 | 0,0040 | | 8,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,895 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 4,00 | 0,0005 | | 4,00 | 0,03 | 0,0811 | 0,421 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 4,00 | 0,0005 | | 4,00 | 0,03 | 0,0811 | 0,421 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 3,50 | 0,0001 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 3,50 | 0,0002 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 3,50 | 0,0003 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0004 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0006 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0009 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0013 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0019 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0028 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 3,50 | 0,0042 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 3,51 | 0,0061 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 3,51 | 0,009 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 3,51 | 0,013 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 3,52 | 0,019 | | 3,50 | 0,03 | 0,0811 | 0,369 |
| T | 0,0252 | | 3,57 | 0,069 | | 3,50 | 0,03 | | |

| | | $\sigma_{in}(l,l+k)$ | | | | | | | Mg |
|------------------|------|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 1 | 0,01 | 0,20 | 0,14 | 0,20 | 0,16 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,11 | 0,41 | 0,13 | 0,10 | 0,06 | 0,02 | 0,01 | | |
| 3 | 0,06 | 0,39 | 0,27 | 0,03 | | | | | |
| 4 | 0,01 | 0,15 | 0,17 | 0,06 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,00 | 0,01 | | | | | | | |

$f_t, f_e \approx 1$ для $\sigma_0 > 30$ б (кроме $l = 9$).

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|--------|--------|------|---|---|----------|-------|---|---|----------|-------|---|---|--|
| $l \backslash \sigma_0$ | 10^3 | 10^2 | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | |
| 6 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | | 1,00 | 0,89 | | | 1,00 | 0,93 | | | |
| 7 | 1,00 | 1,0 | 1,00 | | | 1,00 | 0,96 | | | 1,00 | 0,97 | | | |
| 8 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | | | 1,00 | 1,0 | | | 1,00 | 1,0 | | | |
| 9 | 0,98 | 0,85 | 0,59 | | | 1,00 | 0,69 | | | 1,00 | 0,82 | | | |
| 10 | 1,00 | 0,97 | 0,81 | | | 1,00 | 0,96 | | | 1,00 | 0,98 | | | |
| 11 | 1,00 | 0,97 | 0,81 | | | 1,00 | 0,96 | | | 1,00 | 0,98 | | | |

Al

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 1,90 | 0,095 | 0,80 | 1,00 | 0,64 | 0,0266 | 0,127 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 2,20 | 0,023 | 0,75 | 1,43 | 0,57 | 0,0317 | 0,148 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 2,70 | 0,002 | 0,65 | 2,05 | 0,47 | 0,0391 | 0,196 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 3,00 | 0,0004 | 0,50 | 2,50 | 0,36 | 0,0472 | 0,207 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 3,20 | 0,0004 | 0,13 | 3,07 | 0,29 | 0,0524 | 0,282 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 4,00 | 0,0007 | | 4,00 | 0,20 | 0,0590 | 0,342 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 3,90 | 0,001 | | 3,90 | 0,11 | 0,0657 | 0,371 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 5,20 | 0,003 | | 5,20 | 0,06 | 0,0694 | 0,523 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 5,00 | 0,002 | | 5,00 | 0,04 | 0,0708 | 0,460 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 7,40 | 0,006 | | 7,39 | 0,03 | 0,0716 | 0,687 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 1,00 | 0,001 | | 1,00 | 0,02 | 0,0723 | 0,094 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 2,60 | 0,060 | | 2,54 | 0,02 | 0,0723 | 0,238 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 1,40 | 0,0007 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 1,40 | 0,0010 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 1,40 | 0,0015 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 1,40 | 0,0021 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 1,40 | 0,0031 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 1,40 | 0,0046 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 1,41 | 0,0067 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 20 | 10,0-21,5 | 0,77 | 1,41 | 0,010 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 1,42 | 0,015 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 1,42 | 0,021 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 1,43 | 0,031 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 1,45 | 0,046 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 1,47 | 0,067 | | 1,40 | 0,02 | 0,0723 | 0,131 |
| T | 0,0252 | | 1,64 | 0,241 | | 1,40 | 0,02 | | |

| | | $\sigma_{in}(i,l+k)$ | | | | | | | | Al |
|------------------|------|----------------------|------|------|------|------|------|------|---|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| 1 | 0,01 | 0,06 | 0,15 | 0,25 | 0,18 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | | |
| 2 | 0,05 | 0,26 | 0,22 | 0,11 | 0,07 | 0,03 | 0,01 | | | |
| 3 | 0,06 | 0,31 | 0,13 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | | | | |
| 4 | 0,04 | 0,27 | 0,19 | | | | | | | |
| 5 | 0,00 | 0,03 | 0,06 | 0,03 | 0,01 | | | | | |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|--------|--------|------|------|------|----------|-------|------|------|----------|-------|------|------|--|
| $i \backslash \alpha_i$ | 10^3 | 10^2 | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | |
| 4 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | |
| 5 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,85 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,93 | |
| 6 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 0,97 | 0,81 | 0,65 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,81 | |
| 7 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 0,84 | 0,76 | 0,68 | 1,00 | 0,96 | 0,88 | 0,84 | |
| 8 | 1,00 | 0,98 | 0,90 | 0,83 | 0,80 | 1,00 | 0,81 | 0,59 | 0,51 | 1,00 | 0,90 | 0,76 | 0,71 | |
| 9 | 1,00 | 0,95 | 0,70 | 0,50 | 0,40 | 1,00 | 0,63 | 0,41 | 0,37 | 1,00 | 0,78 | 0,57 | 0,52 | |
| 10 | 0,98 | 0,87 | 0,56 | 0,33 | 0,23 | 1,00 | 0,40 | 0,14 | 0,10 | 1,00 | 0,61 | 0,31 | 0,20 | |
| 11 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | |
| 12 | 0,92 | 0,60 | 0,25 | 0,12 | 0,09 | 1,00 | 0,57 | 0,54 | 0,53 | 1,00 | 0,62 | 0,56 | 0,54 | |

| S_i | | | | | | | | | |
|-------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | Δu | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 1,80 | 0,30 | 0,60 | 0,90 | 0,65 | 0,0249 | 0,108 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 2,20 | 0,03 | 0,85 | 1,32 | 0,60 | 0,0285 | 0,123 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 2,60 | 0,00 | 0,60 | 2,00 | 0,52 | 0,0342 | 0,167 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 3,00 | 0,00 | 0,12 | 2,88 | 0,28 | 0,0513 | 0,259 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 3,20 | 0,00 | 0,00 | 3,20 | 0,28 | 0,0513 | 0,288 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 3,50 | 0,00 | | 3,50 | 0,14 | 0,0612 | 0,310 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 5,30 | 0,00 | | 5,30 | 0,07 | 0,0662 | 0,508 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 2,70 | 0,00 | | 2,70 | 0,05 | 0,0677 | 0,265 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 2,01 | 0,01 | | 2,00 | 0,03 | 0,0691 | 0,179 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 1,61 | 0,01 | | 1,60 | 0,02 | 0,0698 | 0,145 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 1,80 | 0,00 | | 1,80 | 0,02 | 0,0698 | 0,163 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 2,50 | 0,00 | | 2,50 | 0,02 | 0,0698 | 0,227 |
| 13 | 3,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 2,50 | 0,00 | | 2,50 | 0,02 | 0,0698 | 0,227 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 2,50 | 0,00 | | 2,50 | 0,02 | 0,0698 | 0,227 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 2,30 | 0,00 | | 2,30 | 0,02 | 0,0698 | 0,208 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 2,20 | 0,00 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 2,20 | 0,00 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 2,20 | 0,00 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 2,20 | 0,00 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 2,21 | 0,01 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 21 | 4,65-10 ЭВ | 0,77 | 2,21 | 0,01 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 2,22 | 0,02 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 2,22 | 0,02 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 2,23 | 0,03 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 2,25 | 0,05 | | 2,20 | 0,02 | 0,0698 | 0,199 |
| T | 0,0252 | | 2,36 | 0,16 | | 2,20 | 0,02 | | |

| $\sigma_{in}(i, i+k)$ | | | | | | | | | S_i |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 1 | 0,01 | 0,05 | 0,11 | 0,18 | 0,13 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,05 | 0,42 | 0,21 | 0,08 | 0,05 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,00 | 0,30 | 0,26 | 0,04 | 0,00 | 0,00 | | | |
| 4 | 0,00 | 0,00 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | | | | |

$f_c, f_t, f_e \approx 1$ при $\sigma_0 > 20$ барн.

K

| i | En | ΔU | σ_i | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 2,70 | 0,330 | 0,80 | 1,57 | 0,63 | 0,0190 | 0,146 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 3,20 | 0,240 | 0,50 | 2,46 | 0,53 | 0,0242 | 0,196 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 3,50 | 0,150 | 0,16 | 3,19 | 0,40 | 0,0308 | 0,241 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 3,10 | 0,065 | 0,01 | 3,02 | 0,30 | 0,0360 | 0,191 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 2,10 | 0,025 | | 2,08 | 0,28 | 0,0370 | 0,135 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 2,10 | 0,003 | | 2,10 | 0,26 | 0,0380 | 0,116 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 2,30 | 0,004 | | 2,30 | 0,14 | 0,0442 | 0,147 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 2,60 | 0,006 | | 2,59 | 0,10 | 0,0463 | 0,174 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 3,00 | 0,009 | | 2,99 | 0,06 | 0,0483 | 0,188 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 2,80 | 0,014 | | 2,79 | 0,04 | 0,0494 | 0,179 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 2,00 | 0,005 | | 2,00 | 0,03 | 0,0499 | 0,130 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 3,70 | 0,033 | | 3,67 | 0,02 | 0,0504 | 0,240 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 4,40 | 0,200 | | 4,20 | 0,02 | 0,0504 | 0,275 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 2,01 | 0,009 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 2,01 | 0,013 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 2,02 | 0,018 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 2,03 | 0,027 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 2,04 | 0,040 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 2,06 | 0,058 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 2,08 | 0,085 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 2,13 | 0,130 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 2,18 | 0,180 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 2,27 | 0,270 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 2,40 | 0,400 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 2,58 | 0,580 | | 2,00 | 0,02 | 0,0504 | 0,131 |
| T | 0,0252 | | 4,07 | 2,070 | | 2,00 | 0,02 | | |

| | | $\sigma_{in(i,l+k)}$ | | | | | | | k |
|------------------|------|----------------------|------|------|------|------|------|------|-----|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 1 | 0,00 | 0,06 | 0,15 | 0,25 | 0,19 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | |
| 2 | 0,00 | 0,04 | 0,16 | 0,15 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | | |
| 3 | 0,00 | 0,00 | 0,08 | 0,06 | 0,02 | | | | |
| 4 | 0,00 | 0,01 | | | | | | | |

| | | f_c | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|------|---|----------|--------|------|---|----------|--------|------|---|
| $i \backslash \sigma_0$ | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 |
| 8 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | | 1,00 | 0,99 | 0,93 | | 1,00 | 1,00 | 0,95 | |
| 9 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,72 | | 1,00 | 0,97 | 0,84 | | 1,00 | 0,98 | 0,86 | |
| 10 | 1,00 | 0,99 | 0,90 | 0,60 | | 1,00 | 0,97 | 0,75 | | 1,00 | 0,98 | 0,83 | |
| 11 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 12 | 1,00 | 0,95 | 0,71 | 0,38 | | 1,00 | 0,77 | 0,61 | | 1,00 | 0,84 | 0,67 | |
| 13 | 1,00 | 0,86 | 0,48 | 0,19 | | 1,00 | 0,62 | 0,50 | | 1,00 | 0,72 | 0,55 | |

| Ca | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|----------|------------|---------|---------|-----------------|
| i | En | ΔU | σ_t | σ_c | C_{in} | σ_e | μ_e | ξ_e | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 2,80 | 0,02 | 1,15 | 1,63 | 0,63 | 0,0186 | 0,148 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 3,50 | 0,01 | 0,76 | 2,73 | 0,53 | 0,0236 | 0,212 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 3,70 | 0,00 | 0,05 | 3,65 | 0,40 | 0,0301 | 0,269 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 2,90 | 0,00 | | 2,90 | 0,28 | 0,0362 | 0,184 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 3,20 | 0,00 | | 3,20 | 0,18 | 0,0412 | 0,231 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 2,90 | 0,00 | | 2,90 | 0,17 | 0,0417 | 0,175 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 2,90 | 0,00 | | 2,90 | 0,09 | 0,0457 | 0,192 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 2,00 | 0,00 | | 2,00 | 0,03 | 0,0487 | 0,141 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 1,50 | 0,00 | | 1,50 | 0,02 | 0,0492 | 0,096 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 1,50 | 0,00 | | 1,50 | 0,02 | 0,0492 | 0,096 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 1,50 | 0,00 | | 1,50 | 0,02 | 0,0492 | 0,096 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 1,90 | 0,00 | | 1,90 | 0,02 | 0,0492 | 0,121 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 2,50 | 0,00 | | 2,50 | 0,02 | 0,0492 | 0,160 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 2,90 | 0,00 | | 2,90 | 0,02 | 0,0492 | 0,185 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 3,00 | 0,00 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 3,00 | 0,00 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 3,00 | 0,00 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 3,01 | 0,01 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 3,01 | 0,01 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 3,02 | 0,02 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 3,03 | 0,03 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 3,04 | 0,04 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 3,06 | 0,06 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 3,08 | 0,08 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 3,12 | 0,12 | | 3,00 | 0,02 | 0,0492 | 0,192 |
| T | 0,0252 | | 3,44 | 0,44 | | 3,00 | 0,02 | | |

| $\sigma_{in(i,l+k)}$ | | | | | | | | | C_a |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 1 | 0,00 | 0,03 | 0,21 | 0,36 | 0,29 | 0,18 | 0,06 | 0,02 | |
| 2 | 0,00 | 0,02 | 0,17 | 0,26 | 0,21 | 0,08 | 0,02 | | |
| 3 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,02 | 0,02 | 0,01 | | | |

$f_e, f_t, f_e \approx 1$ при $\sigma_0 > 20$ барн

| Ti | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 3,00 | 0,065 | 1,20 | 1,74 | 0,74 | 0,0108 | 0,094 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 3,40 | 0,010 | 1,15 | 2,24 | 0,66 | 0,0141 | 0,105 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 3,70 | 0,003 | 1,00 | 2,70 | 0,55 | 0,0187 | 0,124 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 3,50 | 0,002 | 0,55 | 2,95 | 0,40 | 0,0249 | 0,129 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 3,10 | 0,003 | 0,15 | 2,95 | 0,21 | 0,0328 | 0,170 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 2,70 | 0,004 | 0,02 | 2,68 | 0,15 | 0,0353 | 0,137 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 2,70 | 0,005 | | 2,70 | 0,07 | 0,0386 | 0,151 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 3,10 | 0,007 | | 3,10 | 0,03 | 0,0403 | 0,181 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 8,90 | 0,012 | | 8,89 | 0,02 | 0,0407 | 0,470 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 26,0 | 0,018 | | 26,0 | 0,01 | 0,0411 | 1,39 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 61,0 | 0,020 | | 61,0 | 0,01 | 0,0411 | 3,26 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 16,0 | 0,050 | | 16,0 | 0,01 | 0,0411 | 0,854 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 24,0 | 0,620 | | 23,4 | 0,01 | 0,0411 | 1,25 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 4,63 | 0,030 | | 4,60 | 0,01 | 0,0411 | 0,246 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 4,34 | 0,035 | | 4,30 | 0,01 | 0,0411 | 0,230 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 4,25 | 0,051 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 4,28 | 0,076 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 4,31 | 0,111 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 4,36 | 0,162 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 4,44 | 0,239 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 4,55 | 0,351 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 4,71 | 0,512 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 4,96 | 0,759 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 5,31 | 1,110 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 5,82 | 1,620 | | 4,20 | 0,01 | 0,0411 | 0,224 |
| T | 0,0252 | | 10,0 | 5,800 | | 4,20 | 0,01 | | |

| $\sigma_{in(i,i+k)}$ | | | | | | | | | T_i |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 1 | 0,01 | 0,07 | 0,21 | 0,36 | 0,29 | 0,18 | 0,06 | 0,02 | |
| 2 | 0,05 | 0,26 | 0,28 | 0,27 | 0,18 | 0,07 | 0,03 | 0,01 | |
| 3 | 0,20 | 0,65 | 0,11 | 0,03 | 0,01 | | | | |
| 4 | 0,03 | 0,34 | 0,16 | 0,02 | | | | | |
| 5 | 0,00 | 0,01 | 0,08 | 0,04 | 0,02 | | | | |
| 6 | 0,01 | 0,01 | | | | | | | |

| $i \backslash \sigma_i$ | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|------|---|----------|--------|------|---|----------|--------|------|---|
| | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 |
| 8 | 1,0 | 0,99 | 0,92 | 0,80 | | 1,0 | 0,99 | 0,89 | | 1,0 | 1,00 | 0,91 | |
| 9 | 1,0 | 1,00 | 0,94 | 0,75 | | 1,0 | 0,92 | 0,63 | | 1,0 | 0,95 | 0,84 | |
| 10 | 1,0 | 0,98 | 0,86 | 0,70 | | 1,0 | 0,80 | 0,40 | | 1,0 | 0,90 | 0,64 | |
| 11 | 1,0 | 0,98 | 0,91 | 0,80 | | 1,0 | 0,85 | 0,69 | | 1,0 | 0,93 | 0,83 | |
| 12 | 1,0 | 0,99 | 0,94 | 0,80 | | 1,0 | 0,97 | 0,83 | | 1,0 | 0,99 | 0,89 | |
| 13 | 1,0 | 0,84 | 0,46 | 0,29 | | 1,0 | 0,49 | 0,24 | | 1,0 | 0,62 | 0,39 | |

| V | | | | | | | | | |
|-----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 3,20 | 0,010 | 1,25 | 1,94 | 0,71 | 0,0113 | 0,110 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 3,70 | 0,002 | 1,20 | 2,50 | 0,62 | 0,0148 | 0,123 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 4,00 | 0,001 | 1,10 | 2,90 | 0,50 | 0,0195 | 0,137 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 3,70 | 0,001 | 0,86 | 2,84 | 0,36 | 0,0250 | 0,125 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 3,20 | 0,002 | 0,55 | 2,65 | 0,18 | 0,0321 | 0,149 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 3,40 | 0,002 | 0,24 | 3,16 | 0,16 | 0,0328 | 0,150 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 5,30 | 0,004 | 0,02 | 5,28 | 0,07 | 0,0364 | 0,278 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 6,00 | 0,007 | | 5,99 | 0,03 | 0,0379 | 0,329 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 7,00 | 0,013 | | 6,99 | 0,02 | 0,0383 | 0,347 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 12,0 | 0,025 | | 12,0 | 0,01 | 0,0387 | 0,603 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 49,0 | 0,060 | | 48,9 | 0,01 | 0,0387 | 2,46 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 62,0 | 0,160 | | 61,8 | 0,01 | 0,0387 | 3,11 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 62,0 | 0,260 | | 61,7 | 0,01 | 0,0387 | 3,09 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 8,00 | 0,035 | | 7,96 | 0,01 | 0,0387 | 4,00 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 6,30 | 0,030 | | 6,27 | 0,01 | 0,0387 | 0,315 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 6,00 | 0,044 | | 5,96 | 0,01 | 0,0387 | 0,299 |
| 17 | 100 -215 ЭВ | 0,77 | 6,46 | 0,340 | | 6,12 | 0,01 | 0,0387 | 0,307 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 5,50 | 0,096 | | 5,40 | 0,01 | 0,0387 | 0,271 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 5,30 | 0,140 | | 5,16 | 0,01 | 0,0387 | 0,259 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 5,11 | 0,206 | | 4,90 | 0,01 | 0,0387 | 0,246 |
| 21 | 4,65-10 ЭВ | 0,77 | 5,20 | 0,303 | | 4,90 | 0,01 | 0,0387 | 0,246 |
| 22 | 2,15- 4,65 ЭВ | 0,77 | 5,34 | 0,442 | | 4,90 | 0,01 | 0,0387 | 0,246 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 5,55 | 0,652 | | 4,90 | 0,01 | 0,0387 | 0,246 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 5,86 | 0,958 | | 4,90 | 0,01 | 0,0387 | 0,246 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 6,30 | 1,400 | | 4,90 | 0,01 | 0,0387 | 0,246 |
| T | 0,0252 | | 9,90 | 5,000 | | 4,90 | 0,01 | | |

| $O_{in(i,l+k)}$ | | | | | | | | V |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 1 | 0,01 | 0,08 | 0,21 | 0,38 | 0,30 | 0,19 | 0,06 | 0,02 |
| 2 | 0,05 | 0,18 | 0,36 | 0,31 | 0,21 | 0,07 | 0,02 | 0,00 |
| 3 | 0,17 | 0,37 | 0,25 | 0,19 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | |
| 4 | 0,35 | 0,34 | 0,13 | 0,03 | 0,01 | | | |
| 5 | 0,20 | 0,28 | 0,05 | 0,02 | | | | |
| 6 | 0,06 | 0,12 | 0,06 | | | | | |
| 7 | 0,00 | 0,00 | 0,02 | | | | | |

| $i \backslash \sigma_c$ | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|------|---|----------|--------|------|---|----------|--------|------|---|
| | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 |
| 9 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,67 | | 1,00 | 0,96 | 0,83 | | 1,00 | 0,98 | 0,90 | |
| 10 | 1,00 | 0,98 | 0,84 | 0,55 | | 1,00 | 0,97 | 0,87 | | 1,00 | 0,98 | 0,96 | |
| 11 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,70 | | 1,00 | 0,81 | 0,54 | | 1,00 | 0,90 | 0,74 | |
| 12 | 1,00 | 0,93 | 0,85 | 0,65 | | 1,00 | 0,75 | 0,43 | | 1,00 | 0,87 | 0,67 | |
| 13 | 1,00 | 0,90 | 0,61 | 0,35 | | 1,00 | 0,37 | 0,26 | | 1,00 | 0,63 | 0,39 | |
| 14 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 15 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 16 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 17 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,79 | | 1,00 | 0,98 | 0,97 | | 1,00 | 0,99 | 0,98 | |

| Cr | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | En | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 3,30 | 0,035 | 1,30 | 1,97 | 0,80 | 0,0078 | 0,077 |
| 2 | 4,0- 6,5 МЭВ | 0,48 | 3,60 | 0,003 | 1,25 | 2,35 | 0,67 | 0,0128 | 0,098 |
| 3 | 2,5 - 4,0 МЭВ | 0,48 | 3,80 | 0,003 | 1,10 | 2,70 | 0,45 | 0,0214 | 0,142 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 3,10 | 0,003 | 0,73 | 2,37 | 0,32 | 0,0264 | 0,110 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 2,80 | 0,004 | 0,04 | 2,76 | 0,19 | 0,0315 | 0,152 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 2,90 | 0,004 | | 2,90 | 0,16 | 0,0327 | 0,136 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 2,60 | 0,005 | | 2,60 | 0,11 | 0,0346 | 0,129 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 5,80 | 0,006 | | 5,79 | 0,06 | 0,0366 | 0,307 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 6,40 | 0,008 | | 6,39 | 0,03 | 0,0377 | 0,313 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 2,90 | 0,010 | | 2,89 | 0,02 | 0,0381 | 0,143 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 4,40 | 0,013 | | 4,39 | 0,01 | 0,0385 | 0,220 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 18,0 | 0,020 | | 18,0 | 0,01 | 0,0385 | 0,900 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 11,0 | 0,030 | | 11,0 | 0,01 | 0,0385 | 0,550 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,050 | | 4,65 | 0,01 | 0,0385 | 0,233 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 4,70 | 0,080 | | 4,62 | 0,01 | 0,0385 | 0,231 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 4,23 | 0,030 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 4,24 | 0,041 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 4,26 | 0,060 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 4,29 | 0,087 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 4,33 | 0,129 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 21 | 4,65-10 ЭВ | 0,77 | 4,39 | 0,189 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 4,48 | 0,280 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 4,61 | 0,410 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 4,80 | 0,600 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 5,07 | 0,870 | | 4,20 | 0,01 | 0,0385 | 0,210 |
| T | 0,0252 | | 7,30 | 3,100 | | 4,20 | 0,01 | | |

| | | Dm (mm) | | | | | | Cr | | |
|---------------|--|---------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\frac{D}{d}$ | | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 1 | | 0,01 | 0,08 | 0,22 | 0,39 | 0,50 | 0,19 | 0,07 | 0,03 | 0,01 |
| 2 | | 0,07 | 0,40 | 0,29 | 0,24 | 0,16 | 0,06 | 0,02 | 0,01 | |
| 3 | | 0,02 | 0,29 | 0,68 | 0,07 | 0,03 | 0,01 | | | |
| 4 | | 0,01 | 0,24 | 0,30 | 0,13 | 0,04 | 0,01 | | | |
| 5 | | 0,01 | 0,02 | 0,01 | | | | | | |

| | | f_c | | | | f_t | | | | f_e | | | | |
|---------------|------------|----------|--------|--------|------|-------|----------|--------|------|-------|----------|--------|------|---|
| $\frac{D}{d}$ | σ_0 | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 |
| 8 | | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,10 | | 1,00 | 0,97 | 0,87 | | 1,00 | 0,98 | 0,93 | |
| 9 | | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,78 | | 1,00 | 0,89 | 0,56 | | 1,00 | 0,94 | 0,72 | |
| 10 | | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,71 | | 1,00 | 1,00 | 0,96 | | 1,00 | 1,00 | 0,98 | |
| 11 | | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,62 | | 1,00 | 1,00 | 0,93 | | 1,00 | 1,00 | 0,96 | |
| 12 | | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,62 | | 1,00 | 0,97 | 0,92 | | 1,00 | 0,98 | 0,95 | |
| 13 | | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,76 | | 1,00 | 0,94 | 0,73 | | 1,00 | 0,97 | 0,84 | |
| 14 | | 1,00 | 0,96 | 0,75 | 0,40 | | 1,00 | 1,0 | 1,0 | | 1,00 | 1,0 | 1,0 | |
| 15 | | 1,00 | 0,93 | 0,81 | 0,30 | | 1,00 | 1,0 | 1,0 | | 1,00 | 1,0 | 1,0 | |

Fe

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,46 | 3,40 | 0,056 | 1,37 | 1,99 | 0,83 | 0,0061 | 0,061 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,46 | 3,80 | 0,005 | 1,35 | 2,45 | 0,72 | 0,0100 | 0,082 |
| 3 | 2,5- 4,0 МэВ | 0,46 | 3,50 | 0,002 | 1,13 | 2,37 | 0,45 | 0,0196 | 0,114 |
| 4 | 1,4- 2,5 МэВ | 0,57 | 3,30 | 0,003 | 0,90 | 2,40 | 0,32 | 0,0242 | 0,102 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 2,90 | 0,004 | 0,37 | 2,53 | 0,24 | 0,0271 | 0,120 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 3,80 | 0,005 | 0,01 | 3,78 | 0,17 | 0,0296 | 0,162 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 3,00 | 0,006 | | 2,99 | 0,08 | 0,0328 | 0,142 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 3,70 | 0,006 | | 3,69 | 0,05 | 0,0339 | 0,181 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 5,30 | 0,007 | | 5,29 | 0,03 | 0,0346 | 0,238 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 14,5 | 0,017 | | 14,5 | 0,02 | 0,0349 | 0,657 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 4,00 | 0,005 | | 3,99 | 0,01 | 0,0353 | 0,183 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 8,40 | 0,004 | | 8,40 | 0,01 | 0,0353 | 0,385 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 5,90 | 0,011 | | 5,89 | 0,01 | 0,0353 | 0,270 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 7,50 | 0,106 | | 7,39 | 0,01 | 0,0353 | 0,339 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 10,0 | 0,015 | | 10,0 | 0,01 | 0,0353 | 0,459 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 11,0 | 0,028 | | 11,0 | 0,01 | 0,0353 | 0,504 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 11,4 | 0,037 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 11,5 | 0,053 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 11,5 | 0,072 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 11,5 | 0,105 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 11,6 | 0,154 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 11,6 | 0,220 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 11,7 | 0,330 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 11,9 | 0,490 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 12,1 | 0,720 | | 11,4 | 0,01 | 0,0353 | 0,523 |
| T | 0,0252 | | 13,9 | 2,530 | | 11,4 | 0,01 | | |

| $O_{in}(i+k)$ | | | | | | | | | |
|------------------|------|------|------|------|-------------|------|------|------|------|
| F_e | | | | | | | | | |
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 1 | 0,01 | 0,08 | 0,19 | 0,40 | 0,34 | 0,22 | 0,08 | 0,04 | 0,01 |
| 2 | 0,12 | 0,22 | 0,31 | 0,33 | 0,23 | 0,10 | 0,03 | 0,01 | |
| 3 | 0,18 | 0,60 | 0,44 | 0,13 | 0,05 | 0,03 | | | |
| 4 | 0,15 | 0,46 | 0,25 | 0,03 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,01 | 0,15 | 0,15 | 0,05 | 0,01 | | | | |
| 6 | 0,01 | | | | | | | | |

| f_c | | | | | | | | | | | | | |
|--------------------|----------|--------|------|------|------|----------|------|------|------|----------|------|------|------|
| f_t | | | | | | | | | | | | | |
| f_e | | | | | | | | | | | | | |
| $i \backslash a_i$ | ∞ | 10^2 | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 |
| 2 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| 3 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,96 |
| 4 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,90 | 1,00 | 0,94 | 0,81 | 0,74 | 1,00 | 0,97 | 0,90 | 0,87 |
| 5 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,83 | 0,79 | 1,00 | 0,91 | 0,73 | 0,61 | 1,00 | 0,95 | 0,86 | 0,79 |
| 6 | 1,00 | 0,98 | 0,82 | 0,70 | 0,63 | 1,00 | 0,82 | 0,59 | 0,45 | 1,00 | 0,90 | 0,75 | 0,68 |
| 7 | 1,00 | 0,98 | 0,82 | 0,69 | 0,62 | 1,00 | 0,92 | 0,71 | 0,55 | 1,00 | 0,96 | 0,85 | 0,77 |
| 8 | 1,00 | 0,97 | 0,79 | 0,55 | 0,50 | 1,00 | 0,85 | 0,57 | 0,39 | 1,00 | 0,92 | 0,76 | 0,66 |
| 9 | 1,00 | 0,90 | 0,70 | 0,57 | 0,53 | 1,00 | 0,77 | 0,49 | 0,34 | 1,00 | 0,86 | 0,70 | 0,60 |
| 10 | 1,00 | 0,66 | 0,52 | 0,32 | 0,39 | 1,00 | 0,25 | 0,07 | 0,03 | 1,00 | 0,37 | 0,15 | 0,07 |
| 11 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 0,80 | 0,75 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 |
| 12 | 1,00 | 0,95 | 0,76 | 0,64 | 0,60 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 0,86 | 1,00 | 0,97 | 0,84 | 0,76 |
| 13 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 0,80 | 0,77 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 |
| 14 | 1,00 | 0,78 | 0,49 | 0,39 | 0,37 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 1,0 |

Ni

| l | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| I | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 3,50 | 0,230 | 1,27 | 2,00 | 0,80 | 0,0068 | 0,069 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 3,60 | 0,190 | 1,30 | 2,11 | 0,73 | 0,0091 | 0,064 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 3,30 | 0,135 | 1,00 | 2,16 | 0,45 | 0,0186 | 0,099 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 3,10 | 0,072 | 0,50 | 2,53 | 0,30 | 0,0237 | 0,105 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 3,15 | 0,030 | | 3,12 | 0,14 | 0,0291 | 0,159 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 3,95 | 0,011 | | 3,94 | 0,14 | 0,0291 | 0,166 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 5,50 | 0,009 | | 5,49 | 0,09 | 0,0308 | 0,245 |
| 8. | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 4,60 | 0,010 | | 4,59 | 0,04 | 0,0325 | 0,216 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 7,50 | 0,016 | | 7,48 | 0,03 | 0,0328 | 0,319 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 10,9 | 0,016 | | 10,9 | 0,01 | 0,0335 | 0,474 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 28,7 | 0,033 | | 28,7 | 0,01 | 0,0335 | 1,25 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 14,0 | 0,018 | | 14,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,609 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 20,0 | 0,048 | | 20,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,870 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 13,4 | 0,019 | | 13,4 | 0,01 | 0,0335 | 0,583 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 15,5 | 0,028 | | 15,5 | 0,01 | 0,0335 | 0,674 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 17,0 | 0,041 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 17 | 100 - 215 эВ | 0,77 | 17,1 | 0,061 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 17,1 | 0,089 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 17,1 | 0,131 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 17,2 | 0,193 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 17,3 | 0,283 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 17,4 | 0,414 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 17,6 | 0,608 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 17,9 | 0,894 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 18,3 | 1,314 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | 0,740 |
| T | 0,0252 | | 21,6 | 4,600 | | 17,0 | 0,01 | 0,0335 | |

| | | $\sigma_{in(i+k)}$ | | | | | | | | N_i |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| 1 | 0,01 | 0,05 | 0,18 | 0,37 | 0,32 | 0,22 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,03 | 0,28 | 0,31 | 0,33 | 0,22 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,03 | 0,36 | 0,31 | 0,17 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | | |
| 4 | 0,00 | 0,13 | 0,20 | 0,10 | 0,05 | 0,02 | | | | |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|------|------|----------|-------|------|------|----------|-------|------|------|--|
| $i \backslash \sigma_c$ | ∞ | 10^2 | 10^1 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | ∞ | 10 | 1 | 0 | |
| 2 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | |
| 3 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | |
| 4 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,94 | 1,00 | 0,97 | 0,90 | 0,86 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,93 | |
| 5 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,91 | 0,88 | 1,00 | 0,94 | 0,78 | 0,66 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,85 | |
| 6 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,75 | 0,67 | 1,00 | 0,83 | 0,64 | 0,53 | 1,00 | 0,90 | 0,78 | 0,72 | |
| 7 | 1,00 | 0,99 | 0,87 | 0,71 | 0,66 | 1,00 | 0,77 | 0,55 | 0,47 | 1,00 | 0,88 | 0,72 | 0,67 | |
| 8 | 1,00 | 0,98 | 0,81 | 0,58 | 0,53 | 1,00 | 0,77 | 0,49 | 0,36 | 1,00 | 0,90 | 0,69 | 0,60 | |
| 9 | 1,00 | 0,98 | 0,78 | 0,60 | 0,59 | 1,00 | 0,78 | 0,62 | 0,53 | 1,00 | 0,87 | 0,76 | 0,73 | |
| 10 | 1,00 | 0,93 | 0,73 | 0,59 | 0,57 | 1,00 | 0,90 | 0,84 | 0,83 | 1,00 | 0,94 | 0,91 | 0,90 | |
| 11 | 1,00 | 0,84 | 0,62 | 0,34 | 0,32 | 1,00 | 0,30 | 0,15 | 0,13 | 1,00 | 0,57 | 0,34 | 0,30 | |
| 12 | 1,00 | 1,00 | 0,90 | 0,85 | 0,85 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 13 | 1,00 | 0,98 | 0,64 | 0,55 | 0,54 | 1,00 | 0,89 | 0,87 | 0,87 | 1,00 | 0,93 | 0,92 | 0,92 | |

| Cu | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | En | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{un} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| I | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 3,70 | 0,040 | 1,56 | 2,10 | 0,80 | 0,0062 | 0,066 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 3,90 | 0,014 | 1,59 | 2,30 | 0,73 | 0,0084 | 0,065 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 3,40 | 0,005 | 1,45 | 1,94 | 0,52 | 0,0150 | 0,071 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 3,20 | 0,006 | 0,80 | 2,39 | 0,29 | 0,0222 | 0,093 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 3,50 | 0,010 | 0,20 | 3,29 | 0,16 | 0,0262 | 0,151 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 4,20 | 0,014 | | 4,19 | 0,11 | 0,0278 | 0,169 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 5,00 | 0,020 | | 4,98 | 0,07 | 0,0290 | 0,209 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 5,20 | 0,028 | | 5,17 | 0,04 | 0,0300 | 0,226 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 6,00 | 0,040 | | 5,96 | 0,02 | 0,0306 | 0,237 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 8,00 | 0,090 | | 7,91 | 0,01 | 0,0309 | 0,317 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 9,50 | 0,14 | | 9,36 | 0,01 | 0,0309 | 0,376 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 10,0 | 0,24 | | 9,76 | 0,01 | 0,0309 | 0,392 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 9,90 | 0,24 | | 9,66 | 0,01 | 0,0309 | 0,388 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 24,9 | 0,36 | | 24,5 | 0,01 | 0,0309 | 0,983 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 11,1 | 1,70 | | 9,40 | 0,01 | 0,0309 | 0,377 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 7,08 | 0,28 | | 6,80 | 0,01 | 0,0309 | 0,273 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 7,12 | 0,020 | | 7,10 | 0,01 | 0,0309 | 0,285 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 7,35 | 0,047 | | 7,30 | 0,01 | 0,0309 | 0,293 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 7,48 | 0,080 | | 7,40 | 0,01 | 0,0309 | 0,297 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 7,65 | 0,15 | | 7,50 | 0,01 | 0,0309 | 0,301 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 7,83 | 0,23 | | 7,60 | 0,01 | 0,0309 | 0,305 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 8,04 | 0,34 | | 7,70 | 0,01 | 0,0309 | 0,309 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 8,30 | 0,50 | | 7,80 | 0,01 | 0,0309 | 0,313 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 8,54 | 0,74 | | 7,80 | 0,01 | 0,0309 | 0,313 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 8,88 | 1,08 | | 7,80 | 0,01 | 0,0309 | 0,313 |
| T | 0,0252 | | 11,65 | 3,85 | | 7,80 | 0,01 | | |

| Zr | | | | | | | | | |
|------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| l | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 4,20 | 0,010 | 1,75 | 2,44 | 0,75 | 0,0055 | 0,068 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 3,90 | 0,004 | 1,65 | 2,25 | 0,58 | 0,0092 | 0,069 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 4,30 | 0,004 | 1,35 | 2,95 | 0,43 | 0,0126 | 0,091 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 5,00 | 0,005 | 0,73 | 4,27 | 0,37 | 0,0139 | 0,104 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 6,80 | 0,010 | 0,20 | 6,59 | 0,36 | 0,0141 | 0,163 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 8,50 | 0,013 | 0,00 | 8,49 | 0,27 | 0,0161 | 0,198 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 7,80 | 0,013 | | 7,79 | 0,14 | 0,0190 | 0,214 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 8,80 | 0,014 | | 8,79 | 0,08 | 0,0203 | 0,259 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 8,20 | 0,018 | | 8,18 | 0,04 | 0,0211 | 0,224 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 9,40 | 0,022 | | 9,38 | 0,02 | 0,0216 | 0,263 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 7,80 | 0,027 | | 7,77 | 0,01 | 0,0218 | 0,220 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 9,00 | 0,030 | | 8,97 | 0,01 | 0,0218 | 0,254 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 8,00 | 0,035 | | 7,96 | 0,01 | 0,0218 | 0,225 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 7,18 | 0,047 | | 7,13 | 0,01 | 0,0218 | 0,202 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 6,52 | 0,163 | | 6,36 | 0,01 | 0,0218 | 0,180 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 8,88 | 0,980 | | 7,90 | 0,01 | 0,0218 | 0,224 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 6,29 | 0,093 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 6,20 | 0,004 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 6,20 | 0,005 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 6,21 | 0,008 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 6,21 | 0,011 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 6,22 | 0,016 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 6,22 | 0,024 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 6,24 | 0,036 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 6,25 | 0,052 | | 6,20 | 0,01 | 0,0218 | 0,176 |
| T | 0,0252 | | 6,38 | 0,185 | | 6,20 | 0,01 | | |

| | | $\sigma_{in(l,k)}$ | | | | | | | | Z_r |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| 1 | 0,00 | 0,02 | 0,10 | 0,42 | 0,51 | 0,44 | 0,19 | 0,05 | 0,02 | |
| 2 | 0,01 | 0,06 | 0,33 | 0,46 | 0,46 | 0,21 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | |
| 3 | 0,10 | 0,40 | 0,31 | 0,30 | 0,16 | 0,06 | 0,02 | | | |
| 4 | 0,07 | 0,25 | 0,29 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,00 | 0,05 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | | | | | |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|--------------------|------------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|------|
| $i \backslash T^k$ | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | |
| 10 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,87 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,85 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 0,93 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,90 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,85 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 0,93 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,93 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,85 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 0,93 |
| 11 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,78 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,85 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,92 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 0,82 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,85 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,92 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 0,86 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,85 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,92 |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,81 | 0,68 | 1,00 | 0,96 | 0,91 | 0,85 | 1,00 | 0,97 | 0,93 | 0,91 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,85 | 0,73 | 1,00 | 0,96 | 0,91 | 0,85 | 1,00 | 0,97 | 0,93 | 0,91 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,78 | 1,00 | 0,96 | 0,91 | 0,85 | 1,00 | 0,97 | 0,93 | 0,91 |
| 13 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,82 | 0,53 | 0,40 | 1,00 | 0,95 | 0,89 | 0,86 | 1,00 | 0,96 | 0,92 | 0,90 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,83 | 0,55 | 0,42 | 1,00 | 0,95 | 0,89 | 0,86 | 1,00 | 0,96 | 0,92 | 0,90 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 0,57 | 0,45 | 1,00 | 0,95 | 0,89 | 0,86 | 1,00 | 0,96 | 0,92 | 0,90 |
| 14 | 300 | 1,00 | 0,96 | 0,75 | 0,39 | 0,25 | 0,99 | 0,93 | 0,87 | 0,86 | 0,99 | 0,96 | 0,90 | 0,88 |
| | 900 | 1,00 | 0,96 | 0,75 | 0,39 | 0,25 | 0,99 | 0,93 | 0,87 | 0,86 | 0,99 | 0,96 | 0,90 | 0,88 |
| | 2100 | 1,00 | 0,96 | 0,75 | 0,39 | 0,25 | 0,99 | 0,93 | 0,87 | 0,86 | 0,99 | 0,96 | 0,90 | 0,88 |
| 15 | 300 | 1,00 | 0,95 | 0,69 | 0,32 | 0,19 | 0,99 | 0,96 | 0,93 | 0,93 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 0,95 |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,75 | 0,36 | 0,21 | 0,99 | 0,97 | 0,94 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,96 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,79 | 0,40 | 0,23 | 0,99 | 0,97 | 0,94 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,96 |
| 16 | 300 | 1,00 | 0,89 | 0,55 | 0,25 | 0,16 | 0,93 | 0,79 | 0,72 | 0,71 | 0,97 | 0,89 | 0,82 | 0,80 |
| | 900 | 1,00 | 0,90 | 0,58 | 0,27 | 0,17 | 0,94 | 0,80 | 0,72 | 0,71 | 0,98 | 0,90 | 0,82 | 0,80 |
| | 2100 | 1,00 | 0,92 | 0,63 | 0,29 | 0,18 | 0,95 | 0,81 | 0,73 | 0,71 | 0,98 | 0,91 | 0,83 | 0,81 |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|----|-------------------|----------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|
| i | σ_0
T°K | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 |
| | | | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,83 | 0,73 | 0,54 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 |
| I7 | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,85 | 0,79 | 0,60 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,84 | 0,66 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| N8 | | | | | | | | | |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_i | σ_c | σ_{ln} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 4,00 | 0,005 | 1,80 | 2,19 | 0,75 | 0,054 | 0,0600 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 3,90 | 0,005 | 1,90 | 2,00 | 0,67 | 0,0071 | 0,0476 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 4,50 | 0,008 | 1,95 | 2,54 | 0,60 | 0,0086 | 0,0537 |
| 4 | 1;4-2,5 МЭВ | 0,57 | 5,60 | 0,010 | 1,80 | 3,79 | 0,50 | 0,0108 | 0,0718 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 7,00 | 0,030 | 0,95 | 6,02 | 0,39 | 0,0132 | 0,139 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 8,50 | 0,055 | 0,05 | 8,40 | 0,28 | 0,0156 | 0,190 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 9,00 | 0,070 | 0,03 | 8,90 | 0,17 | 0,0179 | 0,231 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 9,00 | 0,110 | | 8,89 | 0,09 | 0,0197 | 0,254 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 8,40 | 0,16 | | 8,24 | 0,05 | 0,0205 | 0,219 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 7,70 | 0,30 | | 7,40 | 0,03 | 0,0210 | 0,202 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 7,40 | 0,55 | | 6,85 | 0,02 | 0,0212 | 0,189 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 8,50 | 1,10 | | 7,40 | 0,01 | 0,0214 | 0,206 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 9,80 | 2,00 | | 7,80 | 0,01 | 0,0214 | 0,217 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 12,3 | 3,40 | | 8,90 | 0,01 | 0,0214 | 0,247 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 9,32 | 1,87 | | 7,45 | 0,01 | 0,0214 | 0,207 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 8,98 | 2,38 | | 6,60 | 0,01 | 0,0214 | 0,183 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 9,62 | 3,32 | | 6,30 | 0,01 | 0,0214 | 0,175 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 6,32 | 0,12 | | 6,20 | 0,01 | 0,0214 | 0,172 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 7,03 | 0,53 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 6,55 | 0,05 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 6,57 | 0,07 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 6,60 | 0,10 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 6,65 | 0,15 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 6,72 | 0,22 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 6,82 | 0,32 | | 6,50 | 0,01 | 0,0214 | 0,181 |
| T | 0,0252 | | 7,66 | 1,16 | | 6,50 | 0,01 | | |

| | | $\sigma_{in(i,k)}$ | | | | | | | | NB |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| I | 0,00 | 0,02 | 0,11 | 0,43 | 0,52 | 0,45 | 0,20 | 0,05 | 0,02 | |
| 2 | 0,02 | 0,08 | 0,40 | 0,50 | 0,55 | 0,24 | 0,09 | 0,02 | | |
| 3 | 0,15 | 0,45 | 0,50 | 0,40 | 0,31 | 0,11 | 0,03 | | | |
| 4 | 0,25 | 0,44 | 0,48 | 0,40 | 0,18 | 0,05 | | | | |
| 5 | 0,14 | 0,15 | 0,39 | 0,17 | 0,08 | 0,02 | | | | |
| 6 | 0,04 | 0,01 | | | | | | | | |
| 7 | 0,02 | 0,01 | | | | | | | | |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | | f_e | | | |
|---------------------|------------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|-------|------|------|--|
| $i \backslash T^0k$ | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10^2 | 10 | 0 | | |
| I0 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| II | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,90 | 0,80 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,90 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | |
| I2 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,76 | 0,62 | 1,00 | 0,96 | 0,88 | 0,80 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,93 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,75 | 1,00 | 0,97 | 0,94 | 0,86 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,96 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,84 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,89 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | |
| I3 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,89 | 0,60 | 0,40 | 1,00 | 0,94 | 0,76 | 0,70 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,89 | |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,70 | 0,53 | 1,00 | 0,96 | 0,81 | 0,72 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,91 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,80 | 0,64 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,77 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,94 | |
| I4 | 300 | 1,00 | 0,92 | 0,71 | 0,43 | 0,28 | 0,95 | 0,84 | 0,73 | 0,68 | 0,98 | 0,93 | 0,88 | 0,86 | |
| | 900 | 1,00 | 0,96 | 0,77 | 0,51 | 0,36 | 0,97 | 0,83 | 0,76 | 0,70 | 0,99 | 0,94 | 0,90 | 0,87 | |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,81 | 0,58 | 0,43 | 0,98 | 0,89 | 0,80 | 0,73 | 0,99 | 0,95 | 0,90 | 0,89 | |

| N _B | | f _c | | | | | f _t | | | | f _e | | | | |
|----------------|------------------|----------------|------|-----------------|-----------------|------|----------------|-----------------|-----------------|------|----------------|-----------------|-----------------|------|------|
| i | T ^o k | σ _o | ∞ | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 |
| I5 | 300 | 1,00 | 0,88 | 0,55 | 0,30 | 0,21 | | 0,89 | 0,75 | 0,70 | 0,67 | 0,96 | 0,88 | 0,84 | 0,83 |
| | 900 | 1,00 | 0,92 | 0,62 | 0,35 | 0,24 | | 0,93 | 0,77 | 0,71 | 0,68 | 0,97 | 0,90 | 0,84 | 0,83 |
| | 2100 | 1,00 | 0,94 | 0,66 | 0,39 | 0,27 | | 0,95 | 0,80 | 0,72 | 0,69 | 0,98 | 0,91 | 0,85 | 0,83 |
| I6 | 300 | 1,00 | 0,86 | 0,52 | 0,20 | 0,11 | | 0,89 | 0,77 | 0,71 | 0,69 | 0,98 | 0,95 | 0,93 | 0,92 |
| | 900 | 1,00 | 0,91 | 0,57 | 0,28 | 0,18 | | 0,92 | 0,79 | 0,72 | 0,69 | 0,98 | 0,95 | 0,93 | 0,92 |
| | 2100 | 1,00 | 0,92 | 0,60 | 0,33 | 0,24 | | 0,94 | 0,81 | 0,75 | 0,70 | 0,99 | 0,96 | 0,93 | 0,92 |
| I7 | 300 | 1,00 | 0,87 | 0,52 | 0,19 | 0,10 | | 0,89 | 0,74 | 0,67 | 0,65 | 0,98 | 0,97 | 0,96 | 0,96 |
| | 900 | 1,00 | 0,90 | 0,58 | 0,27 | 0,17 | | 0,92 | 0,77 | 0,67 | 0,65 | 0,99 | 0,97 | 0,96 | 0,96 |
| | 2100 | 1,00 | 0,92 | 0,59 | 0,35 | 0,20 | | 0,94 | 0,80 | 0,68 | 0,66 | 0,99 | 0,98 | 0,97 | 0,96 |
| I8 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,84 | 0,76 | 0,56 | | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,88 | 0,81 | 0,65 | | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,90 | 0,86 | 0,70 | | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I9 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,91 | 0,74 | 0,56 | | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 0,80 | 0,64 | | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,84 | 0,70 | | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| M_0 | | | | | | | | | |
|-------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|-------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| I | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 4,10 | 0,020 | 1,85 | 2,23 | 0,75 | 0,0052 | 0,059 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 3,90 | 0,007 | 1,92 | 1,97 | 0,65 | 0,0073 | 0,048 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 4,10 | 0,015 | 1,97 | 2,12 | 0,55 | 0,0094 | 0,049 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 5,40 | 0,020 | 1,65 | 3,73 | 0,46 | 0,0113 | 0,074 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 6,50 | 0,028 | 0,75 | 5,72 | 0,42 | 0,0121 | 0,121 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 8,00 | 0,042 | 0,15 | 7,81 | 0,31 | 0,0144 | 0,163 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 8,90 | 0,052 | 0,04 | 8,81 | 0,20 | 0,0167 | 0,213 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 9,00 | 0,070 | 0,00 | 8,93 | 0,11 | 0,0186 | 0,241 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 8,20 | 0,100 | | 8,10 | 0,07 | 0,0194 | 0,204 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 7,60 | 0,150 | | 7,45 | 0,04 | 0,0200 | 0,194 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 7,20 | 0,26 | | 6,94 | 0,02 | 0,0205 | 0,185 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 7,50 | 0,45 | | 7,05 | 0,01 | 0,0207 | 0,190 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 8,50 | 0,55 | | 7,95 | 0,01 | 0,0207 | 0,214 |
| 14 | 1,9-2,15 КэВ | 0,77 | 10,0 | 0,70 | | 9,30 | 0,01 | 0,0207 | 0,250 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 11,2 | 1,70 | | 9,50 | 0,01 | 0,0207 | 0,255 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 10,2 | 1,50 | | 8,70 | 0,01 | 0,0207 | 0,234 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 11,2 | 3,30 | | 7,90 | 0,01 | 0,0207 | 0,212 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 25,0 | 11,0 | | 14,0 | 0,01 | 0,0207 | 0,376 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 24,0 | 10,0 | | 14,0 | 0,01 | 0,0207 | 0,376 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 6,14 | 0,64 | | 5,50 | 0,01 | 0,0207 | 0,148 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 5,66 | 0,16 | | 5,50 | 0,01 | 0,0207 | 0,148 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 5,74 | 0,24 | | 5,50 | 0,01 | 0,0207 | 0,148 |
| 23 | 1,0-2,15 | 0,77 | 5,85 | 0,35 | | 5,50 | 0,01 | 0,0207 | 1,148 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 6,02 | 0,52 | | 5,50 | 0,01 | 0,0207 | 0,148 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 6,26 | 0,76 | | 5,50 | 0,01 | 0,0207 | 0,148 |
| T | 0,0252 | | 8,20 | 2,70 | | 5,50 | 0,01 | | |

| | | $O_{in}(i+k)$ | | | | | | | | M_o |
|------------------|------|---------------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| I | 0,00 | 0,02 | 0,11 | 0,43 | 0,56 | 0,46 | 0,20 | 0,05 | 0,02 | |
| 2 | 0,00 | 0,06 | 0,35 | 0,55 | 0,55 | 0,27 | 0,10 | 0,03 | 0,01 | |
| 3 | 0,10 | 0,40 | 0,42 | 0,54 | 0,33 | 0,14 | 0,03 | 0,01 | | |
| 4 | 0,16 | 0,40 | 0,50 | 0,30 | 0,20 | 0,07 | 0,02 | | | |
| 5 | 0,07 | 0,27 | 0,24 | 0,11 | 0,06 | | | | | |
| 6 | 0,05 | 0,08 | 0,02 | | | | | | | |
| 7 | 0,00 | 0,03 | 0,01 | | | | | | | |

| | | f_c | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|
| $i \backslash \sigma_o$ | | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 |
| I2 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,90 | 1,00 | 0,96 | 0,91 | 0,84 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,89 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,91 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,86 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,92 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,89 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,93 |
| I3 | 300 | 1,00 | 0,94 | 0,83 | 0,77 | 1,00 | 0,92 | 0,80 | 0,77 | 1,00 | 0,95 | 0,88 | 0,84 |
| | 900 | 1,00 | 0,96 | 0,86 | 0,79 | 1,00 | 0,93 | 0,83 | 0,78 | 1,00 | 0,98 | 0,90 | 0,85 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 0,82 | 1,00 | 0,94 | 0,86 | 0,79 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,86 |
| I4 | 300 | 0,98 | 0,88 | 0,69 | 0,62 | 0,98 | 0,84 | 0,70 | 0,67 | 0,98 | 0,94 | 0,84 | 0,79 |
| | 900 | 0,98 | 0,90 | 0,72 | 0,63 | 0,98 | 0,86 | 0,70 | 0,67 | 0,99 | 0,96 | 0,86 | 0,80 |
| | 2100 | 0,99 | 0,93 | 0,75 | 0,65 | 0,99 | 0,87 | 0,70 | 0,67 | 0,99 | 0,97 | 0,88 | 0,81 |
| I5 | 300 | 0,93 | 0,66 | 0,41 | 0,33 | 0,92 | 0,72 | 0,60 | 0,55 | 0,97 | 0,83 | 0,78 | 0,75 |
| | 900 | 0,95 | 0,72 | 0,43 | 0,34 | 0,93 | 0,72 | 0,60 | 0,56 | 0,98 | 0,85 | 0,79 | 0,75 |
| | 2100 | 0,97 | 0,77 | 0,47 | 0,38 | 0,93 | 0,73 | 0,61 | 0,56 | 0,99 | 0,89 | 0,80 | 0,76 |
| I6 | 300 | 0,88 | 0,59 | 0,36 | 0,28 | 0,96 | 0,88 | 0,85 | 0,84 | 0,99 | 0,97 | 0,96 | 0,95 |
| | 900 | 0,90 | 0,63 | 0,38 | 0,29 | 0,96 | 0,90 | 0,86 | 0,84 | 0,99 | 0,98 | 0,96 | 0,95 |
| | 2100 | 0,91 | 0,65 | 0,41 | 0,31 | 0,97 | 0,90 | 0,86 | 0,84 | 0,99 | 0,98 | 0,96 | 0,96 |

| Mo | | f _c | | | | f _t | | | | f _e | | | |
|----|----------------|-----------------|-----------------|------|------|-----------------|-----------------|------|------|-----------------|-----------------|------|------|
| i | σ _o | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 |
| | T°K | | | | | | | | | | | | |
| I7 | 300 | 0,80 | 0,40 | 0,18 | 0,11 | 0,83 | 0,61 | 0,54 | 0,52 | 0,94 | 0,81 | 0,74 | 0,73 |
| | 900 | 0,87 | 0,44 | 0,19 | 0,12 | 0,86 | 0,62 | 0,54 | 0,52 | 0,96 | 0,82 | 0,75 | 0,73 |
| | 2100 | 0,88 | 0,49 | 0,23 | 0,13 | 0,87 | 0,63 | 0,55 | 0,52 | 0,96 | 0,84 | 0,76 | 0,74 |
| I8 | 300 | 0,64 | 0,28 | 0,13 | 0,08 | 0,62 | 0,41 | 0,36 | 0,35 | 0,83 | 0,66 | 0,60 | 0,59 |
| | 900 | 0,68 | 0,30 | 0,14 | 0,09 | 0,64 | 0,42 | 0,36 | 0,35 | 0,85 | 0,67 | 0,60 | 0,59 |
| | 2100 | 0,70 | 0,32 | 0,17 | 0,10 | 0,69 | 0,42 | 0,37 | 0,35 | 0,86 | 0,68 | 0,62 | 0,60 |
| I9 | 300 | 0,61 | 0,24 | 0,11 | 0,06 | 0,49 | 0,24 | 0,18 | 0,16 | 0,70 | 0,45 | 0,33 | 0,30 |
| | 900 | 0,65 | 0,26 | 0,11 | 0,08 | 0,52 | 0,24 | 0,18 | 0,17 | 0,74 | 0,44 | 0,33 | 0,31 |
| | 2100 | 0,68 | 0,27 | 0,14 | 0,09 | 0,58 | 0,24 | 0,19 | 0,17 | 0,76 | 0,45 | 0,35 | 0,32 |

| T _a | | | | | | | | | |
|----------------|----------------|------|----------------|----------------|-----------------|----------------|----------------|----------------------|-------------------|
| i | E _n | ΔU | σ _t | σ _c | σ _{in} | σ _e | μ _e | ξ | σ _{b(e)} |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 5,0 | 0,01 | 2,50 | 2,49 | 0,83 | 0,0 ² 187 | 0,024 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 5,7 | 0,03 | 2,70 | 2,97 | 0,78 | 0,0 ² 242 | 0,024 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 6,8 | 0,04 | 2,80 | 3,96 | 0,70 | 0,0 ² 330 | 0,033 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 7,4 | 0,10 | 2,80 | 4,50 | 0,60 | 0,0 ² 440 | 0,035 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 7,5 | 0,14 | 2,25 | 5,11 | 0,45 | 0,0 ² 605 | 0,054 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 7,8 | 0,20 | 1,35 | 6,25 | 0,32 | 0,0 ² 748 | 0,068 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 8,0 | 0,27 | 0,60 | 7,13 | 0,19 | 0,0 ² 891 | 0,092 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 8,4 | 0,32 | 0,24 | 7,84 | 0,11 | 0,0 ² 979 | 0,111 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 9,0 | 0,45 | 0,07 | 8,48 | 0,05 | 0,0104 | 0,115 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 10,0 | 0,8 | 0,03 | 9,2 | 0,02 | 0,01078 | 0,129 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 12,0 | 1,5 | | 10,5 | 0,01 | 0,01089 | 0,148 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 15,0 | 2,9 | | 12,1 | 0,00 | 0,0110 | 0,173 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 19,0 | 5,3 | | 13,7 | 0,00 | 0,0110 | 0,196 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 25,0 | 9,6 | | 15,4 | 0,00 | 0,0110 | 0,220 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 34,0 | 16,7 | | 17,3 | 0,00 | 0,0110 | 0,247 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 47,0 | 28 | | 19 | 0,00 | 0,0110 | 0,272 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 64,0 | 32 | | 32 | 0,00 | 0,0110 | 0,457 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 64,0 | 32 | | 32 | 0,00 | 0,0110 | 0,457 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 157 | 104 | | 53 | 0,00 | 0,0110 | 0,757 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 123 | 111 | | 12,4 | 0,00 | 0,0110 | 0,177 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 23 | 16 | | 7,0 | 0,00 | 0,0110 | 0,100 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 520 | 483 | | 37,0 | 0,00 | 0,0110 | 0,529 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 10,2 | 4,2 | | 6,0 | 0,00 | 0,0110 | 0,086 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 10,9 | 4,9 | | 6,0 | 0,00 | 0,0110 | 0,086 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 12,4 | 6,4 | | 6,0 | 0,00 | 0,0110 | 0,086 |
| T | 0,0252 | | 27,0 | 21 | | 6,0 | | | |

| | | $\sigma_{in}(i,k)$ | | | | | | | | T_c |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| I | 0,00 | 0,02 | 0,16 | 0,59 | 0,73 | 0,62 | 0,26 | 0,09 | 0,03 | |
| 2 | 0,01 | 0,08 | 0,48 | 0,78 | 0,80 | 0,37 | 0,13 | 0,04 | 0,01 | |
| 3 | 0,03 | 0,30 | 0,73 | 0,95 | 0,52 | 0,19 | 0,07 | 0,01 | | |
| 4 | 0,14 | 0,56 | 1,04 | 0,67 | 0,28 | 0,08 | 0,03 | | | |
| 5 | 1,00 | 0,69 | 0,30 | 0,14 | 0,09 | 0,03 | | | | |
| 6 | 0,85 | 0,40 | 0,08 | 0,02 | | | | | | |
| 7 | 0,35 | 0,17 | 0,08 | | | | | | | |
| 8 | 0,17 | 0,04 | 0,02 | 0,01 | | | | | | |
| 9 | 0,06 | 0,01 | | | | | | | | |
| 10 | 0,02 | 0,01 | | | | | | | | |

| | | f_c | | | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|---------------------------|------------|--------|--------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--|
| $i \backslash T^{\circ}K$ | σ_c | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | |
| I0 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,91 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| II | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,83 | 0,75 | 1,00 | 0,96 | 0,90 | 0,89 | 1,00 | 0,97 | 0,95 | 0,92 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | 0,86 | 0,79 | 1,00 | 0,97 | 0,91 | 0,90 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,93 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 0,88 | 0,83 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | |
| I2 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,78 | 0,62 | 0,51 | 0,94 | 0,82 | 0,75 | 0,72 | 0,99 | 0,90 | 0,84 | 0,79 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,80 | 0,66 | 0,55 | 0,95 | 0,83 | 0,76 | 0,73 | 1,00 | 0,92 | 0,85 | 0,81 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,82 | 0,67 | 0,57 | 0,96 | 0,85 | 0,77 | 0,74 | 1,00 | 0,93 | 0,86 | 0,83 | |
| I3 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,91 | 0,65 | 0,40 | 0,35 | 0,88 | 0,64 | 0,55 | 0,52 | 0,96 | 0,81 | 0,66 | 0,60 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 0,67 | 0,43 | 0,37 | 0,90 | 0,66 | 0,57 | 0,53 | 0,97 | 0,82 | 0,67 | 0,62 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,68 | 0,45 | 0,40 | 0,92 | 0,70 | 0,60 | 0,55 | 0,98 | 0,83 | 0,69 | 0,64 | |
| I4 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,88 | 0,54 | 0,26 | 0,18 | 0,83 | 0,50 | 0,36 | 0,34 | 0,93 | 0,72 | 0,55 | 0,50 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,91 | 0,60 | 0,30 | 0,21 | 0,85 | 0,55 | 0,37 | 0,35 | 0,95 | 0,76 | 0,57 | 0,51 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,67 | 0,35 | 0,31 | 0,88 | 0,62 | 0,38 | 0,37 | 0,97 | 0,80 | 0,60 | 0,57 | |

| T_a | | f_c | | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------|------------------------------|--------|--------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|
| i | $\frac{\sigma_0}{T \cdot K}$ | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 |
| | | 15 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,86 | 0,50 | 0,22 | 0,15 | 0,80 | 0,43 | 0,30 | 0,28 | 0,89 | 0,66 |
| 900 | 1,00 | | 1,00 | 0,90 | 0,58 | 0,28 | 0,19 | 0,85 | 0,50 | 0,32 | 0,29 | 0,92 | 0,71 | 0,53 | 0,47 |
| 2100 | 1,00 | | 1,00 | 0,94 | 0,67 | 0,35 | 0,27 | 0,88 | 0,57 | 0,34 | 0,30 | 0,95 | 0,76 | 0,56 | 0,52 |
| 16 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,84 | 0,45 | 0,18 | 0,12 | 0,76 | 0,36 | 0,24 | 0,21 | 0,85 | 0,59 | 0,44 | 0,41 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,89 | 0,56 | 0,26 | 0,17 | 0,84 | 0,44 | 0,26 | 0,22 | 0,89 | 0,65 | 0,48 | 0,43 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 0,66 | 0,34 | 0,23 | 0,87 | 0,51 | 0,30 | 0,23 | 0,92 | 0,70 | 0,51 | 0,46 |
| 17 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,67 | 0,32 | 0,13 | 0,08 | 0,63 | 0,22 | 0,15 | 0,13 | 0,70 | 0,40 | 0,27 | 0,24 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,78 | 0,41 | 0,18 | 0,11 | 0,74 | 0,27 | 0,17 | 0,14 | 0,80 | 0,47 | 0,30 | 0,28 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,85 | 0,50 | 0,24 | 0,17 | 0,82 | 0,33 | 0,19 | 0,16 | 0,86 | 0,54 | 0,33 | 0,31 |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,69 | 0,32 | 0,13 | 0,08 | 0,48 | 0,22 | 0,15 | 0,12 | 0,55 | 0,31 | 0,24 | 0,23 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,74 | 0,39 | 0,18 | 0,12 | 0,55 | 0,25 | 0,16 | 0,13 | 0,59 | 0,33 | 0,25 | 0,24 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,80 | 0,48 | 0,25 | 0,17 | 0,61 | 0,29 | 0,18 | 0,15 | 0,65 | 0,35 | 0,27 | 0,25 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,90 | 0,41 | 0,15 | 0,07 | 0,06 | 0,22 | 0,11 | 0,09 | 0,06 | 0,46 | 0,23 | 0,17 | 0,15 |
| | 900 | 1,00 | 0,92 | 0,48 | 0,17 | 0,08 | 0,06 | 0,30 | 0,12 | 0,09 | 0,06 | 0,50 | 0,24 | 0,17 | 0,15 |
| | 2100 | 1,00 | 0,93 | 0,55 | 0,20 | 0,09 | 0,07 | 0,36 | 0,13 | 0,09 | 0,06 | 0,55 | 0,25 | 0,18 | 0,15 |
| 20 | 300 | 1,00 | 0,87 | 0,46 | 0,19 | 0,09 | 0,06 | 0,37 | 0,15 | 0,08 | 0,06 | 0,74 | 0,58 | 0,53 | 0,52 |
| | 900 | 1,00 | 0,87 | 0,56 | 0,21 | 0,09 | 0,06 | 0,42 | 0,16 | 0,08 | 0,06 | 0,77 | 0,59 | 0,53 | 0,52 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,71 | 0,25 | 0,10 | 0,06 | 0,51 | 0,18 | 0,09 | 0,07 | 0,80 | 0,61 | 0,53 | 0,52 |
| 21 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,59 | 0,48 | 0,83 | 0,78 | 0,57 | 0,49 | 0,87 | 0,84 | 0,62 | 0,52 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,59 | 0,48 | 0,83 | 0,78 | 0,57 | 0,49 | 0,87 | 0,84 | 0,62 | 0,52 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,59 | 0,48 | 0,83 | 0,78 | 0,57 | 0,49 | 0,87 | 0,84 | 0,62 | 0,52 |
| 22 | 300 | 0,87 | 0,65 | 0,24 | 0,07 | 0,03 | 0,02 | 0,10 | 0,04 | 0,02 | 0,02 | 0,39 | 0,23 | 0,19 | 0,18 |
| | 900 | 0,87 | 0,68 | 0,27 | 0,08 | 0,03 | 0,02 | 0,11 | 0,04 | 0,02 | 0,02 | 0,42 | 0,23 | 0,19 | 0,18 |
| | 2100 | 0,88 | 0,74 | 0,30 | 0,08 | 0,03 | 0,02 | 0,12 | 0,04 | 0,02 | 0,02 | 0,45 | 0,23 | 0,19 | 0,18 |

W

| l | En | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,46 | 4,90 | 0,015 | 2,33 | 2,33 | 0,83 | 0,0018 | 0,021 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,46 | 5,50 | 0,02 | 2,60 | 3,18 | 0,78 | 0,0024 | 0,026 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 6,10 | 0,04 | 2,85 | 4,11 | 0,70 | 0,0032 | 0,032 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 7,00 | 0,06 | 2,60 | 4,34 | 0,60 | 0,0043 | 0,033 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 7,00 | 0,09 | 2,25 | 4,16 | 0,44 | 0,0060 | 0,049 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 7,10 | 0,09 | 1,35 | 5,66 | 0,27 | 0,0079 | 0,065 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 8,00 | 0,11 | 0,45 | 7,44 | 0,16 | 0,0091 | 0,098 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 8,40 | 0,15 | 0,05 | 8,20 | 0,08 | 0,0099 | 0,118 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 9,00 | 0,22 | | 8,78 | 0,04 | 0,0104 | 0,119 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 9,80 | 0,33 | | 9,47 | 0,02 | 0,0106 | 0,130 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 12,0 | 0,50 | | 11,5 | 0,01 | 0,0107 | 0,160 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 17,0 | 0,80 | | 16,2 | 0,00 | 0,0108 | 0,227 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 24,0 | 1,4 | | 22,6 | 0,00 | 0,0108 | 0,317 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 35,0 | 2,6 | | 32,4 | 0,00 | 0,0108 | 0,455 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 49,0 | 5,0 | | 44 | 0,00 | 0,0108 | 0,617 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 295 | 9,0 | | 286 | 0,00 | 0,0108 | 4,01 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 114 | 23 | | 91 | 0,00 | 0,0108 | 1,28 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 23,0 | 9,0 | | 14 | 0,00 | 0,0108 | 0,196 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 148 | 85 | | 63 | 0,00 | 0,0108 | 0,864 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 1190 | 200 | | 990 | 0,00 | 0,0108 | 13,9 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 33,6 | 23 | | 10,6 | 0,00 | 0,0108 | 0,149 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 132 | 123 | | 8,8 | 0,00 | 0,0108 | 0,123 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 8,20 | 3,2 | | 5 | 0,00 | 0,0108 | 0,070 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 9,00 | 4,0 | | 5 | 0,00 | 0,0108 | 0,070 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 10,6 | 5,6 | | 5 | 0,00 | 0,0108 | 0,070 |
| T | 0,0252 | | 24,2 | 19,2 | | 5 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in}(i,k)$ | | | | | | | | | | | W |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| 1 | 0,00 | 0,02 | 0,10 | 0,51 | 0,74 | 0,72 | 0,32 | 0,10 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,01 | 0,09 | 0,54 | 0,72 | 0,75 | 0,34 | 0,11 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,09 | 0,16 | 0,65 | 0,88 | 0,55 | 0,20 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | | |
| 4 | 0,58 | 0,84 | 0,55 | 0,42 | 0,16 | 0,04 | 0,01 | | | | |
| 5 | 1,15 | 0,75 | 0,20 | 0,11 | 0,04 | | | | | | |
| 6 | 0,88 | 0,44 | 0,02 | 0,01 | | | | | | | |
| 7 | 0,15 | 0,27 | 0,03 | | | | | | | | |
| 8 | 0,00 | 0,03 | 0,02 | | | | | | | | |

| f_c | | | | | | | | | | | | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|------|-------|--|--|--|-------|--|--|--|
| $i \backslash \sigma_0$ | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | | | | | | | | | |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | | | | | | | | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | | | | | | | | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | | | | | | | | |
| 13 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,91 | 0,88 | 0,85 | 0,99 | 0,97 | 0,91 | 0,87 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 0,94 | | | | | | | | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,90 | 0,87 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,89 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,95 | | | | | | | | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,93 | 0,90 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,96 | | | | | | | | |
| 14 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,75 | 0,68 | 0,60 | 0,97 | 0,87 | 0,75 | 0,69 | 0,98 | 0,92 | 0,85 | 0,81 | | | | | | | | |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,81 | 0,73 | 0,63 | 0,98 | 0,89 | 0,78 | 0,72 | 0,98 | 0,95 | 0,87 | 0,83 | | | | | | | | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 0,88 | 0,78 | 0,67 | 0,98 | 0,90 | 0,81 | 0,75 | 1,00 | 0,98 | 0,90 | 0,85 | | | | | | | | |
| 15 | 300 | 1,00 | 0,95 | 0,76 | 0,52 | 0,40 | 0,32 | 0,89 | 0,68 | 0,50 | 0,40 | 0,95 | 0,81 | 0,68 | 0,58 | | | | | | | | |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,82 | 0,63 | 0,45 | 0,35 | 0,91 | 0,74 | 0,58 | 0,45 | 0,97 | 0,85 | 0,70 | 0,62 | | | | | | | | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,87 | 0,74 | 0,51 | 0,38 | 0,92 | 0,80 | 0,65 | 0,50 | 0,98 | 0,88 | 0,72 | 0,65 | | | | | | | | |
| 16 | 300 | 1,00 | 0,93 | 0,65 | 0,35 | 0,24 | 0,17 | 0,60 | 0,30 | 0,20 | 0,15 | 0,70 | 0,37 | 0,26 | 0,20 | | | | | | | | |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,72 | 0,45 | 0,28 | 0,19 | 0,70 | 0,37 | 0,23 | 0,17 | 0,76 | 0,48 | 0,29 | 0,21 | | | | | | | | |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,80 | 0,56 | 0,31 | 0,20 | 0,80 | 0,45 | 0,27 | 0,19 | 0,83 | 0,58 | 0,33 | 0,22 | | | | | | | | |
| 17 | 300 | 1,00 | 0,90 | 0,56 | 0,25 | 0,15 | 0,10 | 0,37 | 0,17 | 0,11 | 0,10 | 0,55 | 0,26 | 0,18 | 0,14 | | | | | | | | |
| | 900 | 1,00 | 0,90 | 0,58 | 0,26 | 0,16 | 0,11 | 0,38 | 0,18 | 0,11 | 0,10 | 0,56 | 0,27 | 0,18 | 0,14 | | | | | | | | |
| | 2100 | 1,00 | 0,91 | 0,59 | 0,28 | 0,17 | 0,11 | 0,39 | 0,19 | 0,12 | 0,10 | 0,57 | 0,28 | 0,18 | 0,14 | | | | | | | | |

| W | | f_c | | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|----|------------|----------|--------|--------|--------|-------|--------|--------|--------|-------|--------|--------|--------|-------|-------|
| i | σ_k | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 |
| | | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,80 | 0,36 | 0,17 | 0,14 | 0,71 | 0,47 | 0,20 | 0,18 | 0,86 | 0,65 | 0,55 | 0,53 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,84 | 0,38 | 0,18 | 0,15 | 0,76 | 0,48 | 0,20 | 0,19 | 0,88 | 0,67 | 0,56 | 0,54 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,88 | 0,43 | 0,20 | 0,17 | 0,81 | 0,49 | 0,21 | 0,19 | 0,90 | 0,68 | 0,57 | 0,55 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,71 | 0,32 | 0,19 | 0,17 | 0,52 | 0,22 | 0,13 | 0,10 | 0,73 | 0,37 | 0,25 | 0,23 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,75 | 0,35 | 0,20 | 0,18 | 0,58 | 0,24 | 0,14 | 0,11 | 0,77 | 0,39 | 0,26 | 0,23 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,83 | 0,38 | 0,22 | 0,19 | 0,65 | 0,26 | 0,15 | 0,12 | 0,84 | 0,42 | 0,27 | 0,24 |
| 20 | 300 | 1,00 | 0,73 | 0,31 | 0,096 | 0,042 | 0,039 | 0,14 | 0,033 | 0,018 | 0,016 | 0,29 | 0,092 | 0,044 | 0,035 |
| | 900 | 1,00 | 0,74 | 0,32 | 0,098 | 0,043 | 0,039 | 0,15 | 0,036 | 0,022 | 0,016 | 0,30 | 0,093 | 0,044 | 0,035 |
| | 2100 | 1,00 | 0,74 | 0,34 | 0,102 | 0,044 | 0,039 | 0,17 | 0,041 | 0,029 | 0,016 | 0,31 | 0,097 | 0,045 | 0,035 |
| 21 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,84 | 0,41 | 0,19 | 0,15 | 0,81 | 0,49 | 0,39 | 0,38 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,46 | 0,21 | 0,15 | 0,86 | 0,55 | 0,40 | 0,38 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | 0,53 | 0,23 | 0,16 | 0,92 | 0,58 | 0,42 | 0,39 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 22 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,65 | 0,21 | 0,085 | 0,060 | 0,42 | 0,13 | 0,10 | 0,08 | 0,87 | 0,70 | 0,65 | 0,64 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,75 | 0,22 | 0,087 | 0,062 | 0,51 | 0,13 | 0,10 | 0,08 | 0,91 | 0,71 | 0,65 | 0,64 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,83 | 0,25 | 0,090 | 0,063 | 0,59 | 0,13 | 0,10 | 0,08 | 0,94 | 0,72 | 0,65 | 0,64 |

| R_e | | | | | | | | | |
|-------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 5,00 | 0,007 | 2,55 | 2,44 | 0,83 | 0,0018 | 0,023 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 6,00 | 0,010 | 2,60 | 3,39 | 0,78 | 0,0024 | 0,027 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 6,50 | 0,015 | 2,65 | 3,84 | 0,70 | 0,0032 | 0,030 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 7,00 | 0,030 | 2,60 | 4,37 | 0,60 | 0,0043 | 0,033 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 7,00 | 0,050 | 2,25 | 4,70 | 0,44 | 0,0060 | 0,049 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 7,50 | 0,090 | 1,35 | 6,06 | 0,27 | 0,0078 | 0,068 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 8,00 | 0,180 | 0,45 | 7,37 | 0,16 | 0,0090 | 0,096 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 9,00 | 0,35 | 0,05 | 8,60 | 0,08 | 0,0098 | 0,122 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 10,0 | 0,70 | | 9,30 | 0,04 | 0,0103 | 0,124 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 12,0 | 1,40 | | 10,6 | 0,02 | 0,0105 | 0,144 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 15,0 | 2,50 | | 12,5 | 0,01 | 0,0106 | 0,172 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 25,0 | 4,00 | | 21,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,292 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 40,0 | 7,00 | | 33,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,459 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 50,0 | 12,0 | | 38,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,528 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 60,0 | 22,0 | | 38,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,528 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 90,0 | 50,0 | | 40,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,556 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 100 | 55,0 | | 45,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,625 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 85,0 | 47,0 | | 38,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,528 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 71,0 | 50,0 | | 21,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,292 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 74,0 | 58,0 | | 16,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,222 |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 95,0 | 79,0 | | 16,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,222 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 680 | 600 | | 80,0 | 0,00 | 0,0107 | I, II |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 785 | 700 | | 85,0 | 0,00 | 0,0107 | I, I8 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 40,0 | 25,0 | | 15,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,208 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 43,0 | 28,0 | | 15,0 | 0,00 | 0,0107 | 0,208 |
| T | 0,0252 | | 100 | 86,0 | | 14,0 | 0,00 | | |

| | | $\sigma_{in(i,k)}$ | | | | | | | | Re |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| 1 | 0,00 | 0,02 | 0,10 | 0,51 | 0,74 | 0,72 | 0,33 | 0,10 | 0,03 | |
| 2 | 0,01 | 0,09 | 0,54 | 0,72 | 0,75 | 0,34 | 0,11 | 0,04 | | |
| 3 | 0,07 | 0,20 | 0,62 | 0,90 | 0,55 | 0,22 | 0,07 | 0,02 | | |
| 4 | 0,30 | 0,38 | 0,84 | 0,67 | 0,29 | 0,09 | 0,03 | | | |
| 5 | 0,70 | 1,10 | 0,34 | 0,08 | 0,03 | | | | | |
| 6 | 0,63 | 0,57 | 0,12 | 0,03 | | | | | | |
| 7 | 0,12 | 0,25 | 0,08 | | | | | | | |
| 8 | 0,00 | 0,02 | 0,03 | | | | | | | |

| | | f_c | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|--------|----------|--------|--------|--------|----------|--------|--------|--------|------|
| $i \backslash \sigma_k$ | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 13 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,80 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 14 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,88 | 0,65 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,87 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,92 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,90 | 0,67 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,92 | 0,70 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 |
| 15 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,80 | 0,50 | 1,00 | 0,96 | 0,89 | 0,68 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,81 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,85 | 0,60 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,74 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,85 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,90 | 0,67 | 1,00 | 1,00 | 0,92 | 0,80 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,88 |
| 16 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,75 | 0,40 | 1,00 | 0,95 | 0,77 | 0,66 | 1,00 | 1,00 | 0,85 | 0,75 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,80 | 0,50 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,70 | 1,00 | 1,00 | 0,87 | 0,79 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,87 | 0,60 | 1,00 | 0,99 | 0,88 | 0,75 | 1,00 | 1,00 | 0,90 | 0,83 |
| 17 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,67 | 0,32 | 1,00 | 0,92 | 0,65 | 0,50 | 1,00 | 0,98 | 0,75 | 0,65 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,78 | 0,41 | 1,00 | 0,95 | 0,72 | 0,60 | 1,00 | 1,00 | 0,81 | 0,70 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,85 | 0,50 | 1,00 | 0,98 | 0,79 | 0,70 | 1,00 | 1,00 | 0,86 | 0,75 |

| R_e | | f_c | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------|------------|----------|--------|--------|--------|----------|--------|--------|--------|----------|--------|--------|--------|
| i | σ_k | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,95 | 0,63 | 0,32 | 1,00 | 0,89 | 0,56 | 0,32 | 1,00 | 0,96 | 0,73 | 0,55 |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,69 | 0,39 | 1,00 | 0,92 | 0,66 | 0,35 | 1,00 | 0,97 | 0,78 | 0,59 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,75 | 0,48 | 1,00 | 0,94 | 0,72 | 0,40 | 1,00 | 0,97 | 0,81 | 0,63 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,93 | 0,55 | 0,27 | 1,00 | 0,86 | 0,49 | 0,32 | 1,00 | 0,97 | 0,84 | 0,74 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,62 | 0,31 | 1,00 | 0,89 | 0,59 | 0,34 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 0,76 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,67 | 0,36 | 1,00 | 0,91 | 0,66 | 0,36 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,77 |
| 20 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,69 | 0,42 | 1,00 | 0,94 | 0,63 | 0,39 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,90 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,75 | 0,49 | 1,00 | 0,95 | 0,74 | 0,45 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,91 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,79 | 0,59 | 1,00 | 0,96 | 0,80 | 0,54 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,93 |
| 21 | 300 | 1,00 | 0,92 | 0,56 | 0,27 | 1,00 | 0,86 | 0,48 | 0,29 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | 0,89 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,62 | 0,31 | 1,00 | 0,90 | 0,55 | 0,30 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,90 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,68 | 0,36 | 1,00 | 0,91 | 0,65 | 0,32 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,90 |
| 22 | 300 | 1,00 | 0,65 | 0,25 | 0,18 | 1,00 | 0,46 | 0,16 | 0,06 | 1,00 | 0,68 | 0,34 | 0,28 |
| | 900 | 1,00 | 0,66 | 0,26 | 0,19 | 1,00 | 0,47 | 0,17 | 0,06 | 1,00 | 0,69 | 0,35 | 0,28 |
| | 2100 | 1,00 | 0,73 | 0,29 | 0,20 | 1,00 | 0,55 | 0,18 | 0,06 | 1,00 | 0,75 | 0,37 | 0,29 |
| 23 | 300 | 1,00 | 0,62 | 0,21 | 0,12 | 1,00 | 0,43 | 0,13 | 0,05 | 1,00 | 0,68 | 0,33 | 0,25 |
| | 900 | 1,00 | 0,63 | 0,22 | 0,12 | 1,00 | 0,43 | 0,13 | 0,05 | 1,00 | 0,69 | 0,33 | 0,26 |
| | 2100 | 1,00 | 0,70 | 0,24 | 0,12 | 1,00 | 0,51 | 0,13 | 0,05 | 1,00 | 0,74 | 0,36 | 0,26 |

P_8

| i | E_n | ΔU | σ_c | σ_c | σ_u | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|------------|------------|---------|--------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 5,50 | 0,000 | 2,50 | 3,00 | 0,84 | 0,0015 | 0,023 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 7,20 | 0,000 | 2,10 | 5,10 | 0,76 | 0,0023 | 0,040 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 7,50 | 0,001 | 1,23 | 6,27 | 0,52 | 0,0046 | 0,071 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 5,90 | 0,001 | 0,55 | 5,35 | 0,31 | 0,0066 | 0,062 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 5,70 | 0,003 | 0,29 | 5,41 | 0,20 | 0,0077 | 0,073 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 5,70 | 0,004 | 0,01 | 5,69 | 0,13 | 0,0084 | 0,069 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 7,40 | 0,006 | | 7,39 | 0,14 | 0,0083 | 0,089 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 9,80 | 0,006 | | 9,79 | 0,10 | 0,0086 | 0,122 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 10,7 | 0,005 | | 10,7 | 0,05 | 0,0091 | 0,126 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 10,2 | 0,004 | | 10,2 | 0,02 | 0,0094 | 0,125 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 10,7 | 0,002 | | 10,7 | 0,01 | 0,0095 | 0,132 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 11,0 | 0,001 | | 11,0 | 0,00 | 0,0096 | 0,137 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 11,0 | 0,001 | | 11,0 | 0,00 | 0,0096 | 0,137 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 11,0 | 0,001 | | 11,0 | 0,00 | 0,0096 | 0,137 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 11,1 | 0,001 | | 11,1 | 0,00 | 0,0096 | 0,138 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 11,2 | 0,002 | | 11,2 | 0,00 | 0,0096 | 0,140 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,002 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,003 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,005 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,007 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 21 | 4,65-10 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,010 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,015 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,022 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,033 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 11,3 | 0,048 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |
| T | 0,0252 | | 11,5 | 0,170 | | 11,3 | 0,00 | 0,0096 | 0,141 |

| $\sigma_{in(i,i+k)}$ | | | | | | | | | | Db |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|----|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| 1 | 0,01 | 0,09 | 0,35 | 0,83 | 0,78 | 0,55 | 0,20 | 0,07 | 0,02 | |
| 2 | 0,06 | 0,26 | 0,61 | 0,55 | 0,40 | 0,15 | 0,05 | 0,02 | | |
| 3 | 0,21 | 0,35 | 0,27 | 0,24 | 0,11 | 0,04 | 0,01 | | | |
| 4 | 0,15 | 0,26 | 0,10 | 0,04 | | | | | | |
| 5 | 0,00 | 0,13 | 0,11 | 0,04 | 0,01 | | | | | |
| 6 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,01 | | | | | | |

| $i \backslash \sigma_0$ | f_c | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|------|------|----------|--------|------|------|----------|--------|------|------|
| | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 | ∞ | 10^2 | 10 | 0 |
| 3 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 4 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| 5 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,89 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,94 |
| 6 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,91 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,94 |
| 7 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 |

Bi

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| I | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 5,30 | 0,001 | 2,50 | 2,80 | 0,82 | 0,0017 | 0,024 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 7,20 | 0,001 | 2,15 | 5,05 | 0,72 | 0,0027 | 0,046 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 7,40 | 0,0015 | 1,25 | 6,15 | 0,50 | 0,0048 | 0,073 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 6,00 | 0,002 | 0,53 | 5,47 | 0,31 | 0,0066 | 0,063 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 5,00 | 0,0025 | 0,10 | 4,90 | 0,21 | 0,0075 | 0,064 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 6,00 | 0,0025 | 0,00 | 6,00 | 0,14 | 0,0082 | 0,071 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 7,50 | 0,0025 | | 7,50 | 0,10 | 0,0086 | 0,093 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 9,00 | 0,0025 | | 9,00 | 0,07 | 0,0088 | 0,115 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 10,0 | 0,002 | | 10,0 | 0,05 | 0,0090 | 0,117 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 11,5 | 0,002 | | 11,5 | 0,02 | 0,0093 | 0,139 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 16,0 | 0,002 | | 16,0 | 0,00 | 0,0095 | 0,197 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 9,5 | 0,005 | | 9,5 | 0,00 | 0,0095 | 0,117 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 17,5 | 0,023 | | 17,5 | 0,00 | 0,0095 | 0,216 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 9,5 | 0,0015 | | 9,5 | 0,00 | 0,0095 | 0,117 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 220 | 0,190 | | 220 | 0,00 | 0,0095 | 2,71 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 8,80 | 0,0007 | | 8,80 | 0,00 | 0,0095 | 0,109 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0006 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0007 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0010 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0014 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0021 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0030 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 9,00 | 0,0044 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 9,01 | 0,0065 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 9,01 | 0,0095 | | 9,00 | 0,00 | 0,0095 | 0,111 |
| T | 0,0252 | | 9,03 | 0,034 | | 9,00 | 0,00 | | |

| | | $O_{in(i+k)}$ | | | | | | B_i | |
|------------------|------|---------------|------|------|------|------|------|-------|------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 1 | 0,00 | 0,05 | 0,25 | 0,75 | 0,84 | 0,66 | 0,26 | 0,10 | 0,03 |
| 2 | 0,04 | 0,24 | 0,60 | 0,60 | 0,43 | 0,18 | 0,05 | 0,01 | |
| 3 | 0,10 | 0,74 | 0,18 | 0,14 | 0,06 | 0,02 | 0,01 | | |
| 4 | 0,08 | 0,24 | 0,17 | 0,03 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,00 | 0,06 | 0,03 | 0,01 | | | | | |

| | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--|
| $i \backslash \sigma_i$ | ∞ | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | |
| 5 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 0,98 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | |
| 6 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,0 | 0,97 | 0,85 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | |
| 7 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,78 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | |
| 8 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,89 | 0,70 | 1,00 | 1,0 | 0,93 | 0,81 | |
| 9 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,81 | 0,62 | 1,00 | 0,99 | 0,86 | 0,74 | |
| 10 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,81 | 0,71 | 0,56 | 0,99 | 0,95 | 0,79 | 0,67 | |
| 11 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,87 | 0,71 | 0,61 | 0,48 | 0,98 | 0,90 | 0,71 | 0,61 | |
| 12 | 1,00 | 0,95 | 0,78 | 0,65 | 0,62 | 0,97 | 0,92 | 0,89 | 0,87 | 0,99 | 0,95 | 0,91 | 0,90 | |
| 13 | 1,00 | 0,80 | 0,42 | 0,21 | 0,18 | 0,83 | 0,61 | 0,49 | 0,44 | 0,90 | 0,70 | 0,56 | 0,51 | |
| 14 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 15 | 1,00 | 0,62 | 0,26 | 0,13 | 0,10 | 0,58 | 0,38 | 0,29 | 0,24 | 0,71 | 0,47 | 0,35 | 0,30 | |

T_h^{232}

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | V | σ_0 | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 6,30 | 0,32 | 3,03 | 0,11 | 2,47 | 3,50 | 0,84 | 0,0014 | 0,025 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 7,50 | 0,15 | 2,64 | 0,02 | 2,93 | 4,10 | 0,80 | 0,0017 | 0,025 |
| 3 | 2,5- 4,0 МэВ | 0,48 | 7,70 | 0,13 | 2,43 | 0,04 | 3,05 | 4,50 | 0,71 | 0,0025 | 0,028 |
| 4 | 1,4- 2,5 МэВ | 0,57 | 6,70 | 0,08 | 2,21 | 0,08 | 2,64 | 3,90 | 0,53 | 0,0040 | 0,028 |
| 5 | 0,8- 1,4 МэВ | 0,57 | 6,90 | 0,00 | | 0,14 | 2,16 | 4,60 | 0,42 | 0,0050 | 0,040 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 7,60 | | | 0,17 | 1,60 | 5,83 | 0,33 | 0,0058 | 0,049 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 9,70 | | | 0,19 | 1,00 | 8,51 | 0,21 | 0,0068 | 0,084 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 11,5 | | | 0,27 | 0,50 | 10,7 | 0,12 | 0,0076 | 0,118 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 12,7 | | | 0,42 | 0,17 | 12,1 | 0,07 | 0,0080 | 0,126 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 13,6 | | | 0,56 | | 13,0 | 0,04 | 0,0083 | 0,140 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 14,5 | | | 0,75 | | 13,7 | 0,02 | 0,0084 | 0,149 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 15,0 | | | 1,35 | | 13,6 | 0,01 | 0,0085 | 0,150 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 16,0 | | | 2,10 | | 13,9 | 0,00 | 0,0086 | 0,155 |
| 14 | 1,0 -2,15 КэВ | 0,77 | 18,0 | | | 3,30 | | 14,7 | 0,00 | 0,0086 | 0,164 |
| 15 | 465 - 1000 эВ | 0,77 | 23,0 | | | 5,00 | | 18,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,201 |
| 16 | 215 - 465 эВ | 0,77 | 33,0 | | | 11,0 | | 22,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,246 |
| 17 | 100 - 215 эВ | 0,77 | 41,0 | | | 19,0 | | 22,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,246 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 60,0 | | | 28,0 | | 32,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,357 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 64,0 | | | 47,0 | | 17,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,190 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 23,5 | | | 12,0 | | 11,5 | 0,00 | 0,0086 | 0,128 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 12,5 | | | 0,46 | | 12,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,134 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 12,7 | | | 0,67 | | 12,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,134 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 13,0 | | | 0,99 | | 12,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,134 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 13,5 | | | 1,45 | | 12,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,134 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 14,1 | | | 2,11 | | 12,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,134 |
| T | 0,0252 | | 19,6 | | | 7,56 | | 12,0 | 0,00 | | |

| | | $\sigma_{in}(l,k)$ | | | | | | | | | | Th^{232} |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|--|------------|
| $l \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | | |
| I | 0,00 | 0,02 | 0,14 | 0,57 | 0,91 | 1,03 | 0,5 | 0,22 | 0,06 | 0,02 | | |
| 2 | 0,02 | 0,11 | 0,47 | 0,83 | 0,85 | 0,45 | 0,14 | 0,05 | 0,01 | | | |
| 3 | 0,06 | 0,34 | 0,77 | 0,99 | 0,55 | 0,23 | 0,07 | 0,02 | | | | |
| 4 | 0,19 | 0,90 | 1,02 | 0,36 | 0,12 | 0,04 | 0,0 | | | | | |
| 5 | 1,00 | 0,70 | 0,31 | 0,11 | 0,03 | 0,01 | | | | | | |
| 6 | 1,25 | 0,33 | 0,02 | 0,00 | 0,00 | | | | | | | |
| 7 | 0,68 | 0,30 | 0,02 | 0,00 | | | | | | | | |
| 8 | 0,27 | 0,23 | 0,00 | | | | | | | | | |
| 9 | 0,06 | 0,08 | 0,03 | | | | | | | | | |

| Th^{232} | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-------------------------|----------|--------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|------|------|------|
| $l \backslash \sigma_c$ | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10 | 10 | 0 |
| 9 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 10 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,95 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 11 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 0,86 | 0,78 | 1,00 | 0,98 | 0,94 | 0,92 | 1,00 | 0,99 | 0,97 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,88 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,72 | 0,61 | 0,99 | 0,94 | 0,85 | 0,76 | 0,99 | 0,97 | 0,92 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,82 | 0,73 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,78 | 1,00 | 0,99 | 0,95 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,87 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,82 | 1,00 | 1,00 | 0,98 |
| 13 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,80 | 0,54 | 0,43 | 0,97 | 0,86 | 0,73 | 0,65 | 0,99 | 0,93 | 0,84 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 0,64 | 0,51 | 0,99 | 0,90 | 0,76 | 0,68 | 0,99 | 0,96 | 0,88 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,74 | 0,62 | 1,00 | 0,95 | 0,80 | 0,71 | 1,00 | 0,99 | 0,92 |
| 14 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,62 | 0,35 | 0,27 | 0,93 | 0,73 | 0,63 | 0,58 | 0,98 | 0,86 | 0,75 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,72 | 0,42 | 0,35 | 0,97 | 0,78 | 0,64 | 0,60 | 0,99 | 0,89 | 0,78 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,82 | 0,53 | 0,44 | 1,00 | 0,83 | 0,65 | 0,62 | 1,00 | 0,94 | 0,82 |

| Th ²³² | | f _c | | | | | | f _t | | | | f _e | | | |
|-------------------|-----------------------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------|-------|-----------------|-----------------|------|------|-----------------|-----------------|------|------|
| | | ∞ | 10 ⁴ | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 | 10 ³ | 10 ² | 10 | 0 |
| i | σ ₀
T°K | | | | | | | | | | | | | | |
| I5 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,45 | 0,19 | 0,14 | 0,86 | 0,59 | 0,51 | 0,46 | 0,94 | 0,78 | 0,66 | 0,60 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,55 | 0,25 | 0,19 | 0,91 | 0,62 | 0,52 | 0,47 | 0,97 | 0,80 | 0,69 | 0,62 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,64 | 0,32 | 0,23 | 0,96 | 0,65 | 0,53 | 0,49 | 0,99 | 0,86 | 0,73 | 0,64 |
| I6 | 300 | 1,00 | 0,93 | 0,62 | 0,26 | 0,12 | 0,085 | 0,70 | 0,45 | 0,32 | 0,21 | 0,74 | 0,56 | 0,49 | 0,41 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,72 | 0,33 | 0,16 | 0,11 | 0,78 | 0,46 | 0,33 | 0,25 | 0,77 | 0,57 | 0,49 | 0,42 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,81 | 0,40 | 0,19 | 0,14 | 0,90 | 0,55 | 0,34 | 0,26 | 0,82 | 0,63 | 0,50 | 0,43 |
| I7 | 300 | 1,00 | 0,89 | 0,45 | 0,17 | 0,079 | 0,059 | 0,58 | 0,31 | 0,28 | 0,22 | 0,70 | 0,55 | 0,50 | 0,45 |
| | 900 | 1,00 | 0,93 | 0,51 | 0,20 | 0,10 | 0,070 | 0,67 | 0,33 | 0,29 | 0,22 | 0,75 | 0,57 | 0,50 | 0,47 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,60 | 0,24 | 0,13 | 0,078 | 0,72 | 0,35 | 0,30 | 0,23 | 0,80 | 0,59 | 0,52 | 0,49 |
| I8 | 300 | 1,00 | 0,78 | 0,28 | 0,097 | 0,045 | 0,038 | 0,32 | 0,20 | 0,18 | 0,15 | 0,49 | 0,38 | 0,34 | 0,32 |
| | 900 | 1,00 | 0,84 | 0,30 | 0,11 | 0,050 | 0,043 | 0,35 | 0,21 | 0,18 | 0,16 | 0,49 | 0,38 | 0,35 | 0,33 |
| | 2100 | 1,00 | 0,88 | 0,33 | 0,12 | 0,056 | 0,046 | 0,37 | 0,21 | 0,18 | 0,16 | 0,50 | 0,39 | 0,35 | 0,34 |
| I9 | 300 | 1,00 | 0,83 | 0,30 | 0,11 | 0,051 | 0,038 | 0,45 | 0,25 | 0,23 | 0,20 | 0,79 | 0,68 | 0,65 | 0,62 |
| | 900 | 1,00 | 0,87 | 0,32 | 0,11 | 0,055 | 0,039 | 0,50 | 0,28 | 0,24 | 0,20 | 0,83 | 0,69 | 0,66 | 0,62 |
| | 2100 | 1,00 | 0,92 | 0,35 | 0,12 | 0,058 | 0,041 | 0,55 | 0,32 | 0,26 | 0,21 | 0,86 | 0,70 | 0,66 | 0,63 |
| 20 | 300 | 1,00 | 0,85 | 0,32 | 0,12 | 0,056 | 0,040 | 0,58 | 0,48 | 0,47 | 0,45 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 |
| | 900 | 1,00 | 0,92 | 0,38 | 0,14 | 0,062 | 0,042 | 0,62 | 0,51 | 0,47 | 0,46 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 |
| | 2100 | 1,00 | 0,94 | 0,42 | 0,16 | 0,067 | 0,044 | 0,66 | 0,54 | 0,48 | 0,46 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 |

U^{233}

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | ν | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|-------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 6,30 | 2,10 | 3,37 | 0,01 | 0,69 | 3,50 | 0,85 | 0,0013 | 0,023 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 7,40 | 1,60 | 3,02 | 0,02 | 1,48 | 4,30 | 0,80 | 0,0017 | 0,025 |
| 3 | 2,5- 4,0 МэВ | 0,48 | 7,70 | 1,85 | 2,78 | 0,03 | 1,32 | 4,50 | 0,71 | 0,0025 | 0,028 |
| 4 | 1,4- 2,5 МэВ | 0,57 | 7,00 | 1,93 | 2,63 | 0,04 | 1,13 | 3,90 | 0,55 | 0,0039 | 0,027 |
| 5 | 0,8- 1,4 МэВ | 0,57 | 6,60 | 1,93 | 2,58 | 0,07 | 0,90 | 3,70 | 0,45 | 0,0047 | 0,030 |
| 6 | 0,4- 0,8 МэВ | 0,69 | 7,40 | 2,05 | 2,54 | 0,12 | 0,66 | 4,57 | 0,35 | 0,0056 | 0,037 |
| 7 | 0,2- 0,4 МэВ | 0,69 | 9,20 | 2,30 | 2,51 | 0,20 | 0,40 | 6,30 | 0,23 | 0,0066 | 0,060 |
| 8 | 0,1- 0,2 МэВ | 0,69 | 10,6 | 2,40 | 2,50 | 0,26 | 0,29 | 7,65 | 0,13 | 0,0075 | 0,083 |
| 9 | 46,5- 100 КэВ | 0,77 | 12,1 | 2,80 | 2,49 | 0,34 | 0,12 | 8,84 | 0,07 | 0,0080 | 0,092 |
| 10 | 21,5- 46,5 КэВ | 0,77 | 13,2 | 3,50 | 2,49 | 0,60 | | 9,10 | 0,04 | 0,0082 | 0,097 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 15,0 | 4,60 | 2,49 | 0,85 | | 9,50 | 0,02 | 0,0084 | 0,104 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 17,3 | 6,60 | 2,49 | 1,40 | | 9,30 | 0,01 | 0,0085 | 0,103 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 20,5 | 7,70 | 2,49 | 1,80 | | 11,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,123 |
| 14 | 1,0 -2,15 КэВ | 0,77 | 23,0 | 8,80 | 2,49 | 2,20 | | 12,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,134 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 28,5 | 12 | 2,49 | 3,50 | | 13,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,145 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 35,4 | 16 | 2,49 | 6,40 | | 13,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,145 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 48 | 25 | 2,49 | 10,0 | | 13,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,145 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 57 | 32 | 2,49 | 12,0 | | 13,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,145 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 94 | 65 | 2,49 | 16,0 | | 13,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,145 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 154 | 110 | 2,49 | 31 | | 13,0 | 0,00 | 0,0086 | 0,145 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 128 | 94 | 2,49 | 22 | | 12,5 | 0,00 | 0,0086 | 0,140 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 177 | 126 | 2,49 | 39 | | 12,5 | 0,00 | 0,0086 | 0,140 |
| 23 | 1,0 -2,15 эВ | 0,77 | 422 | 350 | 2,49 | 60 | | 12,5 | 0,00 | 0,0086 | 0,140 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 147 | 124 | 2,49 | 10,5 | | 12,5 | 0,00 | 0,0086 | 0,140 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 191 | 165 | 2,49 | 14 | | 12,5 | 0,00 | 0,0086 | 0,140 |
| T | 0,0252 | | 590 | 525 | 2,49 | 53 | | 12,5 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in}(i,i+k)$ | | | | | | | | | | | U^{233} |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| 1 | 0,00 | 0,00 | 0,04 | 0,16 | 0,28 | 0,34 | 0,20 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,01 | 0,06 | 0,23 | 0,42 | 0,41 | 0,22 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,05 | 0,16 | 0,32 | 0,41 | 0,24 | 0,10 | 0,03 | 0,01 | | | |
| 4 | 0,08 | 0,19 | 0,42 | 0,27 | 0,12 | 0,04 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,20 | 0,33 | 0,22 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | | | | | |
| 6 | 0,29 | 0,25 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | | | | | | |
| 7 | 0,23 | 0,12 | 0,03 | 0,02 | | | | | | | |
| 8 | 0,17 | 0,12 | | | | | | | | | |
| 9 | 0,06 | 0,04 | 0,02 | | | | | | | | |

| U^{233} | | f_t | | | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | |
|--------------|------------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|------|------|--------|------|------|
| $T^{\circ}K$ | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 |
| 11 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 13 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,92 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,90 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 14 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,88 | 1,00 | 0,97 | 0,88 | 0,85 | 0,99 | 0,94 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,92 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,90 | 1,00 | 0,96 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,95 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 15 | 300 | 0,99 | 0,95 | 0,87 | 0,84 | 0,99 | 0,93 | 0,83 | 0,78 | 0,95 | 0,86 | 0,84 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,88 | 1,00 | 0,96 | 0,87 | 0,82 | 0,98 | 0,92 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,92 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,87 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 16 | 300 | 0,98 | 0,92 | 0,82 | 0,78 | 0,98 | 0,88 | 0,75 | 0,70 | 0,89 | 0,79 | 0,75 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,85 | 0,81 | 1,00 | 0,91 | 0,78 | 0,74 | 0,95 | 0,85 | 0,82 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 0,84 | 1,00 | 0,94 | 0,81 | 0,78 | 0,99 | 0,91 | 0,89 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 17 | 300 | 0,96 | 0,87 | 0,76 | 0,71 | 0,96 | 0,84 | 0,69 | 0,63 | 0,82 | 0,70 | 0,65 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,99 | 0,90 | 0,80 | 0,75 | 0,99 | 0,87 | 0,73 | 0,68 | 0,88 | 0,76 | 0,72 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,93 | 0,84 | 0,79 | 1,00 | 0,90 | 0,77 | 0,72 | 0,95 | 0,82 | 0,79 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| U^{233} | | f_f | | | | f_c | | | | f_e | | | f_a | | |
|-----------|--------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|------|--------|------|------|
| i | $T^{\circ}K$ | f_f | | | | f_c | | | | f_e | | | f_a | | |
| | | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | |
| 18 | 300 | 0,94 | 0,82 | 0,70 | 0,64 | 0,94 | 0,78 | 0,62 | 0,56 | 0,74 | 0,50 | 0,55 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,97 | 0,86 | 0,73 | 0,67 | 0,97 | 0,82 | 0,66 | 0,61 | 0,78 | 0,55 | 0,60 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 0,99 | 0,91 | 0,76 | 0,70 | 0,99 | 0,87 | 0,69 | 0,64 | 0,83 | 0,70 | 0,65 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 19 | 300 | 0,92 | 0,76 | 0,63 | 0,57 | 0,91 | 0,73 | 0,56 | 0,49 | 0,65 | 0,50 | 0,43 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,95 | 0,78 | 0,66 | 0,59 | 0,94 | 0,75 | 0,59 | 0,51 | 0,68 | 0,52 | 0,45 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 0,98 | 0,81 | 0,69 | 0,61 | 0,98 | 0,78 | 0,62 | 0,54 | 0,70 | 0,54 | 0,47 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 20 | 300 | 0,90 | 0,71 | 0,57 | 0,50 | 0,88 | 0,67 | 0,48 | 0,41 | 0,56 | 0,37 | 0,33 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,91 | 0,73 | 0,59 | 0,51 | 0,89 | 0,69 | 0,50 | 0,42 | 0,58 | 0,39 | 0,34 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 0,93 | 0,75 | 0,61 | 0,52 | 0,91 | 0,71 | 0,52 | 0,43 | 0,61 | 0,42 | 0,36 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 21 | 300 | 0,91 | 0,79 | 0,68 | 0,65 | 0,90 | 0,74 | 0,65 | 0,64 | 0,70 | 0,59 | 0,56 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,91 | 0,79 | 0,68 | 0,65 | 0,90 | 0,74 | 0,65 | 0,65 | 0,70 | 0,60 | 0,56 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 0,91 | 0,80 | 0,69 | 0,66 | 0,91 | 0,75 | 0,67 | 0,66 | 0,71 | 0,61 | 0,57 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 22 | 300 | 0,90 | 0,75 | 0,65 | 0,64 | 0,78 | 0,48 | 0,40 | 0,32 | 0,56 | 0,52 | 0,50 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,90 | 0,73 | 0,65 | 0,64 | 0,78 | 0,48 | 0,40 | 0,32 | 0,56 | 0,52 | 0,50 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 0,90 | 0,73 | 0,65 | 0,64 | 0,78 | 0,48 | 0,40 | 0,32 | 0,56 | 0,52 | 0,50 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 23 | 300 | 0,92 | 0,78 | 0,76 | 0,76 | 0,89 | 0,73 | 0,67 | 0,66 | 0,66 | 0,62 | 0,61 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 0,92 | 0,78 | 0,76 | 0,76 | 0,89 | 0,73 | 0,67 | 0,66 | 0,66 | 0,62 | 0,61 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 0,92 | 0,78 | 0,76 | 0,76 | 0,89 | 0,73 | 0,67 | 0,66 | 0,66 | 0,62 | 0,61 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| U^{234} | | | | | | | | | | | |
|-----------|----------------|------------|------------|------------|-------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | ν | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 6,30 | 2,00 | 3,37 | 0,00 | 0,80 | 3,50 | 0,84 | 0,0014 | 0,025 |
| 2 | 4,0- 6,5 МЭВ | 0,48 | 7,50 | 1,55 | 3,01 | 0,02 | 1,53 | 4,40 | 0,80 | 0,0017 | 0,025 |
| 3 | 2,5- 4,5 МЭВ | 0,48 | 7,70 | 1,52 | 2,77 | 0,04 | 1,64 | 4,50 | 0,71 | 0,0025 | 0,028 |
| 4 | 1,4- 2,5 МЭВ | 0,57 | 6,80 | 1,43 | 2,62 | 0,08 | 1,29 | 4,00 | 0,53 | 0,0040 | 0,028 |
| 5 | 0,8- 1,4 МЭВ | 0,57 | 7,00 | 1,22 | 2,51 | 0,25 | 1,17 | 4,36 | 0,42 | 0,0049 | 0,037 |
| 6 | 0,4- 0,8 МЭВ | 0,69 | 7,60 | 0,70 | 2,44 | 0,25 | 1,20 | 5,45 | 0,33 | 0,0057 | 0,045 |
| 7 | 0,2- 0,4 МЭВ | 0,69 | 9,70 | 0,12 | 2,41 | 0,30 | 0,97 | 8,31 | 0,21 | 0,0067 | 0,081 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 11,5 | 0,04 | 2,39 | 0,45 | 0,52 | 10,5 | 0,12 | 0,0075 | 0,114 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 12,5 | 0,03 | 2,38 | 0,55 | 0,17 | 11,8 | 0,07 | 0,0079 | 0,121 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 13,5 | 0,02 | 2,37 | 0,75 | 0,00 | 12,7 | 0,04 | 0,0082 | 0,135 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 14,5 | 0,02 | 2,37 | 1,00 | | 13,5 | 0,02 | 0,0083 | 0,145 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 15,5 | 0,02 | 2,37 | 1,40 | | 14,1 | 0,01 | 0,0084 | 0,154 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 17,0 | | | 2,20 | | 14,8 | 0,00 | 0,0085 | 0,163 |
| 14 | 1,0- 2,15 КЭВ | 0,77 | 20,0 | | | 3,50 | | 16,5 | 0,00 | 0,0085 | 0,182 |
| 15 | 465- 1000 ЭВ | 0,77 | 25,0 | | | 5,50 | | 19,5 | 0,00 | 0,0085 | 0,215 |
| 16 | 215- 465 ЭВ | 0,77 | 44,0 | | | 8,00 | | 36,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,397 |
| 17 | 100- 215 ЭВ | 0,77 | 50,0 | | | 21,0 | | 29,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,320 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 47,0 | | | 30,0 | | 17,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,188 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 43,0 | | | 33,0 | | 10,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,110 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 10,2 | | | 0,20 | | 10,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,110 |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 860 | | | 735 | | 125 | 0,00 | 0,0085 | 1,38 |
| 22 | 2,15- 4,65 ЭВ | 0,77 | 19,5 | | | 9,00 | | 10,5 | 0,00 | 0,0085 | 0,116 |
| 23 | 1,0- 2,15 ЭВ | 0,77 | 17,2 | | | 7,20 | | 10,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,110 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 28,5 | | | 18,5 | | 10,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,110 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 54,6 | | | 44,6 | | 10,0 | 0,00 | 0,0085 | 0,110 |
| T | 0,0252 | | 115 | | | 105 | | 10,0 | 0,00 | | |

| ν^{234} | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | |
|-------------|----------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | σ_0
$T^{\circ}K$ | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| | | 16 | 300 | 1,00 | 0,92 | 0,58 | 0,20 | 0,84 | 0,50 | 0,29 | 0,92 |
| 900 | 1,00 | | 0,95 | 0,67 | 0,25 | 0,87 | 0,58 | 0,30 | 0,95 | 0,71 | 0,44 |
| 2100 | 1,00 | | 0,96 | 0,74 | 0,31 | 0,91 | 0,66 | 0,32 | 0,96 | 0,77 | 0,48 |
| 17 | 300 | 1,00 | 0,91 | 0,59 | 0,21 | 0,82 | 0,44 | 0,23 | 0,90 | 0,61 | 0,36 |
| | 900 | 1,00 | 0,94 | 0,68 | 0,26 | 0,87 | 0,51 | 0,24 | 0,93 | 0,66 | 0,39 |
| | 2100 | 1,00 | 0,96 | 0,76 | 0,35 | 0,91 | 0,62 | 0,27 | 0,95 | 0,73 | 0,43 |
| 18 | 300 | 0,98 | 0,86 | 0,45 | 0,13 | 0,82 | 0,37 | 0,22 | 0,91 | 0,64 | 0,45 |
| | 900 | 0,99 | 0,91 | 0,54 | 0,17 | 0,87 | 0,43 | 0,23 | 0,94 | 0,70 | 0,50 |
| | 2100 | 0,99 | 0,94 | 0,62 | 0,21 | 0,94 | 0,50 | 0,24 | 0,96 | 0,71 | 0,50 |
| 19 | 300 | 0,96 | 0,72 | 0,27 | 0,083 | 0,61 | 0,29 | 0,22 | 0,86 | 0,64 | 0,54 |
| | 900 | 0,97 | 0,76 | 0,30 | 0,085 | 0,70 | 0,30 | 0,22 | 0,88 | 0,65 | 0,54 |
| | 2100 | 0,98 | 0,82 | 0,39 | 0,099 | 0,79 | 0,34 | 0,23 | 0,91 | 0,69 | 0,55 |
| 20 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 21 | 300 | 0,91 | 0,55 | 0,16 | 0,058 | 0,37 | 0,081 | 0,043 | 0,58 | 0,22 | 0,13 |
| | 900 | 0,94 | 0,64 | 0,20 | 0,070 | 0,47 | 0,091 | 0,044 | 0,67 | 0,26 | 0,14 |
| | 2100 | 0,96 | 0,76 | 0,31 | 0,097 | 0,60 | 0,14 | 0,049 | 0,77 | 0,36 | 0,16 |

U²³⁵

| i | E _n | ΔU | σ _t | σ _f | ν | σ _c | σ _{in} | σ _a | μ _e | ξ | σ _{b(e)} |
|----|----------------|------|----------------|----------------|------|----------------|-----------------|----------------|----------------|--------|-------------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 6,30 | 1,75 | 3,40 | 0,02 | 1,03 | 3,50 | 0,84 | 0,0013 | 0,023 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 7,40 | 1,15 | 3,04 | 0,03 | 1,92 | 4,30 | 0,80 | 0,0017 | 0,025 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 7,70 | 1,25 | 2,79 | 0,04 | 1,91 | 4,50 | 0,71 | 0,0024 | 0,027 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 7,00 | 1,28 | 2,63 | 0,06 | 1,76 | 3,90 | 0,55 | 0,0038 | 0,026 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 6,60 | 1,25 | 2,52 | 0,12 | 1,38 | 3,85 | 0,45 | 0,0046 | 0,031 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 7,40 | 1,23 | 2,46 | 0,17 | 1,20 | 4,80 | 0,35 | 0,0054 | 0,038 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 9,20 | 1,41 | 2,47 | 0,25 | 1,00 | 6,54 | 0,23 | 0,0064 | 0,061 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 11,2 | 1,70 | 2,45 | 0,40 | 0,60 | 8,50 | 0,13 | 0,0073 | 0,090 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 12,5 | 2,10 | 2,44 | 0,60 | 0,18 | 9,62 | 0,07 | 0,0078 | 0,097 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 14,0 | 2,65 | 2,43 | 1,00 | 0,06 | 10,3 | 0,04 | 0,0081 | 0,108 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 16,0 | 3,40 | 2,42 | 1,50 | | 11,1 | 0,02 | 0,0082 | 0,118 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 19,0 | 4,40 | 2,42 | 2,10 | | 12,5 | 0,01 | 0,0083 | 0,135 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 23,0 | 5,40 | 2,42 | 2,75 | | 14,8 | 0,00 | 0,0084 | 0,161 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 27,0 | 7,30 | 2,42 | 3,80 | | 15,9 | 0,00 | 0,0084 | 0,174 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 32,0 | 11,0 | 2,42 | 6,3 | | 14,7 | 0,00 | 0,0084 | 0,160 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 38,0 | 16,0 | 2,42 | 9,5 | | 12,5 | 0,00 | 0,0084 | 0,136 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 47,7 | 22 | 2,42 | 13,5 | | 12,2 | 0,00 | 0,0084 | 0,133 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 69,0 | 35 | 2,42 | 22 | | 12 | 0,00 | 0,0084 | 0,131 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 88,0 | 45 | 2,42 | 31 | | 12 | 0,00 | 0,0084 | 0,131 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 111 | 45 | 2,42 | 54 | | 12 | 0,00 | 0,0084 | 0,131 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 93,0 | 37 | 2,42 | 44 | | 12 | 0,00 | 0,0084 | 0,131 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 39,0 | 20 | 2,42 | 7 | | 12 | 0,00 | 0,0084 | 0,131 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 61,0 | 35 | 2,42 | 13 | | 13 | 0,00 | 0,0084 | 0,142 |
| 24 | 0,465-10 эВ | 0,77 | 88,0 | 64 | 2,42 | 10 | | 14 | 0,00 | 0,0084 | 0,153 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 205 | 155 | 2,42 | 35 | | 15 | 0,00 | 0,0084 | 0,164 |
| T | 0,0252 | | 698 | 582 | 2,42 | 101 | | 15 | 0,00 | | |

$O_{in}(i+k)$

U^{235}

| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| I | 0,00 | 0,01 | 0,05 | 0,25 | 0,43 | 0,56 | 0,35 | 0,14 | 0,04 | 0,01 |
| 2 | 0,02 | 0,08 | 0,35 | 0,54 | 0,51 | 0,26 | 0,11 | 0,04 | 0,01 | |
| 3 | 0,10 | 0,27 | 0,53 | 0,54 | 0,30 | 0,12 | 0,04 | 0,01 | | |
| 4 | 0,20 | 0,35 | 0,57 | 0,40 | 0,16 | 0,06 | 0,02 | | | |
| 5 | 0,20 | 0,51 | 0,37 | 0,20 | 0,08 | 0,02 | | | | |
| 6 | 0,44 | 0,44 | 0,22 | 0,08 | 0,02 | | | | | |
| 7 | 0,61 | 0,38 | 0,01 | | | | | | | |
| 8 | 0,21 | 0,29 | 0,08 | 0,02 | | | | | | |
| 9 | 0,09 | 0,07 | 0,02 | | | | | | | |
| 10 | 0,05 | 0,01 | | | | | | | | |

| | | f_f | | | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | |
|-----|------------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|------|------|--------|------|------|
| i | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 |
| II | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I2 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,94 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 0,98 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I3 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | 0,89 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,89 | 0,99 | 0,96 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I4 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,88 | 0,82 | 1,00 | 0,97 | 0,88 | 0,82 | 0,96 | 0,92 | 0,88 | 1,00 | 0,98 | 0,96 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,91 | 0,99 | 0,97 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,97 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 |
| I5 | 300 | 1,00 | 0,94 | 0,82 | 0,75 | 1,00 | 0,94 | 0,81 | 0,74 | 0,93 | 0,88 | 0,82 | 0,99 | 0,97 | 0,95 |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,86 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,85 | 0,97 | 0,95 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,97 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 0,93 | 0,99 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |

| U ²³⁵ | | \int_f | | | | \int_c | | | | f_{j^c} | | | \int_e | | | |
|------------------|------|----------|--------------|------------|--------|----------|------|------|--------|-----------|------|------|----------|------|------|--------|
| | | i | $T^{\circ}K$ | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 |
| 16 | 300 | | 0,99 | 0,90 | 0,75 | 0,57 | 0,99 | 0,89 | 0,74 | 0,65 | 0,85 | 0,78 | 0,73 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 1,00 | 0,95 | 0,87 | 0,81 | 1,00 | 0,95 | 0,86 | 0,80 | 0,94 | 0,89 | 0,86 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,89 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,88 | 0,98 | 0,95 | 0,93 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 17 | 300 | | 0,97 | 0,83 | 0,67 | 0,60 | 0,97 | 0,81 | 0,64 | 0,56 | 0,80 | 0,70 | 0,62 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 0,99 | 0,90 | 0,81 | 0,75 | 0,99 | 0,89 | 0,79 | 0,72 | 0,87 | 0,83 | 0,77 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 1,00 | 0,97 | 0,93 | 0,88 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 0,86 | 0,94 | 0,91 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 18 | 300 | | 0,95 | 0,77 | 0,61 | 0,55 | 0,94 | 0,74 | 0,56 | 0,48 | 0,70 | 0,56 | 0,50 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 0,97 | 0,82 | 0,71 | 0,64 | 0,96 | 0,80 | 0,68 | 0,59 | 0,75 | 0,64 | 0,58 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 0,99 | 0,87 | 0,80 | 0,73 | 0,98 | 0,86 | 0,78 | 0,70 | 0,80 | 0,72 | 0,66 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 19 | 300 | | 0,91 | 0,70 | 0,56 | 0,52 | 0,90 | 0,65 | 0,48 | 0,43 | 0,57 | 0,42 | 0,39 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 0,93 | 0,73 | 0,60 | 0,56 | 0,92 | 0,67 | 0,52 | 0,47 | 0,59 | 0,45 | 0,42 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 0,95 | 0,76 | 0,64 | 0,60 | 0,94 | 0,70 | 0,56 | 0,51 | 0,61 | 0,48 | 0,45 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 20 | 300 | | 0,88 | 0,64 | 0,52 | 0,49 | 0,86 | 0,58 | 0,42 | 0,38 | 0,46 | 0,36 | 0,32 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 0,90 | 0,66 | 0,53 | 0,50 | 0,88 | 0,60 | 0,43 | 0,39 | 0,47 | 0,37 | 0,33 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 0,91 | 0,67 | 0,53 | 0,51 | 0,90 | 0,62 | 0,44 | 0,40 | 0,48 | 0,38 | 0,34 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 21 | 300 | | 0,86 | 0,62 | 0,50 | 0,47 | 0,83 | 0,55 | 0,40 | 0,35 | 0,42 | 0,31 | 0,29 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 0,87 | 0,63 | 0,50 | 0,47 | 0,84 | 0,56 | 0,41 | 0,36 | 0,43 | 0,32 | 0,29 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 0,88 | 0,64 | 0,51 | 0,48 | 0,85 | 0,57 | 0,42 | 0,37 | 0,44 | 0,32 | 0,30 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 22 | 300 | | 1,00 | 0,90 | 0,79 | 0,74 | 0,97 | 0,81 | 0,62 | 0,56 | 0,82 | 0,68 | 0,64 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 1,00 | 0,90 | 0,79 | 0,74 | 0,97 | 0,81 | 0,62 | 0,56 | 0,82 | 0,68 | 0,64 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 1,00 | 0,90 | 0,79 | 0,74 | 0,97 | 0,81 | 0,62 | 0,56 | 0,82 | 0,68 | 0,64 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 23 | 300 | | 1,00 | 0,87 | 0,74 | 0,70 | 1,00 | 0,86 | 0,69 | 0,64 | 0,80 | 0,65 | 0,63 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | | 1,00 | 0,87 | 0,74 | 0,70 | 1,00 | 0,87 | 0,74 | 0,70 | 0,80 | 0,65 | 0,63 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | | 1,00 | 0,87 | 0,74 | 0,70 | 1,00 | 0,87 | 0,74 | 0,70 | 0,80 | 0,65 | 0,63 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| U^{236} | | | | | | | | | | | |
|-----------|----------------|------------|------------|------------|-------|------------|---------------|------------|---------|--------|----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | ν | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | σ_{bre} |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 6,30 | 1,50 | 3,42 | 0,01 | 1,29 | 3,50 | 0,84 | 0,0014 | 0,025 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 7,50 | 0,92 | 3,04 | 0,02 | 2,16 | 4,40 | 0,80 | 0,0017 | 0,025 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,46 | 7,70 | 0,90 | 2,83 | 0,05 | 2,25 | 4,50 | 0,71 | 0,0025 | 0,028 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 7,10 | 0,77 | 2,63 | 0,09 | 1,94 | 4,30 | 0,54 | 0,0040 | 0,030 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 6,90 | 0,42 | 2,54 | 0,33 | 1,70 | 4,45 | 0,43 | 0,0048 | 0,037 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 7,80 | 0,03 | 2,46 | 0,30 | 1,54 | 5,93 | 0,33 | 0,0056 | 0,048 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 9,60 | | | 0,33 | 1,00 | 8,27 | 0,21 | 0,0066 | 0,079 |
| 8 | 0,1 -0,2 МэВ | 0,69 | 11,5 | | | 0,40 | 0,52 | 10,6 | 0,12 | 0,0074 | 0,114 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 13,0 | | | 0,60 | 0,18 | 12,2 | 0,07 | 0,0078 | 0,124 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 14,0 | | | 0,80 | 0,00 | 13,2 | 0,04 | 0,0081 | 0,139 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 14,5 | | | 1,10 | | 13,4 | 0,02 | 0,0082 | 0,143 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 16,0 | | | 1,60 | | 14,4 | 0,01 | 0,0083 | 0,155 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 18,0 | | | 2,50 | | 15,5 | 0,00 | 0,0084 | 0,169 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 21,5 | | | 4,00 | | 17,5 | 0,00 | 0,0084 | 0,191 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 29,0 | | | 6,00 | | 23,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,251 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 47,0 | | | 10,0 | | 37,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,404 |
| 17 | 100 -215 | 0,77 | 51,0 | | | 14,5 | | 36,5 | 0,00 | 0,0084 | 0,398 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 82,0 | | | 30,0 | | 52,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,567 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 76,0 | | | 45,0 | | 31,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,338 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 10,1 | | | 0,10 | | 10,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,109 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 330 | | | 300 | | 30,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,327 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 12,8 | | | 2,80 | | 10,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,109 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 11,3 | | | 1,30 | | 10,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,109 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 11,6 | | | 1,60 | | 10,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,109 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 12,2 | | | 2,20 | | 10,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,109 |
| T | 0,0252 | | 17,0 | | | 7,00 | | 10,0 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in(i,l+k)}$ | | | | | | | | | | | U^{236} |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| 1 | 0,00 | 0,01 | 0,07 | 0,30 | 0,47 | 0,51 | 0,28 | 0,11 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,02 | 0,09 | 0,34 | 0,60 | 0,64 | 0,32 | 0,1 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,05 | 0,25 | 0,57 | 0,74 | 0,40 | 0,17 | 0,05 | 0,02 | | | |
| 4 | 0,14 | 0,58 | 0,74 | 0,42 | 0,11 | 0,04 | | | | | |
| 5 | 0,84 | 0,47 | 0,26 | 0,10 | 0,03 | | | | | | |
| 6 | 1,21 | 0,30 | 0,02 | 0,01 | | | | | | | |
| 7 | 0,69 | 0,29 | 0,02 | | | | | | | | |
| 8 | 0,29 | 0,23 | | | | | | | | | |
| 9 | 0,07 | 0,08 | 0,03 | | | | | | | | |

| | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | | |
|-----|------------------|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | $T \backslash k$ | σ_0 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| 11 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | |
| 13 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,80 | 1,00 | 0,97 | 0,86 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 1,00 | 0,99 | 0,90 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | |
| 14 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,62 | 1,00 | 0,93 | 0,73 | 1,00 | 0,98 | 0,86 | |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,72 | 1,00 | 0,97 | 0,78 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,82 | 1,00 | 1,00 | 0,83 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | |
| 15 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,45 | 1,00 | 0,86 | 0,59 | 1,00 | 0,94 | 0,78 | |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,55 | 1,00 | 0,91 | 0,62 | 1,00 | 0,97 | 0,80 | |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,64 | 1,00 | 0,96 | 0,65 | 1,00 | 0,99 | 0,86 | |
| 16 | 300 | 1,00 | 0,89 | 0,49 | 0,15 | 0,82 | 0,45 | 0,28 | 0,91 | 0,62 | 0,38 | |
| | 900 | 1,00 | 0,92 | 0,57 | 0,18 | 0,87 | 0,52 | 0,28 | 0,94 | 0,68 | 0,40 | |
| | 2100 | 1,00 | 0,95 | 0,66 | 0,23 | 0,90 | 0,60 | 0,29 | 0,96 | 0,75 | 0,43 | |

| U^{236} | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | |
|-----------|-------------|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | $T^\circ K$ | σ_0 | | | | | | | | | |
| | | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| 17 | 300 | 0,99 | 0,87 | 0,49 | 0,17 | 0,78 | 0,40 | 0,25 | 0,89 | 0,58 | 0,36 |
| | 900 | 1,00 | 0,91 | 0,56 | 0,20 | 0,85 | 0,45 | 0,26 | 0,92 | 0,63 | 0,38 |
| | 2100 | 1,00 | 0,94 | 0,64 | 0,26 | 0,89 | 0,52 | 0,27 | 0,95 | 0,69 | 0,41 |
| 18 | 300 | 0,97 | 0,76 | 0,30 | 0,083 | 0,67 | 0,24 | 0,16 | 0,81 | 0,44 | 0,26 |
| | 900 | 0,97 | 0,82 | 0,37 | 0,10 | 0,79 | 0,27 | 0,16 | 0,86 | 0,45 | 0,27 |
| | 2100 | 0,99 | 0,87 | 0,45 | 0,12 | 0,85 | 0,32 | 0,16 | 0,90 | 0,56 | 0,29 |
| 19 | 300 | 0,97 | 0,76 | 0,39 | 0,13 | 0,73 | 0,31 | 0,18 | 0,79 | 0,52 | 0,38 |
| | 900 | 0,99 | 0,85 | 0,46 | 0,16 | 0,81 | 0,36 | 0,18 | 0,88 | 0,57 | 0,39 |
| | 2100 | 0,99 | 0,90 | 0,56 | 0,21 | 0,88 | 0,41 | 0,19 | 0,92 | 0,64 | 0,42 |
| 20 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 21 | 300 | 0,94 | 0,65 | 0,23 | 0,080 | 0,46 | 0,13 | 0,073 | 0,73 | 0,46 | 0,36 |
| | 900 | 0,95 | 0,70 | 0,28 | 0,088 | 0,60 | 0,14 | 0,074 | 0,77 | 0,48 | 0,36 |
| | 2100 | 0,97 | 0,77 | 0,34 | 0,096 | 0,72 | 0,16 | 0,074 | 0,81 | 0,53 | 0,37 |

U²³⁸

| i | E _n | ΔU | σ _t | σ _f | ν | σ _c | σ _{in} | σ _e | μ _e | ξ | σ _{b(e)} |
|----|----------------|------|----------------|----------------|------|----------------|-----------------|----------------|----------------|--------|-------------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 6,30 | 1,00 | 3,48 | 0,00 | 1,80 | 3,50 | 0,64 | 0,0013 | 0,023 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 7,50 | 0,58 | 3,09 | 0,01 | 2,51 | 4,40 | 0,60 | 0,0017 | 0,025 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 7,70 | 0,58 | 2,87 | 0,02 | 2,60 | 4,50 | 0,71 | 0,0024 | 0,027 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 7,10 | 0,49 | 2,67 | 0,06 | 2,25 | 4,30 | 0,53 | 0,0039 | 0,029 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 6,90 | 0,02 | 2,58 | 0,13 | 2,15 | 4,60 | 0,42 | 0,0049 | 0,040 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 7,80 | | | 0,13 | 1,65 | 6,02 | 0,33 | 0,0056 | 0,049 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 9,60 | | | 0,15 | 1,05 | 8,40 | 0,21 | 0,0066 | 0,080 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 11,5 | | | 0,22 | 0,55 | 10,7 | 0,12 | 0,0074 | 0,115 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 12,8 | | | 0,35 | 0,19 | 12,3 | 0,07 | 0,0078 | 0,125 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 13,5 | | | 0,46 | | 13,0 | 0,04 | 0,0081 | 0,137 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 14,0 | | | 0,60 | | 13,4 | 0,02 | 0,0082 | 0,143 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 15,5 | | | 0,78 | | 14,7 | 0,01 | 0,0083 | 0,158 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 16,5 | | | 1,20 | | 15,3 | 0,00 | 0,0084 | 0,167 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 18,0 | | | 2,10 | | 15,9 | 0,00 | 0,0084 | 0,174 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 23,0 | | | 3,60 | | 19,4 | 0,00 | 0,0084 | 0,212 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 18,5 | | | 4,50 | | 14,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,153 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 80,0 | | | 17,0 | | 63,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,687 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 40,0 | | | 15,0 | | 25,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,273 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 140 | | | 58,0 | | 82,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,895 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 120 | | | 82,0 | | 38,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,413 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 190 | | | 171 | | 19,0 | 0,00 | 0,0084 | 0,207 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 9,54 | | | 0,54 | | 9,00 | 0,00 | 0,0084 | 0,0982 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 9,47 | | | 0,47 | | 9,00 | 0,00 | 0,0084 | 0,0982 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 9,58 | | | 0,58 | | 9,00 | 0,00 | 0,0084 | 0,0982 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 9,90 | | | 0,90 | | 9,00 | 0,00 | 0,0084 | 0,0982 |
| T | 0,0252 | | 11,7 | | | 2,71 | | 9,00 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in}(i+k)$ | | | | | | | | | | | U^{238} |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| 1 | 0,00 | 0,01 | 0,11 | 0,41 | 0,65 | 0,75 | 0,43 | 0,16 | 0,05 | 0,02 | |
| 2 | 0,02 | 0,10 | 0,40 | 0,70 | 0,73 | 0,38 | 0,13 | 0,04 | 0,01 | | |
| 3 | 0,06 | 0,29 | 0,66 | 0,84 | 0,47 | 0,20 | 0,06 | 0,02 | | | |
| 4 | 0,14 | 0,58 | 0,82 | 0,45 | 0,19 | 0,06 | 0,01 | | | | |
| 5 | 1,15 | 0,49 | 0,34 | 0,13 | 0,03 | 0,01 | | | | | |
| 6 | 1,31 | 0,31 | 0,00 | 0,02 | 0,01 | | | | | | |
| 7 | 0,74 | 0,29 | 0,02 | | | | | | | | |
| 8 | 0,32 | 0,23 | | | | | | | | | |
| 9 | 0,07 | 0,09 | 0,03 | | | | | | | | |

| U^{238} | | f_c | | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-----------|------|----------|--------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|
| i | k | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 |
| 10 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,93 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 11 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,80 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,93 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,95 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| 12 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,75 | 0,63 | 0,99 | 0,98 | 0,87 | 0,73 | 0,99 | 0,98 | 0,91 | 0,85 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 0,86 | 0,77 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,73 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,87 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,93 | 0,87 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 0,73 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,88 |
| 13 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,82 | 0,56 | 0,46 | 0,95 | 0,88 | 0,75 | 0,60 | 0,98 | 0,94 | 0,84 | 0,70 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,66 | 0,55 | 0,96 | 0,90 | 0,78 | 0,61 | 0,99 | 0,95 | 0,87 | 0,73 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,79 | 0,67 | 0,97 | 0,94 | 0,82 | 0,62 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,76 |

| U^{238} | | f_c | | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|-----------|------------------------|----------|--------|--------|--------|-------|-------|--------|--------|-------|-------|--------|--------|------|------|
| i | $\frac{\sigma_a}{T^k}$ | ∞ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 |
| | | 14 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 0,63 | 0,34 | 0,29 | 0,21 | 0,11 | 0,64 | 0,50 | 0,95 | 0,71 |
| 900 | 1,00 | | 1,00 | 0,93 | 0,74 | 0,43 | 0,36 | 0,32 | 0,28 | 0,65 | 0,51 | 0,97 | 0,68 | 0,77 | 0,63 |
| 2100 | 1,00 | | 1,00 | 0,97 | 0,82 | 0,51 | 0,42 | 0,31 | 0,22 | 0,68 | 0,53 | 0,99 | 0,71 | 0,82 | 0,66 |
| 15 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,81 | 0,42 | 0,23 | 0,17 | 0,64 | 0,50 | 0,53 | 0,43 | 0,86 | 0,66 | 0,56 | 0,48 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 0,52 | 0,29 | 0,21 | 0,85 | 0,64 | 0,54 | 0,43 | 0,90 | 0,70 | 0,58 | 0,49 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 0,60 | 0,34 | 0,26 | 0,87 | 0,62 | 0,55 | 0,44 | 0,90 | 0,70 | 0,60 | 0,50 |
| 16 | 300 | 1,00 | 0,94 | 0,65 | 0,27 | 0,136 | 0,106 | 0,87 | 0,60 | 0,50 | 0,46 | 0,84 | 0,73 | 0,68 | 0,63 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,74 | 0,35 | 0,18 | 0,132 | 0,92 | 0,63 | 0,51 | 0,46 | 0,88 | 0,75 | 0,70 | 0,64 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,45 | 0,23 | 0,17 | 0,95 | 0,66 | 0,52 | 0,46 | 0,92 | 0,79 | 0,72 | 0,65 |
| 17 | 300 | 1,00 | 0,83 | 0,35 | 0,13 | 0,063 | 0,049 | 0,38 | 0,17 | 0,14 | 0,070 | 0,37 | 0,23 | 0,19 | 0,12 |
| | 900 | 1,00 | 0,86 | 0,38 | 0,15 | 0,071 | 0,053 | 0,48 | 0,17 | 0,15 | 0,070 | 0,38 | 0,24 | 0,20 | 0,12 |
| | 2100 | 1,00 | 0,89 | 0,44 | 0,17 | 0,081 | 0,063 | 0,51 | 0,18 | 0,16 | 0,070 | 0,40 | 0,25 | 0,21 | 0,12 |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,81 | 0,30 | 0,108 | 0,052 | 0,042 | 0,39 | 0,29 | 0,25 | 0,22 | 0,54 | 0,45 | 0,42 | 0,38 |
| | 900 | 1,00 | 0,87 | 0,33 | 0,12 | 0,055 | 0,044 | 0,44 | 0,30 | 0,25 | 0,22 | 0,54 | 0,45 | 0,42 | 0,38 |
| | 2100 | 1,00 | 0,94 | 0,37 | 0,13 | 0,061 | 0,049 | 0,40 | 0,30 | 0,26 | 0,22 | 0,54 | 0,45 | 0,42 | 0,38 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,60 | 0,19 | 0,058 | 0,029 | 0,023 | 0,15 | 0,096 | 0,078 | 0,047 | 0,29 | 0,17 | 0,14 | 0,10 |
| | 900 | 1,00 | 0,67 | 0,23 | 0,060 | 0,029 | 0,023 | 0,16 | 0,096 | 0,078 | 0,047 | 0,33 | 0,18 | 0,14 | 0,10 |
| | 2100 | 1,00 | 0,75 | 0,28 | 0,070 | 0,029 | 0,023 | 0,17 | 0,096 | 0,078 | 0,047 | 0,37 | 0,19 | 0,15 | 0,10 |
| 20 | 300 | 1,00 | 0,66 | 0,23 | 0,065 | 0,030 | 0,023 | 0,17 | 0,11 | 0,087 | 0,075 | 0,43 | 0,31 | 0,28 | 0,24 |
| | 900 | 1,00 | 0,73 | 0,28 | 0,073 | 0,030 | 0,023 | 0,20 | 0,11 | 0,087 | 0,075 | 0,47 | 0,31 | 0,28 | 0,24 |
| | 2100 | 1,00 | 0,82 | 0,36 | 0,080 | 0,030 | 0,023 | 0,23 | 0,11 | 0,087 | 0,075 | 0,51 | 0,32 | 0,28 | 0,24 |
| 21 | 300 | 1,00 | 0,71 | 0,27 | 0,084 | 0,041 | 0,034 | 0,16 | 0,093 | 0,072 | 0,059 | 0,64 | 0,54 | 0,52 | 0,49 |
| | 900 | 1,00 | 0,78 | 0,33 | 0,089 | 0,041 | 0,034 | 0,18 | 0,094 | 0,072 | 0,059 | 0,66 | 0,55 | 0,52 | 0,49 |
| | 2100 | 1,00 | 0,86 | 0,40 | 0,105 | 0,041 | 0,034 | 0,21 | 0,095 | 0,072 | 0,059 | 0,69 | 0,56 | 0,52 | 0,49 |

ρ_u^{239}

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | ν | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_a | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|-----|----------------|------------|------------|------------|-------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 6,70 | 2,20 | 3,86 | 0,01 | 0,64 | 3,85 | 0,84 | 0,0013 | 0,026 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 7,70 | 1,85 | 3,51 | 0,02 | 1,28 | 4,55 | 0,80 | 0,0017 | 0,026 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 7,90 | 1,97 | 3,27 | 0,03 | 1,25 | 4,65 | 0,71 | 0,0024 | 0,028 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 7,30 | 1,95 | 3,12 | 0,04 | 1,16 | 4,15 | 0,55 | 0,0037 | 0,027 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 7,30 | 1,80 | 3,01 | 0,06 | 1,14 | 4,30 | 0,45 | 0,0046 | 0,035 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 8,30 | 1,68 | 2,95 | 0,11 | 1,16 | 5,35 | 0,35 | 0,0054 | 0,042 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 9,90 | 1,66 | 2,91 | 0,17 | 0,95 | 7,12 | 0,23 | 0,0064 | 0,066 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 11,3 | 1,68 | 2,89 | 0,24 | 0,75 | 8,63 | 0,13 | 0,0072 | 0,090 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 12,5 | 1,85 | 2,88 | 0,40 | 0,55 | 9,70 | 0,07 | 0,0077 | 0,097 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 14,0 | 2,15 | 2,87 | 0,71 | 0,25 | 10,89 | 0,04 | 0,0080 | 0,113 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 15,0 | 2,40 | 2,87 | 1,08 | 0,10 | 11,42 | 0,02 | 0,0081 | 0,120 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 16,5 | 2,50 | 2,87 | 1,25 | | 12,75 | 0,01 | 0,0082 | 0,137 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 18,0 | 3,40 | 2,87 | 1,90 | | 12,7 | 0,00 | 0,0083 | 0,136 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 19,5 | 4,20 | 2,87 | 2,60 | | 12,7 | 0,00 | 0,0083 | 0,137 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 26,0 | 7,60 | 2,87 | 5,00 | | 13,4 | 0,00 | 0,0083 | 0,144 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 36,5 | 13,0 | 2,87 | 9,1 | | 14,4 | 0,00 | 0,0083 | 0,155 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 48,0 | 19,0 | 2,87 | 14,0 | | 15 | 0,00 | 0,0083 | 0,162 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 127 | 61,0 | 2,87 | 46,0 | | 20 | 0,00 | 0,0083 | 0,216 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 68,0 | 22,0 | 2,87 | 31,0 | | 15 | 0,00 | 0,0083 | 0,162 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 194 | 110 | 2,87 | 72,0 | | 12 | 0,00 | 0,0083 | 0,129 |
| 21 | 4,65-10,0 эВ | 0,77 | 90,5 | 45,0 | 2,87 | 35,0 | | 10,5 | 0,00 | 0,0083 | 0,113 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 23,0 | 12,0 | 2,87 | 1,0 | | 10 | 0,00 | 0,0083 | 0,108 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 38,0 | 24,0 | 2,87 | 3,0 | | 11 | 0,00 | 0,0083 | 0,119 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 189 | 103 | 2,87 | 73,0 | | 13,3 | 0,00 | 0,0083 | 0,143 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 2896 | 1670 | 2,87 | 1210 | | 15,7 | 0,00 | 0,0083 | 0,169 |
| T | 0,0252 | | 1038 | 742 | 2,87 | 286 | | 9,5 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in(i+k)}$ | | | | | | | | | | | P_u^{239} |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| I | 0,00 | 0,00 | 0,04 | 0,15 | 0,26 | 0,32 | 0,18 | 0,07 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,01 | 0,05 | 0,20 | 0,36 | 0,36 | 0,18 | 0,08 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,04 | 0,15 | 0,31 | 0,40 | 0,22 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | | |
| 4 | 0,10 | 0,20 | 0,42 | 0,27 | 0,12 | 0,04 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,30 | 0,43 | 0,23 | 0,13 | 0,04 | 0,01 | | | | | |
| 6 | 0,59 | 0,44 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | | | | | |
| 7 | 0,76 | 0,16 | 0,02 | 0,01 | | | | | | | |
| 8 | 0,60 | 0,15 | | | | | | | | | |
| 9 | 0,43 | 0,12 | | | | | | | | | |
| 10 | 0,11 | 0,14 | | | | | | | | | |
| 11 | 0,10 | | | | | | | | | | |

| P_u^{239} | | f_f | | | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | |
|------------------|------------|--------|--------|------|------|--------|--------|------|------|--------|------|------|--------|------|------|
| $i \backslash k$ | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 |
| II | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,93 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,92 | 1,00 | 0,95 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,96 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I2 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 0,84 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 0,82 | 0,97 | 0,90 | 0,87 | 1,00 | 0,97 | 0,96 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 0,88 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,86 | 0,98 | 0,95 | 0,90 | 1,00 | 0,98 | 0,97 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,91 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,90 | 0,99 | 0,98 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,98 |
| I3 | 300 | 1,00 | 0,93 | 0,73 | 0,64 | 1,00 | 0,93 | 0,72 | 0,62 | 0,92 | 0,83 | 0,76 | 0,98 | 0,94 | 0,92 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,78 | 0,69 | 1,00 | 0,95 | 0,79 | 0,68 | 0,94 | 0,90 | 0,80 | 0,99 | 0,95 | 0,93 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,86 | 0,73 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 0,74 | 0,97 | 0,95 | 0,85 | 1,00 | 0,97 | 0,94 |
| I4 | 300 | 0,98 | 0,87 | 0,62 | 0,49 | 0,98 | 0,85 | 0,60 | 0,46 | 0,84 | 0,71 | 0,64 | 0,96 | 0,92 | 0,89 |
| | 900 | 0,99 | 0,91 | 0,68 | 0,55 | 0,99 | 0,89 | 0,66 | 0,52 | 0,87 | 0,76 | 0,69 | 0,97 | 0,93 | 0,90 |
| | 2100 | 1,00 | 0,93 | 0,71 | 0,61 | 1,00 | 0,92 | 0,72 | 0,58 | 0,91 | 0,82 | 0,75 | 0,98 | 0,94 | 0,91 |
| I5 | 300 | 0,96 | 0,80 | 0,51 | 0,38 | 0,95 | 0,72 | 0,44 | 0,32 | 0,74 | 0,58 | 0,51 | 0,93 | 0,86 | 0,83 |
| | 900 | 0,97 | 0,66 | 0,58 | 0,44 | 0,97 | 0,79 | 0,51 | 0,38 | 0,80 | 0,63 | 0,56 | 0,95 | 0,87 | 0,84 |
| | 2100 | 0,99 | 0,92 | 0,65 | 0,50 | 0,99 | 0,86 | 0,58 | 0,44 | 0,87 | 0,69 | 0,62 | 0,96 | 0,89 | 0,86 |
| I6 | 300 | 0,91 | 0,68 | 0,38 | 0,29 | 0,90 | 0,57 | 0,30 | 0,21 | 0,64 | 0,46 | 0,40 | 0,87 | 0,79 | 0,76 |
| | 900 | 0,94 | 0,76 | 0,46 | 0,34 | 0,93 | 0,65 | 0,38 | 0,26 | 0,70 | 0,52 | 0,44 | 0,89 | 0,82 | 0,78 |
| | 2100 | 0,96 | 0,84 | 0,55 | 0,39 | 0,96 | 0,73 | 0,47 | 0,31 | 0,76 | 0,59 | 0,49 | 0,92 | 0,84 | 0,80 |

| Pu^{239} | | f_f | | | | f_c | | | | f_t | | | f_e | | | |
|------------|--------------|------------|--------|--------|------|-------|--------|--------|------|-------|--------|------|-------|--------|------|------|
| L | $T^{\circ}K$ | σ_0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^3 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 | 10^2 | 10 | 0 |
| | 17 | 300 | 0,84 | 0,54 | 0,27 | 0,20 | 0,79 | 0,42 | 0,20 | 0,14 | 0,52 | 0,35 | 0,31 | 0,81 | 0,73 | 0,71 |
| 900 | | 0,88 | 0,59 | 0,30 | 0,22 | 0,83 | 0,47 | 0,23 | 0,16 | 0,57 | 0,38 | 0,32 | 0,82 | 0,74 | 0,72 | |
| 2100 | | 0,91 | 0,63 | 0,32 | 0,23 | 0,86 | 0,51 | 0,25 | 0,18 | 0,61 | 0,40 | 0,33 | 0,84 | 0,75 | 0,73 | |
| 18 | 300 | 0,66 | 0,32 | 0,18 | 0,16 | 0,55 | 0,22 | 0,11 | 0,10 | 0,30 | 0,20 | 0,16 | 0,61 | 0,55 | 0,55 | |
| | 900 | 0,74 | 0,35 | 0,19 | 0,17 | 0,63 | 0,25 | 0,12 | 0,11 | 0,32 | 0,21 | 0,17 | 0,63 | 0,56 | 0,55 | |
| | 2100 | 0,81 | 0,38 | 0,20 | 0,18 | 0,71 | 0,29 | 0,13 | 0,12 | 0,34 | 0,22 | 0,18 | 0,65 | 0,57 | 0,56 | |
| 19 | 300 | 0,70 | 0,33 | 0,19 | 0,16 | 0,55 | 0,28 | 0,15 | 0,13 | 0,33 | 0,21 | 0,19 | 0,76 | 0,72 | 0,71 | |
| | 900 | 0,77 | 0,37 | 0,21 | 0,18 | 0,72 | 0,32 | 0,17 | 0,15 | 0,36 | 0,23 | 0,21 | 0,77 | 0,72 | 0,72 | |
| | 2100 | 0,85 | 0,41 | 0,22 | 0,20 | 0,81 | 0,36 | 0,19 | 0,17 | 0,39 | 0,25 | 0,23 | 0,79 | 0,73 | 0,72 | |
| 20 | 300 | 0,68 | 0,33 | 0,19 | 0,17 | 0,65 | 0,29 | 0,18 | 0,16 | 0,18 | 0,11 | 0,10 | 0,88 | 0,86 | 0,86 | |
| | 900 | 0,73 | 0,36 | 0,20 | 0,18 | 0,70 | 0,33 | 0,19 | 0,17 | 0,23 | 0,13 | 0,11 | 0,89 | 0,87 | 0,86 | |
| | 2100 | 0,80 | 0,39 | 0,21 | 0,19 | 0,77 | 0,36 | 0,20 | 0,18 | 0,27 | 0,15 | 0,12 | 0,89 | 0,87 | 0,86 | |
| 21 | 300 | 0,67 | 0,33 | 0,20 | 0,18 | 0,65 | 0,31 | 0,19 | 0,17 | 0,20 | 0,18 | 0,17 | 0,96 | 0,96 | 0,96 | |
| | 900 | 0,71 | 0,35 | 0,21 | 0,19 | 0,69 | 0,33 | 0,20 | 0,18 | 0,23 | 0,19 | 0,18 | 0,97 | 0,96 | 0,96 | |
| | 2100 | 0,76 | 0,37 | 0,22 | 0,20 | 0,74 | 0,35 | 0,21 | 0,19 | 0,25 | 0,20 | 0,19 | 0,97 | 0,96 | 0,96 | |
| 24 | 300 | 0,94 | 0,79 | 0,70 | 0,69 | 0,77 | 0,62 | 0,53 | 0,52 | 0,54 | 0,47 | 0,45 | 0,94 | 0,89 | 0,88 | |
| | 900 | 0,94 | 0,79 | 0,70 | 0,69 | 0,77 | 0,62 | 0,53 | 0,52 | 0,54 | 0,47 | 0,45 | 0,94 | 0,89 | 0,88 | |
| | 2100 | 0,94 | 0,79 | 0,70 | 0,69 | 0,77 | 0,62 | 0,53 | 0,52 | 0,54 | 0,47 | 0,45 | 0,94 | 0,89 | 0,88 | |
| 25 | 300 | 0,68 | 0,61 | 0,59 | 0,59 | 0,68 | 0,57 | 0,56 | 0,56 | 0,33 | 0,30 | 0,30 | 0,85 | 0,84 | 0,84 | |
| | 900 | 0,68 | 0,61 | 0,59 | 0,59 | 0,68 | 0,57 | 0,56 | 0,56 | 0,33 | 0,30 | 0,30 | 0,85 | 0,84 | 0,84 | |
| | 2100 | 0,68 | 0,61 | 0,59 | 0,59 | 0,68 | 0,57 | 0,56 | 0,56 | 0,33 | 0,30 | 0,30 | 0,85 | 0,84 | 0,84 | |

| Pu^{240} | | | | | | | | | | | | |
|------------|----------------|------------|------------|------------|-------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|--|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | ν | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ | |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 6,30 | 2,00 | 3,80 | 0,01 | 0,84 | 3,45 | 0,84 | 0,0013 | 0,023 | |
| 2 | 4,0- 6,5 МЭВ | 0,48 | 7,50 | 1,55 | 3,44 | 0,02 | 1,58 | 4,35 | 0,80 | 0,0017 | 0,025 | |
| 3 | 2,5- 4,0 МЭВ | 0,48 | 7,70 | 1,62 | 3,24 | 0,04 | 1,59 | 4,45 | 0,71 | 0,0024 | 0,026 | |
| 4 | 1,4- 2,5 МЭВ | 0,57 | 7,10 | 1,60 | 3,05 | 0,09 | 1,46 | 3,95 | 0,53 | 0,0039 | 0,027 | |
| 5 | 0,8- 1,4 МЭВ | 0,57 | 6,90 | 1,50 | 2,94 | 0,24 | 0,97 | 4,19 | 0,42 | 0,0048 | 0,035 | |
| 6 | 0,4- 0,8 МЭВ | 0,69 | 8,00 | 0,58 | 2,80 | 0,26 | 1,27 | 5,89 | 0,33 | 0,0056 | 0,048 | |
| 7 | 0,2- 0,4 МЭВ | 0,69 | 10,0 | 0,12 | 2,84 | 0,34 | 0,95 | 8,59 | 0,21 | 0,0066 | 0,082 | |
| 8 | 0,1- 0,2 МЭВ | 0,69 | 11,5 | 0,05 | 2,82 | 0,45 | 0,50 | 10,5 | 0,12 | 0,0073 | 0,111 | |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 12,5 | 0,03 | 2,82 | 0,65 | 0,17 | 11,7 | 0,07 | 0,0077 | 0,117 | |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 13,5 | 0,02 | 2,81 | 0,90 | | 12,6 | 0,04 | 0,0080 | 0,130 | |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 14,5 | 0,02 | 2,81 | 1,30 | | 13,2 | 0,02 | 0,0081 | 0,139 | |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 15,5 | 0,02 | 2,81 | 1,80 | | 13,7 | 0,01 | 0,0082 | 0,146 | |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 16,5 | | | 2,70 | | 13,8 | 0,00 | 0,0083 | 0,149 | |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 18,0 | | | 4,50 | | 13,5 | 0,00 | 0,0083 | 0,146 | |
| 15 | 465 - 1000 ЭВ | 0,77 | 25,0 | | | 6,50 | | 18,5 | 0,00 | 0,0083 | 0,199 | |
| 16 | 215- 465 ЭВ | 0,77 | 30,0 | | | 12,0 | | 18,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,194 | |
| 17 | 100 - 215 ЭВ | 0,77 | 36,0 | | | 18,0 | | 18,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,194 | |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 108 | | | 49,0 | | 59,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,636 | |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 71,0 | | | 44,0 | | 27,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,291 | |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 60,0 | | | 28,0 | | 32,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,345 | |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 33,6 | | | 0,60 | | 33,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,356 | |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 52,0 | | | 6,00 | | 46,0 | 0,00 | 0,0083 | 0,496 | |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 15250 | | | 14250 | | 1000 | 0,00 | 0,0083 | 10,78 | |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 1190 | | | 1110 | | 80 | 0,00 | 0,0083 | 0,863 | |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 170 | | | 160 | | 10 | 0,00 | 0,0083 | 0,108 | |
| T | 0,0252 | | 305 | | | 295 | | 10 | 0,00 | | | |

| | | $\sigma_{in(i,i+k)}$ | | | | | | | | ρ_u^{240} |
|------------------|------|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|----------------|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| I | 0,00 | 0,00 | 0,05 | 0,20 | 0,30 | 0,32 | 0,17 | 0,06 | 0,02 | |
| 2 | 0,01 | 0,06 | 0,26 | 0,44 | 0,46 | 0,24 | 0,08 | 0,02 | 0,01 | |
| 3 | 0,04 | 0,18 | 0,40 | 0,52 | 0,28 | 0,12 | 0,04 | 0,01 | | |
| 4 | 0,09 | 0,38 | 0,53 | 0,29 | 0,12 | 0,04 | 0,01 | | | |
| 5 | 0,51 | 0,24 | 0,15 | 0,06 | 0,01 | | | | | |
| 6 | 1,00 | 0,25 | 0,02 | | | | | | | |
| 7 | 0,67 | 0,26 | 0,02 | | | | | | | |
| 8 | 0,30 | 0,20 | | | | | | | | |
| 9 | 0,06 | 0,08 | 0,03 | | | | | | | |

| ρ_u^{240} | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|----------------|-----------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | $T^{\circ}K \sigma_0$ | 10^6 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| II | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,97 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I2 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,97 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| I3 | 300 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,80 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,86 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,93 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,90 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| I4 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,62 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 0,73 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,86 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,72 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,78 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,89 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,82 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,83 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,94 |
| I5 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,45 | 1,00 | 1,00 | 0,86 | 0,59 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 0,78 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,55 | 1,00 | 1,00 | 0,91 | 0,62 | 1,00 | 1,00 | 0,97 | 0,80 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 0,64 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,65 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,86 |
| I6 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,92 | 0,58 | 0,20 | 1,00 | 0,84 | 0,50 | 0,29 | 1,00 | 0,92 | 0,65 | 0,40 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,95 | 0,67 | 0,25 | 1,00 | 0,87 | 0,58 | 0,30 | 1,00 | 0,95 | 0,71 | 0,44 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,96 | 0,74 | 0,31 | 1,00 | 0,91 | 0,66 | 0,32 | 1,00 | 0,96 | 0,77 | 0,48 |

| ρ_u^{240} | | f_c | | | | | f_t | | | | f_e | | | |
|----------------|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | σ_0 | 10^6 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| 17 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,87 | 0,49 | 0,17 | 0,99 | 0,78 | 0,40 | 0,25 | 1,00 | 0,89 | 0,52 | 0,36 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,91 | 0,56 | 0,20 | 0,99 | 0,85 | 0,45 | 0,26 | 1,00 | 0,92 | 0,63 | 0,32 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 0,64 | 0,26 | 1,00 | 0,89 | 0,52 | 0,27 | 1,00 | 0,95 | 0,69 | 0,41 |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,78 | 0,35 | 0,11 | 0,93 | 0,64 | 0,24 | 0,13 | 0,97 | 0,79 | 0,42 | 0,24 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,84 | 0,42 | 0,13 | 0,94 | 0,77 | 0,28 | 0,14 | 0,98 | 0,85 | 0,48 | 0,25 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,87 | 0,49 | 0,16 | 0,95 | 0,83 | 0,32 | 0,14 | 0,99 | 0,88 | 0,54 | 0,27 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,77 | 0,34 | 0,10 | 0,93 | 0,69 | 0,29 | 0,18 | 0,98 | 0,84 | 0,55 | 0,42 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,84 | 0,41 | 0,13 | 0,95 | 0,80 | 0,32 | 0,18 | 0,99 | 0,89 | 0,60 | 0,43 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,87 | 0,48 | 0,16 | 0,96 | 0,85 | 0,37 | 0,19 | 0,99 | 0,91 | 0,64 | 0,44 |
| 20 | 300 | 1,00 | 1,00 | 0,87 | 0,45 | 0,16 | 1,00 | 0,81 | 0,43 | 0,29 | 1,00 | 0,98 | 0,91 | 0,86 |
| | 900 | 1,00 | 1,00 | 0,91 | 0,55 | 0,17 | 1,00 | 0,87 | 0,50 | 0,30 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 0,86 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 0,63 | 0,21 | 1,00 | 0,89 | 0,57 | 0,30 | 1,00 | 0,99 | 0,94 | 0,87 |
| 23 | 300 | 0,91 | 0,54 | 0,16 | 0,04 | 0,02 | 0,31 | 0,05 | 0,02 | 0,01 | 0,55 | 0,17 | 0,06 | 0,03 |
| | 900 | 0,91 | 0,54 | 0,16 | 0,04 | 0,02 | 0,31 | 0,05 | 0,02 | 0,01 | 0,55 | 0,17 | 0,06 | 0,03 |
| | 2100 | 0,91 | 0,54 | 0,16 | 0,04 | 0,02 | 0,31 | 0,05 | 0,02 | 0,01 | 0,55 | 0,17 | 0,06 | 0,03 |
| 24 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,56 | 0,43 | 0,96 | 0,69 | 0,39 | 0,32 | 0,98 | 0,84 | 0,59 | 0,47 |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,56 | 0,43 | 0,96 | 0,69 | 0,39 | 0,32 | 0,98 | 0,84 | 0,59 | 0,47 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,83 | 0,56 | 0,43 | 0,96 | 0,69 | 0,39 | 0,32 | 0,98 | 0,84 | 0,59 | 0,47 |

| P_u^{241} | | | | | | | | | | | |
|-------------|----------------|------------|------------|------------|------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | V | σ_c | σ_{ln} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{h(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МЭВ | 0,48 | 6,70 | 1,70 | 4,00 | 0,00 | 1,15 | 3,85 | 0,84 | 0,0013 | 0,026 |
| 2 | 4,0-6,5 МЭВ | 0,48 | 7,70 | 1,35 | 3,62 | 0,01 | 1,79 | 4,55 | 0,80 | 0,0016 | 0,025 |
| 3 | 2,5-4,0 МЭВ | 0,48 | 7,90 | 1,40 | 3,41 | 0,02 | 1,83 | 4,65 | 0,71 | 0,0024 | 0,027 |
| 4 | 1,4-2,5 МЭВ | 0,57 | 7,30 | 1,45 | 3,21 | 0,02 | 1,67 | 4,15 | 0,55 | 0,0037 | 0,027 |
| 5 | 0,8-1,4 МЭВ | 0,57 | 7,30 | 1,30 | 3,11 | 0,06 | 1,64 | 4,30 | 0,45 | 0,0045 | 0,034 |
| 6 | 0,4-0,8 МЭВ | 0,69 | 8,30 | 1,30 | 3,04 | 0,09 | 1,20 | 5,71 | 0,35 | 0,0053 | 0,044 |
| 7 | 0,2-0,4 МЭВ | 0,69 | 10,0 | 1,60 | 3,00 | 0,16 | 0,60 | 7,64 | 0,23 | 0,0063 | 0,070 |
| 8 | 0,1-0,2 МЭВ | 0,69 | 11,5 | 2,10 | 2,98 | 0,26 | 0,30 | 8,84 | 0,13 | 0,0071 | 0,091 |
| 9 | 46,5-100 КЭВ | 0,77 | 12,7 | 2,80 | 2,97 | 0,39 | | 9,51 | 0,07 | 0,0076 | 0,094 |
| 10 | 21,5-46,5 КЭВ | 0,77 | 14,4 | 3,80 | 2,96 | 0,61 | | 10,0 | 0,04 | 0,0079 | 0,102 |
| 11 | 10,0-21,5 КЭВ | 0,77 | 16,9 | 5,40 | 2,96 | 0,97 | | 10,5 | 0,02 | 0,0080 | 0,110 |
| 12 | 4,65-10,0 КЭВ | 0,77 | 18,8 | 6,50 | 2,96 | 1,30 | | 11,0 | 0,01 | 0,0081 | 0,116 |
| 13 | 2,15-4,65 КЭВ | 0,77 | 23,0 | 9,00 | 2,96 | 2,00 | | 12,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,128 |
| 14 | 1,0-2,15 КЭВ | 0,77 | 27,9 | 12,0 | 2,96 | 2,90 | | 13,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,138 |
| 15 | 465-1000 ЭВ | 0,77 | 33,0 | 16,0 | 2,96 | 4,00 | | 13,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,138 |
| 16 | 215-465 ЭВ | 0,77 | 38,5 | 21,0 | 2,96 | 5,50 | | 12,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,128 |
| 17 | 100-215 ЭВ | 0,77 | 50,0 | 30,0 | 2,96 | 8,00 | | 12,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,128 |
| 18 | 46,5-100 ЭВ | 0,77 | 62,0 | 40,0 | 2,96 | 11,0 | | 11,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,117 |
| 19 | 21,5-46,5 ЭВ | 0,77 | 87,0 | 60,0 | 2,96 | 16,0 | | 11,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,117 |
| 20 | 10,0-21,5 ЭВ | 0,77 | 176 | 130 | 2,96 | 35,0 | | 11,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,117 |
| 21 | 4,65-10,0 ЭВ | 0,77 | 271 | 220 | 2,96 | 40,0 | | 11,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,117 |
| 22 | 2,15-4,65 ЭВ | 0,77 | 131 | 80 | 2,96 | 40,0 | | 11,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,117 |
| 23 | 1,0-2,15 ЭВ | 0,77 | 60,0 | 35 | 2,96 | 15,0 | | 10 | 0,00 | 0,0082 | 0,107 |
| 24 | 0,465-1,0 ЭВ | 0,77 | 75,0 | 45 | 2,96 | 20,0 | | 10 | 0,00 | 0,0082 | 0,107 |
| 25 | 0,215-0,465 ЭВ | 0,77 | 1160 | 850 | 2,96 | 300 | | 10,5 | 0,00 | 0,0082 | 0,112 |
| T | 0,0252 | | 1430 | 1020 | 2,96 | 400 | | 10 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in}(l, k)$ | | | | | | | | | | | | D_u^{241} |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------------|
| $i \backslash k$ | I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | |
| I | 0,00 | 0,01 | 0,05 | 0,25 | 0,42 | 0,54 | 0,34 | 0,14 | 0,04 | 0,01 | | |
| 2 | | 0,02 | 0,07 | 0,33 | 0,50 | 0,48 | 0,24 | 0,10 | 0,04 | 0,01 | | |
| 3 | | | 0,10 | 0,25 | 0,50 | 0,52 | 0,29 | 0,12 | 0,04 | 0,01 | | |
| 4 | | | | 0,19 | 0,34 | 0,54 | 0,37 | 0,15 | 0,06 | 0,02 | | |
| 5 | | | | | 0,37 | 0,60 | 0,40 | 0,18 | 0,07 | 0,02 | | |
| 6 | | | | | | 0,43 | 0,43 | 0,20 | 0,10 | 0,03 | 0,01 | |
| 7 | | | | | | | 0,24 | 0,26 | 0,07 | 0,03 | | |
| 8 | | | | | | | | 0,19 | 0,08 | 0,03 | | |

$f_f, f_c, f_{tr}, f_s \sim 1$ bei $\sigma_0 > 1000$ barn

| P_u^{242} | | | | | | | | | | | |
|-------------|-----------------|------------|------------|------------|------|------------|---------------|------------|---------|--------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_f | V | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| I | 6,5 - 10,5 МэВ | 0,48 | 6,30 | 1,60 | 3,89 | 0,00 | 1,25 | 3,45 | 0,64 | 0,0013 | 0,023 |
| 2 | 4,0 - 6,5 МэВ | 0,48 | 7,60 | 1,23 | 3,52 | 0,01 | 1,91 | 4,45 | 0,60 | 0,0016 | 0,024 |
| 3 | 2,5 - 4,0 МэВ | 0,48 | 7,80 | 1,23 | 3,30 | 0,03 | 1,99 | 4,55 | 0,71 | 0,0024 | 0,027 |
| 4 | 1,4 - 2,5 МэВ | 0,57 | 7,30 | 1,27 | 3,10 | 0,06 | 1,82 | 4,15 | 0,53 | 0,0038 | 0,028 |
| 5 | 0,8 - 1,4 МэВ | 0,57 | 7,00 | 1,27 | 3,00 | 0,12 | 1,23 | 4,38 | 0,42 | 0,0048 | 0,037 |
| 6 | 0,4 - 0,8 МэВ | 0,69 | 8,00 | 0,32 | 2,93 | 0,15 | 1,46 | 6,07 | 0,33 | 0,0055 | 0,048 |
| 7 | 0,2 - 0,4 МэВ | 0,69 | 10,0 | 0,06 | 2,89 | 0,17 | 1,00 | 8,77 | 0,21 | 0,0065 | 0,083 |
| 8 | 0,1 - 0,2 МэВ | 0,69 | 11,5 | 0,03 | 2,87 | 0,25 | 0,53 | 10,7 | 0,12 | 0,0072 | 0,112 |
| 9 | 46,5 - 100 КэВ | 0,77 | 13,0 | 0,02 | 2,86 | 0,40 | 0,17 | 12,4 | 0,07 | 0,0076 | 0,122 |
| 10 | 21,5 - 46,5 КэВ | 0,77 | 13,5 | 0,02 | 2,85 | 0,50 | 0,00 | 13,0 | 0,04 | 0,0079 | 0,133 |
| 11 | 10,0 - 21,5 КэВ | 0,77 | 14,5 | 0,01 | 2,85 | 0,70 | | 13,8 | 0,02 | 0,0080 | 0,143 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 15,5 | 0,01 | 2,85 | 1,00 | | 14,5 | 0,01 | 0,0081 | 0,153 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 16,5 | | | 1,60 | | 14,9 | 0,00 | 0,0082 | 0,159 |
| 14 | 1,0 - 2,15 КэВ | 0,77 | 18,0 | | | 2,80 | | 15,2 | 0,00 | 0,0082 | 0,162 |
| 15 | 465 - 1000 эВ | 0,77 | 22,0 | | | 4,50 | | 17,5 | 0,00 | 0,0082 | 0,186 |
| 16 | 215 - 465 эВ | 0,77 | 30 | | | 9,00 | | 21,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,224 |
| 17 | 100 - 215 эВ | 0,77 | 40 | | | 17,0 | | 23,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,245 |
| 18 | 46,5 - 100 эВ | 0,77 | 100 | | | 35,0 | | 65,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,692 |
| 19 | 21,5 - 46,5 эВ | 0,77 | 11,0 | | | 1,0 | | 10,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,106 |
| 20 | 10,0 - 21,5 эВ | 0,77 | 11,0 | | | 1,0 | | 10,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,106 |
| 21. | 4,65- 10,0 эВ | 0,77 | 11,0 | | | 1,0 | | 10,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,106 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 1400 | | | 1300 | | 100 | 0,00 | 0,0082 | 1,06 |
| 23 | 1,0 - 2,15 эВ | 0,77 | 26,0 | | | 15,0 | | 11,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,117 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 17,0 | | | 7,00 | | 10,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,106 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 18,0 | | | 8,00 | | 10,0 | 0,00 | 0,0082 | 0,106 |
| T | 0,0252 | | 35,0 | | | 25,0 | | 10,0 | 0,00 | | |

| $\sigma_{in(i,j+k)}$ | | | | | | | | | | | P_u^{242} |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------------|
| i \ k | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | |
| 1 | 0,00 | 0,01 | 0,07 | 0,29 | 0,45 | 0,48 | 0,25 | 0,10 | 0,03 | 0,01 | |
| 2 | 0,01 | 0,08 | 0,31 | 0,54 | 0,56 | 0,28 | 0,09 | 0,03 | 0,01 | | |
| 3 | 0,04 | 0,22 | 0,51 | 0,66 | 0,36 | 0,15 | 0,04 | 0,01 | | | |
| 4 | 0,10 | 0,47 | 0,67 | 0,37 | 0,15 | 0,05 | 0,01 | | | | |
| 5 | 0,65 | 0,29 | 0,20 | 0,07 | 0,02 | | | | | | |
| 6 | 1,16 | 0,28 | 0,02 | | | | | | | | |
| 7 | 0,70 | 0,28 | 0,02 | | | | | | | | |
| 8 | 0,31 | 0,22 | | | | | | | | | |
| 9 | 0,06 | 0,08 | 0,03 | | | | | | | | |

| P_u^{242} | | f_c | | | f_t | | | f_e | | |
|-------------|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $T^\circ K$ | σ_0 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^5 | 10^4 | 10^3 | 10^5 | 10^4 | 10^3 |
| 18 | 300 | 0,94 | 0,65 | 0,22 | 0,86 | 0,51 | 0,19 | 0,95 | 0,70 | 0,34 |
| | 900 | 0,96 | 0,72 | 0,26 | 0,87 | 0,66 | 0,20 | 0,97 | 0,76 | 0,38 |
| | 2100 | 0,97 | 0,77 | 0,31 | 0,89 | 0,73 | 0,22 | 0,98 | 0,81 | 0,42 |
| 22 | 300 | 0,85 | 0,46 | 0,17 | 0,71 | 0,26 | 0,095 | 0,87 | 0,51 | 0,25 |
| | 900 | 0,89 | 0,52 | 0,18 | 0,77 | 0,30 | 0,096 | 0,90 | 0,57 | 0,26 |
| | 2100 | 0,93 | 0,59 | 0,20 | 0,82 | 0,42 | 0,097 | 0,93 | 0,63 | 0,28 |

für übrige Gruppen
 $f_c, f_t, f_e \sim 1$ bei $\sigma_0 > 1000$ barn

Spaltprodukte U^{233}

| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
|----|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 9,10 | 0,01 | 4,10 | 4,99 | 0,80 | 0,003 | 0,0312 |
| 2 | 4,0- 6,5 МэВ | 0,48 | 9,20 | 0,02 | 4,20 | 4,98 | 0,70 | 0,005 | 0,0519 |
| 3 | 2,5- 4,0 МэВ | 0,48 | 10,5 | 0,04 | 4,20 | 6,26 | 0,60 | 0,007 | 0,0913 |
| 4 | 1,4- 2,5 МэВ | 0,57 | 12,5 | 0,07 | 3,50 | 8,93 | 0,50 | 0,008 | 0,125 |
| 5 | 0,8- 1,4 МэВ | 0,57 | 14,0 | 0,09 | 2,30 | 11,6 | 0,40 | 0,010 | 0,204 |
| 6 | 0,4- 0,8 МэВ | 0,69 | 14,5 | 0,10 | 1,10 | 13,3 | 0,30 | 0,012 | 0,231 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 14,0 | 0,14 | 0,30 | 13,6 | 0,20 | 0,014 | 0,276 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 14,3 | 0,18 | 0,10 | 14,0 | 0,10 | 0,015 | 0,304 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 14,5 | 0,25 | | 14,2 | 0,05 | 0,016 | 0,295 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 16,0 | 0,40 | | 15,6 | 0,03 | 0,016 | 0,324 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 17,0 | 0,70 | | 16,3 | 0,02 | 0,017 | 0,3599 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 18,0 | 1,00 | | 17,0 | 0,01 | 0,017 | 0,375 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 20,0 | 1,60 | | 18,4 | 0,01 | 0,017 | 0,406 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 22,0 | 2,60 | | 19,4 | 0,01 | 0,017 | 0,428 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 25,5 | 4,50 | | 21,0 | 0,01 | 0,017 | 0,464 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 33,0 | 10,0 | | 23,0 | 0,01 | 0,017 | 0,508 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 34,0 | 9,0 | | 25,0 | 0,01 | 0,017 | 0,552 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 52,0 | 22,0 | | 30,0 | 0,01 | 0,017 | 0,662 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 49,0 | 22,0 | | 27,0 | 0,01 | 0,017 | 0,596 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 150 | 37,0 | | 113 | 0,01 | 0,017 | 2,495 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 129 | 89,0 | | 40,0 | 0,01 | 0,017 | 0,885 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 26,8 | 11,0 | | 15,8 | 0,01 | 0,017 | 0,349 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 43,8 | 28,0 | | 15,8 | 0,01 | 0,017 | 0,349 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 26,6 | 11,0 | | 15,6 | 0,01 | 0,017 | 0,344 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 27,6 | 12,0 | | 15,6 | 0,01 | 0,017 | 0,344 |
| T | 0,0252 | | 55,6 | 40,0 | | 15,6 | 0,01 | | |

| | | $\sigma_{in(i+k)}$ | | | | | | | | Spaltprodukte \cup^{233} | |
|------------------|------|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|----------------------------|--|
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | | |
| 1 | 0,00 | 0,04 | 0,26 | 0,98 | 1,20 | 1,00 | 0,46 | 0,12 | 0,04 | | |
| 2 | 0,02 | 0,13 | 0,76 | 1,20 | 1,21 | 0,57 | 0,22 | 0,07 | 0,02 | | |
| 3 | 0,24 | 0,86 | 0,95 | 1,07 | 0,71 | 0,28 | 0,07 | 0,02 | | | |
| 4 | 0,33 | 0,91 | 1,14 | 0,59 | 0,35 | 0,13 | 0,05 | | | | |
| 5 | 0,54 | 0,91 | 0,47 | 0,24 | 0,11 | 0,03 | | | | | |
| 6 | 0,46 | 0,44 | 0,16 | 0,03 | 0,01 | | | | | | |
| 7 | 0,15 | 0,12 | 0,03 | | | | | | | | |
| 8 | 0,05 | 0,04 | 0,01 | | | | | | | | |

| | | f_c | | | f_t | | | f_e | | |
|-----|-----------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | $\sigma_{i \backslash T^k}$ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,85 | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,89 | 1,00 | 0,99 | 0,93 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 1,00 | 0,99 | 0,96 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,89 | 0,67 | 0,98 | 0,79 | 0,59 | 1,00 | 0,92 | 0,74 |
| | 900 | 1,00 | 0,91 | 0,70 | 1,00 | 0,81 | 0,63 | 1,00 | 0,93 | 0,76 |
| | 2100 | 1,00 | 0,93 | 0,75 | 1,00 | 0,84 | 0,67 | 1,00 | 0,94 | 0,78 |
| 20 | 300 | 0,91 | 0,65 | 0,41 | 0,84 | 0,45 | 0,30 | 0,91 | 0,64 | 0,39 |
| | 900 | 0,93 | 0,68 | 0,43 | 0,85 | 0,49 | 0,31 | 0,93 | 0,67 | 0,40 |
| | 2100 | 0,94 | 0,72 | 0,46 | 0,86 | 0,53 | 0,33 | 0,94 | 0,71 | 0,42 |
| 21 | 300 | 0,97 | 0,84 | 0,61 | 0,98 | 0,79 | 0,59 | 0,97 | 0,85 | 0,75 |
| | 900 | 0,99 | 0,88 | 0,67 | 0,98 | 0,83 | 0,65 | 0,99 | 0,88 | 0,80 |
| | 2100 | 1,00 | 0,92 | 0,73 | 0,99 | 0,88 | 0,70 | 0,99 | 0,91 | 0,86 |
| 22 | 300 | 1,00 | 0,96 | 0,81 | 1,00 | 0,96 | 0,86 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,85 | 1,00 | 0,97 | 0,88 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,88 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 23 | 300 | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| Spaltprodukte U^{235} | | | | | | | | | |
|-------------------------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|---------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_b(e)$ |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 9,10 | 0,01 | 4,10 | 4,99 | 0,80 | 0,003 | 0,0312 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 9,20 | 0,02 | 4,20 | 4,98 | 0,70 | 0,005 | 0,0519 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 10,5 | 0,04 | 4,20 | 6,26 | 0,60 | 0,007 | 0,0913 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 12,5 | 0,07 | 3,50 | 8,93 | 0,50 | 0,008 | 0,125 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 14,0 | 0,10 | 2,30 | 11,6 | 0,40 | 0,010 | 0,204 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 14,5 | 0,12 | 1,10 | 13,3 | 0,30 | 0,012 | 0,231 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 14,0 | 0,16 | 0,30 | 13,5 | 0,20 | 0,014 | 0,274 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 14,3 | 0,20 | 0,10 | 14,0 | 0,10 | 0,015 | 0,304 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 14,5 | 0,30 | | 14,2 | 0,05 | 0,016 | 0,295 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 16,0 | 0,45 | | 15,6 | 0,03 | 0,016 | 0,324 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 17,0 | 0,75 | | 16,2 | 0,02 | 0,017 | 0,358 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 18,0 | 1,20 | | 16,8 | 0,01 | 0,017 | 0,371 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 20,0 | 1,80 | | 18,2 | 0,01 | 0,017 | 0,402 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 22,0 | 2,80 | | 19,2 | 0,01 | 0,017 | 0,424 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 26,0 | 5,00 | | 21,0 | 0,01 | 0,017 | 0,464 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 34,0 | 11,0 | | 23,0 | 0,01 | 0,017 | 0,508 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 35,0 | 10,0 | | 25,0 | 0,01 | 0,017 | 0,552 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 55,0 | 25,0 | | 30,0 | 0,01 | 0,017 | 0,662 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 52,0 | 23,0 | | 29,0 | 0,01 | 0,017 | 0,640 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 130 | 33,0 | | 97,0 | 0,01 | 0,017 | 2,142 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 155 | 109 | | 46,0 | 0,01 | 0,017 | 1,016 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 29,6 | 13,0 | | 16,6 | 0,01 | 0,017 | 0,366 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 58,6 | 42,0 | | 16,6 | 0,01 | 0,017 | 0,366 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 29,4 | 13,0 | | 16,4 | 0,01 | 0,017 | 0,362 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 30,4 | 14,0 | | 16,4 | 0,01 | 0,017 | 0,362 |
| T | 0,0252 | | 60,4 | 44,0 | | 16,4 | 0,01 | | |

| | | Spaltprodukte U^{235} | | | | | | | |
|------------------|------|-------------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| | | $\sigma_{in}(i+k)$ | | | | | | | |
| $i \backslash k$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 1 | 0,00 | 0,04 | 0,26 | 0,98 | 1,20 | 1,00 | 0,46 | 0,12 | 0,04 |
| 2 | 0,02 | 0,13 | 0,76 | 1,20 | 1,21 | 0,57 | 0,22 | 0,07 | 0,02 |
| 3 | 0,24 | 0,86 | 0,95 | 1,07 | 0,71 | 0,28 | 0,07 | 0,02 | |
| 4 | 0,33 | 0,91 | 1,14 | 0,59 | 0,35 | 0,13 | 0,05 | | |
| 5 | 0,54 | 0,91 | 0,47 | 0,24 | 0,11 | 0,03 | | | |
| 6 | 0,46 | 0,44 | 0,16 | 0,03 | 0,01 | | | | |
| 7 | 0,15 | 0,12 | 0,03 | | | | | | |
| 8 | 0,05 | 0,04 | 0,01 | | | | | | |

| | | f_c | | | f_t | | | f_e | | |
|-----|----------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | $T^* \sigma_0$ | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| 18 | 300 | 1,00 | 0,96 | 0,76 | 1,00 | 0,98 | 0,89 | 1,00 | 1,00 | 0,98 |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,80 | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 0,98 | 0,83 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,88 | 0,63 | 1,00 | 0,81 | 0,54 | 1,00 | 0,91 | 0,72 |
| | 900 | 1,00 | 0,89 | 0,67 | 1,00 | 0,82 | 0,56 | 1,00 | 0,92 | 0,74 |
| | 2100 | 1,00 | 0,91 | 0,71 | 1,00 | 0,85 | 0,60 | 1,00 | 0,93 | 0,76 |
| 20 | 300 | 0,94 | 0,71 | 0,45 | 0,92 | 0,52 | 0,33 | 0,93 | 0,66 | 0,40 |
| | 900 | 0,94 | 0,74 | 0,47 | 0,93 | 0,56 | 0,34 | 0,94 | 0,72 | 0,42 |
| | 2100 | 0,95 | 0,77 | 0,57 | 0,95 | 0,59 | 0,38 | 0,95 | 0,75 | 0,51 |
| 21 | 300 | 1,00 | 0,56 | 0,46 | 0,97 | 0,65 | 0,43 | 1,00 | 0,66 | 0,60 |
| | 900 | 1,00 | 0,59 | 0,50 | 0,98 | 0,69 | 0,47 | 1,00 | 0,69 | 0,64 |
| | 2100 | 1,00 | 0,63 | 0,54 | 0,99 | 0,75 | 0,51 | 1,00 | 0,71 | 0,67 |
| 22 | 300 | 1,00 | 0,79 | 0,72 | 1,00 | 0,95 | 0,85 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 900 | 1,00 | 0,81 | 0,75 | 1,00 | 0,96 | 0,87 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 0,85 | 0,81 | 1,00 | 0,97 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 23 | 300 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,99 | 0,98 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,99 | 0,98 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,97 | 0,87 | 0,99 | 0,98 | 0,98 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

| Spaltprodukte Pu^{239} | | | | | | | | | |
|--------------------------|----------------|------------|------------|------------|---------------|------------|---------|-------|-----------------|
| i | E_n | ΔU | σ_t | σ_c | σ_{in} | σ_e | μ_e | ξ | $\sigma_{b(e)}$ |
| 1 | 6,5-10,5 МэВ | 0,48 | 9,10 | 0,01 | 4,10 | 4,99 | 0,80 | 0,003 | 0,0312 |
| 2 | 4,0-6,5 МэВ | 0,48 | 9,20 | 0,02 | 4,20 | 4,98 | 0,70 | 0,005 | 0,0519 |
| 3 | 2,5-4,0 МэВ | 0,48 | 10,5 | 0,04 | 4,20 | 6,26 | 0,60 | 0,007 | 0,0913 |
| 4 | 1,4-2,5 МэВ | 0,57 | 12,5 | 0,07 | 3,50 | 8,93 | 0,50 | 0,008 | 0,1253 |
| 5 | 0,8-1,4 МэВ | 0,57 | 14,0 | 0,11 | 2,30 | 11,6 | 0,40 | 0,010 | 0,204 |
| 6 | 0,4-0,8 МэВ | 0,69 | 14,5 | 0,15 | 1,10 | 13,2 | 0,30 | 0,012 | 0,2295 |
| 7 | 0,2-0,4 МэВ | 0,69 | 14,0 | 0,20 | 0,30 | 13,5 | 0,20 | 0,014 | 0,274 |
| 8 | 0,1-0,2 МэВ | 0,69 | 14,3 | 0,25 | 0,10 | 14,0 | 0,10 | 0,015 | 0,304 |
| 9 | 46,5-100 КэВ | 0,77 | 14,5 | 0,40 | | 14,1 | 0,05 | 0,016 | 0,293 |
| 10 | 21,5-46,5 КэВ | 0,77 | 16,0 | 0,55 | | 15,4 | 0,03 | 0,016 | 0,320 |
| 11 | 10,0-21,5 КэВ | 0,77 | 17,0 | 0,90 | | 16,1 | 0,02 | 0,017 | 0,355 |
| 12 | 4,65-10,0 КэВ | 0,77 | 18,0 | 1,50 | | 16,5 | 0,01 | 0,017 | 0,364 |
| 13 | 2,15-4,65 КэВ | 0,77 | 20,0 | 2,20 | | 17,8 | 0,01 | 0,017 | 0,393 |
| 14 | 1,0-2,15 КэВ | 0,77 | 22,0 | 3,20 | | 18,8 | 0,01 | 0,017 | 0,415 |
| 15 | 465-1000 эВ | 0,77 | 26,5 | 5,50 | | 21,0 | 0,01 | 0,017 | 0,464 |
| 16 | 215-465 эВ | 0,77 | 35,0 | 12,0 | | 23,0 | 0,01 | 0,017 | 0,508 |
| 17 | 100-215 эВ | 0,77 | 37,0 | 12,0 | | 25,0 | 0,01 | 0,017 | 0,552 |
| 18 | 46,5-100 эВ | 0,77 | 60,0 | 30,0 | | 30,0 | 0,01 | 0,017 | 0,662 |
| 19 | 21,5-46,5 эВ | 0,77 | 50,0 | 24,0 | | 26,0 | 0,01 | 0,017 | 0,574 |
| 20 | 10,0-21,5 эВ | 0,77 | 165 | 42,0 | | 121 | 0,01 | 0,017 | 2,671 |
| 21 | 4,65-10 эВ | 0,77 | 189 | 138 | | 51,0 | 0,01 | 0,017 | 1,126 |
| 22 | 2,15-4,65 эВ | 0,77 | 28,9 | 14,0 | | 14,9 | 0,01 | 0,017 | 0,329 |
| 23 | 1,0-2,15 эВ | 0,77 | 90,1 | 75,0 | | 15,1 | 0,01 | 0,017 | 0,333 |
| 24 | 0,465-1,0 эВ | 0,77 | 32,7 | 18,0 | | 14,7 | 0,01 | 0,017 | 0,324 |
| 25 | 0,215-0,465 эВ | 0,77 | 29,7 | 15,0 | | 14,7 | 0,01 | 0,017 | 0,324 |
| T | 0,0252 | | 62,7 | 48,0 | | 14,7 | 0,01 | 0,017 | 0,324 |

| | | $\sigma_{in(i+k)}$ | | | | | | | | Spaltprodukte Pu^{239} | | | | | | | | |
|---|---|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|--------------------------|------|--|--|--|--|--|--|--|
| i | k | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | | | | | | | | |
| | 1 | | 0,00 | 0,04 | 0,26 | 0,98 | 1,20 | 1,00 | 0,46 | 0,12 | 0,04 | | | | | | | |
| 2 | | 0,02 | 0,13 | 0,76 | 1,20 | 1,21 | 0,57 | 0,22 | 0,07 | 0,02 | | | | | | | | |
| 3 | | 0,24 | 0,86 | 0,95 | 1,07 | 0,71 | 0,28 | 0,07 | 0,02 | | | | | | | | | |
| 4 | | 0,33 | 0,91 | 1,14 | 0,59 | 0,35 | 0,13 | 0,05 | | | | | | | | | | |
| 5 | | 0,54 | 0,91 | 0,47 | 0,24 | 0,11 | 0,03 | | | | | | | | | | | |
| 6 | | 0,46 | 0,44 | 0,16 | 0,03 | 0,01 | | | | | | | | | | | | |
| 7 | | 0,15 | 0,12 | 0,03 | | | | | | | | | | | | | | |
| 8 | | 0,05 | 0,04 | 0,01 | | | | | | | | | | | | | | |

| | | f_c | | | f_t | | | f_e | | |
|------|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| i | σ_c | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 | 10^4 | 10^3 | 10^2 |
| | 18 | 300 | 1,00 | 0,93 | 0,86 | 1,00 | 0,98 | 0,88 | 1,00 | 0,99 |
| 900 | | 1,00 | 0,99 | 0,91 | 1,00 | 0,99 | 0,92 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 2100 | | 1,00 | 1,00 | 0,94 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 19 | 300 | 1,00 | 0,90 | 0,66 | 1,00 | 0,84 | 0,60 | 1,00 | 0,92 | 0,76 |
| | 900 | 1,00 | 0,92 | 0,72 | 1,00 | 0,86 | 0,64 | 1,00 | 0,94 | 0,78 |
| | 2100 | 1,00 | 0,94 | 0,76 | 1,00 | 0,88 | 0,69 | 1,00 | 0,95 | 0,81 |
| 20 | 300 | 0,92 | 0,66 | 0,46 | 0,84 | 0,44 | 0,32 | 0,91 | 0,62 | 0,38 |
| | 900 | 0,94 | 0,70 | 0,49 | 0,85 | 0,49 | 0,34 | 0,93 | 0,66 | 0,40 |
| | 2100 | 0,95 | 0,72 | 0,52 | 0,86 | 0,59 | 0,36 | 0,94 | 0,69 | 0,42 |
| 21 | 300 | 1,00 | 0,95 | 0,70 | 1,00 | 0,89 | 0,65 | 1,00 | 0,90 | 0,74 |
| | 900 | 1,00 | 0,98 | 0,72 | 1,00 | 0,95 | 0,69 | 1,00 | 0,93 | 0,77 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,80 | 1,00 | 1,00 | 0,75 | 1,00 | 0,96 | 0,82 |
| 22 | 300 | 1,00 | 0,98 | 0,87 | 1,00 | 0,97 | 0,88 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 900 | 1,00 | 0,99 | 0,90 | 1,00 | 0,97 | 0,91 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| | 2100 | 1,00 | 1,00 | 0,93 | 1,00 | 0,99 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 0,99 |
| 23 | 300 | 1,00 | 0,95 | 0,86 | 0,98 | 0,96 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 900 | 1,00 | 0,95 | 0,86 | 0,98 | 0,96 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| | 2100 | 1,00 | 0,95 | 0,86 | 0,98 | 0,96 | 0,95 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

Abhängigkeit ξ von der Temperatur des Mediums

| $\xi(T)/\xi(0)$ | | | | | | | | |
|-----------------|--------------|------|------|------|------|------|------|------|
| Element | $T^{\circ}K$ | 300 | 600 | 900 | 1200 | 1500 | 1800 | 2100 |
| Beryllium | 20 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | | | | |
| | 21 | 0,99 | 0,99 | 0,98 | | | | |
| | 22 | 0,98 | 0,97 | 0,96 | | | | |
| | 23 | 0,96 | 0,94 | 0,91 | | | | |
| | 24 | 0,91 | 0,87 | 0,83 | | | | |
| | 25 | 0,83 | 0,73 | 0,64 | | | | |
| Graphit | 20 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,98 | 0,98 |
| | 21 | 0,99 | 0,99 | 0,98 | 0,98 | 0,97 | 0,97 | 0,96 |
| | 22 | 0,98 | 0,97 | 0,96 | 0,95 | 0,94 | 0,93 | 0,92 |
| | 23 | 0,95 | 0,93 | 0,91 | 0,90 | 0,87 | 0,85 | 0,83 |
| | 24 | 0,88 | 0,86 | 0,83 | 0,78 | 0,74 | 0,70 | 0,66 |
| | 25 | 0,74 | 0,69 | 0,62 | | | | |
| A > 20 | 20 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,99 |
| | 21 | 1,00 | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,98 | 0,98 | 0,97 |
| | 22 | 0,99 | 0,98 | 0,98 | 0,97 | 0,96 | 0,95 | 0,94 |
| | 23 | 0,98 | 0,97 | 0,95 | 0,93 | 0,91 | 0,90 | 0,88 |
| | 24 | 0,96 | 0,92 | 0,89 | 0,85 | 0,81 | 0,77 | 0,74 |
| | 25 | 0,92 | 0,84 | 0,76 | 0,68 | | | |

Literaturverzeichnis

1. A.Weinberg, E.Wigner
Physikalische Theorie für Kernreaktoren
2. G.J.Marčuk
Numerische Methoden zur Berechnung von Kernreaktoren (russ.)
M., Atomizdat, 1958
3. G.J.Marčuk
Methoden zur Berechnung von Kernreaktoren (russ.)
M.Gosatomizdat, 1961
4. A.D.Galanin
Theorie der Kernreaktoren mit thermischen Neutronen (russ.)
M., Atomizdat, 1959
5. A.J.Leipunskij, A.J.Abramov, V.N.Andreev u. a.
Genf 1958, P/2038
6. J.V.Gordeev, D.A.Kardašev, A.V.Malyšev
Handbuch für Kernphysikalische Konstanten für Reaktoren (Kapitel 4)
M., Atomizdat, 1960
7. Yiftah, D.Okrent, P.A.Moldauer
Fast Reactor Cross Sections
N.-Y., Pergamon Press, 1960
8. W.H.Roach
Nucl.Sci. and Eng. 8,621 (1960)
9. Reactor Physics Constant
ANL-5800, 1958
10. W.Loewenstein and D.Okrent
Genf 1958, P/637
11. J.K.Long, W.Loewenstein et al.
Genf 1958, P/598
12. R.Avery, K.Brenian et al.
Genf 1958, P/2160
13. A.J.Novožilov, S.B.Šichov
Atomnaja Energija, 8,209 (1960)
14. J.V.Gordeev, V.V.Orlov, T.Ch.Sedelnikov
Atomnaja Energija, 9,852 (1957)
15. A.A.Lukjanov, V.V.Orlov
Einfluß der Resonanzstruktur der Querschnitte auf die Neutronen-
diffusion (russ.), im Sammelwerk "Neutronenphysik",
Gosatomizdat, 1961
16. P.Greebler, B.B.Hutchins
"Physics of fast intermediate reactors", International Atomic
Energy, Vienna, 1962
17. A.A.Lukjanov, V.V.Orlov
Atomnaja Energija, 10,262 (1961)

18. M.N.Nikolajev, V.V.Filippov
Atomnaja Energija, II,445 (1961)
19. M.N.Nikolaev, V.V.Filippov, J.I.Bondarenko
"Physics of Fast and Intermediate Reactors", International Atomic
Energy Agency, Vienna, 1962
20. V.F.Turčín
Sammelwerk "Neutronenphysik",
M., Gosatomizdat, 1961
21. D.J.Hughes and R.B.Schwartz
Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Edition (1958)
and
D.J.Hughes, B.A.Magurno, M.K.Brussel
Neutron Cross Sections, BNL-325, Supplement-1 (1960)
22. J.V.Gordeev, D.A.Kardašev, A.V.Malyšev
Handbuch der Kernphysikalischen Konstanten für Reaktorberechnungen,
2.Auflage M., Gosatomizdat, 1962
23. Ju.V.Adamčuk, V.F.Gerasimov, B.V.Efimov et al.
Genf 1955, P/646
24. V.V.Vladimirskij, I.V.Kirpičnikov, A.A.Panov et al.
Genf 1958, P/2221
25. F.J.Shore, V.L.Sailor
Genf 1958, P/648
26. L.Bollinger et al.
Genf 1958, P/687
27. M.S.Moore, L.G.Miller, O.D.Simpson
Phys.Rev. 118, 714 (1960)
28. A.Michandon, P.Eibon
J.phys et radium 22, 712 (1961)
29. R.G.Fluhartý et al.
Genf 1958, P/645
30. W.Allen, A.Ferguson
Pros.Phys.Soc. A-70, 573 (1957)
31. P.K.Smith, R.Z.Henkel, R.A.Nobles
Bull. Am.Phys.Soc. Ser.2, 2, 196 (1957)
32. R.W.Lamphere
Phys.Rev. 104, 1654 (1956)
33. M.F.Netter, J.Julien, C.Corge, R.Ballini
J.phys, et radium 17, 565 (1956)
34. G.V.Gorlov, B.M.Gochberg, V.M.Morozov et al.
Atomnaja Energija, 6,453 (1959)
35. G.N.Smirenkin, V.G.Nestorov, I.I.Bondarenko
Atomnaja Energija, 13,366 (1962)

36. V.M.Pankratov, N.A.Vlasov, B.V.Rybakov
Atomnaja Energija, 9,399 (1960)
37. S.P.Kalinin, V.M.Pankratov
Genf 1958, P/2149
38. G.A.Doroveev, Ju.B.Dobrynin
Atomnaja Energija, 2,10 (1957)
39. A.A.Berezin, G.A.Stoljarov, Ju.V.Nikolskij
Atomnaja Energija, 5,659 (1958)
40. O.D.Simpson, M.S.Moore
Phys.Rev. 123, 559 (1961)
41. D.K.Batler, R.K.Sjoblom
Phys.Rev. 124, 1129 (1961)
42. D.K.Batler, S.Cox, J.Meadows et al.
"Physics of fast and intermediate reactors", International
Atomic Energy Agency, Vienna, 1962 - Bericht Nr.36
43. M.I.Kazarinova, Ju.S.Zamjatnin, V.M.Gorbačev
Atomnaja Energija, 8,139 (1960)
44. Ju.S.Zamjatnin
Spaltquerschnitte der Kernspaltung mit schnellen Neutronen
Sammelwerk "Physik der Atomkernspaltung", Anhang Nr.1 zu
Atomnaja Energija 1957, M., Atomizdat, 1957
45. R.Vandenbach, J.R.Huizenga
Genf 1958, P/688
46. R.C.Allen, R.B.Walton, R.B.Perkins et al.
Phys.Rev. 104, 731 (1956)
47. A.N.Protopopov, Ju.A.Selickij, S.M.Solovev
Atomnaja Energija, 4, 190 (1958)
48. A.N.Protopopov, M.I.Kuznecov, E.G.Dermendžiev
ZETF 38, 384 (1960)
49. N.N.Flerov, A.A.Berezin, I.E.Čelnokov
Atomnaja Energija 5, 657 (1958)
50. M.N.Nikolaev, V.I.Golubev, I.I.Bondarenko
ZETF 34, 752 (1958)
51. I.I.Bondarenko, V.P.Kovalev
Physikalische Messungen an Spaltneutronen mit Konvertoren
"Pile Neutron Research in Physics", International Atomic
Energy Agency, Vienna, 1962
52. R.B.Leachman, H.W.Schmitt
J.Nuclear Energy, 4,38 (1957)
53. V.G.Nesterov, G.N.Smirenkin
Atomnaja Energija, 9,16 (1960) - ZETF 35, 532 (1958)
54. D.K.Butler
Phys.Rev. 117, 1305 (1960)

55. Dz. Uiller
At. En. 5,71 (1956)
56. J. Terrell.
Phys. Rev. 108, 783 (1957)
57. J.J. Bondarenko, B. D. Kuzminov, L. S. Kucaeva et al.
Genf 1958, P/ 2187
58. A.B. Smith.
"Physics of fast and intermediate reactors".
International Atomic Energy Agency Wien, 1962.
Bericht Nr. 76
59. L. N. Usacev, V.P. Trubicyn
Ausbeute an Neutronen bei der Spaltung von U 235 in Abhängigkeit
von der Energie des Neutrons, das die Spaltung bevorzugt.
Bericht PEJ , 1953 (russ.)
60. R.B. Leachman.
Phys. Rev. 101, 1005 (1956).
61. G.H. Smirenkin, J.J. Bondarenko, L.S. Kucaeva et al.
At. En. 4,188 (1958)
62. A. Mead, D.S. Mather, P. Fieldhouse.
"Physics of fast and intermediate reactors".
International Atomic Energy Agency, Wien,1962.
Bericht Nr. 78
63. B.C. Diven, J.C. Hopkins.
"Physics of fast and intermediate reactors".
International Atomic Energy Agency, Wien,1962.
Bericht Nr. 55
64. U.N. Okolovic, G.N. Smirenkin, J.J. Bondarenko et al.
At. En. 12, 461 (1962)
65. V.G. Nerterov, G.N. Smirenkin, J.J. Bondarenko
At. En. 10, 620 (1961)
66. V.G. Nesterov, G.N. Smirenkin, J.J. Bondarenko
At. En. 11, 248 (1961)
67. Ju.A. Bljumkina, J.J. Bondarenko, V.F. Kuznecov, et al.
At. En., in Druck
68. J.V. Gordeev, N.S. Rabotnov, V.S. Stavinskij et al.
Diskussionsbeitrag
"Physics of fast and intermediate reactors".
International Atomic Energy Agency, Wien,1962.
69. D.D. Kuzminov, L.S. Kucaeva, J.J. Bondarenko.
At. En. 4, 187 (1958)
70. D.D. Kuzminov
Mittlere Anzahl prompter Spaltneutronen für U238 und Th232.
In Sammelwerk "Neutronenphysik", M. Gosatomizdat, 1961.

71. B.D. Kuzminov
Mittlere Anzahl der prompten Neutronen bei der Spaltung von Pu240 durch Neutronen mit 3,6 und 15 MeV.
Sammelwerk "Neutronenphysik". M., Gosatomizdat, 1961.
72. N.N. Flerov, E.A. Tamanov.
At. En. 5, 654, (1958)
73. R. Scher, Y. Leroy
Trans. Am. Nucl. Soc. 2, I2I (1959).
74. Billaud et al.
Genf, 1958, P/1186
75. L.D. Gordeeva, G.N. Smirenkin ZETF, im Druck.
76. N. Nereson.
Phys. Rev. 85, 600 (1952).
77. T.W. Bonner, R.A. Terrell, M.C. Riechart.
Phys. Rev. 87, 1032 (1952).
78. D.L. Hill.
Phys. Rev. 87, 1034 (1952)
79. B.E. Watt.
Phys. Rev. 87, 1037 (1952).
80. L. Cranberg, G. Frye, N. Nereson, L. Rosen.
Phys. Rev. 103, 662 (1956).
81. V.P. Kovalev
ZETF 34, 501 (1958)
82. B.G. Erozolimskij
Im Sammelwerk "Physik der Atomkernspaltung". Anhang Nr.1
zum Jahresband "Atomenerg" 1957, M., Atomizdat, 1957
83. D.B. Nicodemus, H.H. Staub.
Phys. Rev. 89, 1288 (1953).
84. N. Nereson.
Phys. Rev. 88, 823 (1952).
85. V.P. Kovalev, V.N. Andreev, M.N. Nikolaev et al.
ZETF 33, 1069 (1957)
86. J.A. Grundl, J.R. Neuer
Bull. Am. Phys. Soc. II, 52, 95 (1956).
87. G.N. Smirenkin
ZETF 37, 1822 (1959).
88. Jn. A. Vasilev, Jn. S. Zamjatnin, Jn. J. Ilin et al.
ZETF 38, 671 (1960)
89. V.N. Andreev
Wissenschaftliche Arbeiten zur Physik der Atomkernspaltung.
L., Jzd., AN SSSR, 1961

90. N.N. Flerov, V.M. Talyzin.
Atomnaja Energija 5, 653 (1958)
91. V.J. Kalasnikova, V.J. Lebedev, P.J. Spivak
Atomnaja Energija 2, 18 (1957)
92. S.Ja. Nikitin, S.J. Suchoruckin, K.G. Jgnatev et al.
Abhängigkeit der effektiven Anzahl der Sekundärneutronen
von der Energie der eingefangenen Primärneutronen.
Im Sammelwerk " Tagung der AN SSSR zur friedlichen Ver-
wendung der Kernenergie. 1. - 6. Juli 1955"
M., Jzd. AN SSSR, 1955
93. J.V. Kirpionikov, V.V. Okorokov, S.J. Suchoruckin.
Atomnaja Energija 2, 247 (1957)
94. G. Palivski, D. Hughes, P. Zimmermann et al.
Atomnaja Energija 4, 71 (1956)
95. H.M. Skarsgard and J. Kenward.
J. Nucl. Energy. 6, 212 (1958).
96. P.E. Spivak, B.G. Erosolimschij, G.A. Dorofeev et al.
Atomnaja Energija 3, 13 (1956)
97. V.P. Kanne, H.D. Stewart
Genf 1955, P/595
98. M.L. Yeater, R.W. Hockenbury, R.R. Fullwood.
Nucl. Sci. and Eng. 9, 105 (1961).
99. H.W. Moore, R. Furst.
J. Brit. Nucl. Energy Conf. 6, 161 (1961).
100. R.L. Macklin, H.W. Schmitt, J.H. Gibbons.
Phys. Rev. 102, 797 (1956).
101. S. Oleksa.
Nucl. Energy 5, 16 (1957).
102. P.E. Spivak, B.G. Erosolimschij, G.A. Dorofeev et al.
Atomnaja Energija 3, 21 (1956)
103. V.N. Andreev
Atomnaja Energija 4, 185 (1958)
104. B.C. Diven, J. Terrell, A. Hemmendinger.
Phys. Rev. 109, 144, (1958).
105. B.C. Diven, J.^U. Hopkins.
Nucl. Sci. and Eng. 12, 169 (1962).
106. M.L. Yeater, W.R. Mills, E.R. Gaerttner.
Phys. Rev. 104, 479 (1956).
107. J.F. Barry, L.P.O. Connor, J.L. Perkin.
Proc. Phys. Soc. A-74, 685 (1959).
108. R.C. Hanna, B. Rose.
J. Nucl. Energy. 8, 197 (1959).

109. R.L.Macklin, H.Lazar, W.S.Lyen
Phys. Rev. 107, 504 (1957).
110. Ju.Ja.Stavisskij, V.A.Tolstikov
Atomnaja energija, 10, 508 (1961) (russ.)
111. J.F.Barry, J.L.Bunce, J.L.Perkin
Proc.Phys.Soc. A-78, 801 (1961).
112. D.C.Stupegia, R.R.Heinrich, G.H.McCloud
J.Nucl.Energy 15, 200 (1961).
113. J.L.Perkin, L.P.O'Connor, R.F.Coleman
Proc.Phys.Soc. A-72, 505 (1958) .
114. B.Diven
Genf 1958, P/667 .
115. P.A.Moldauer
"Physics of Fast and Intermediate Reactors", International
Atomic Energy Agency, Wien, 1962, P/35 .
116. F.W.Firk, J.E.Lynn, M.C.Moxon
In "Proceedings of the International Conference on Nuclear
Structure" .
117. J.L.Rosen, J.S.Desjardins, J.Rainwater et al.
Phys.Rev. 118, 687 (1960) .
118. H.W.Newson, E.G.Bilpuch
Bull. Am.Phys.Soc. Ser.2, 2, 218 (1957) .
119. P.S.Carter, J.A.Harvey, D.J.Hughes et al.
Phys.Rev. 95, 143 (195)
120. D.J.Hughes, V.E.Pilcher
Phys.Rev. 100, 1249 (1955) .
121. J.S.Levin, D.J.Hughes
Phys.Rev. 101, 1328 (1956) .
122. D.J.Hughes, R.L.Zimmerman, R.E.Chrien
Phys.Rev. Lett. 1, 461 (1958) .
123. O.D.Simpson, R.G.Fluhart, F.B.Simpson
Phys.Rev. 103, 971 (1956) .
124. G.A.Cowan, A.Turkevich, C.I.Browne et al.
Phys.Rev. 122, 1286 (1961) .
125. V.E.Pilcher, J.A.Harvey, D.J.Hughes
Phys.Rev. 103, 1342 (1956)
126. W.Havens, E.Melkonian
Genf. 1958, P/655
127. W.W.Havens, Jr., E.Melkonian, L.I.Rainwater et al.
Phys.Rev. 116, 1538 (1959)
128. J.S.Fraser, R.B.Schwartz
Nucl.Phys. 30, 269 (1962)

129. N.J.Pattenden
J.Nucl.Energy 2, 187 (1956)
130. B.R.Leonard, Jr.
"Proceedings on the Conf. on the Physics of Breeding",
ANL-6122, 1959
131. J.E.Evans, R.G.Fluhart
"Proceedings on the Conf. on the Physics of Breeding",
ANL-6122, 1959)
132. P.A.Egelstaff, D.J.Hughes
Progress in Nuclear Energy, ser 1. Physics and Mathematics,
London, Pergamon Press, 1956
133. M.S.Moore, C.W.Reich
Phys.Rev. 118, 718 (1960)
134. D.C.Stupegia
Reactor Sci. and Technology 16, 201 (1962)
135. E.Vogt
Phys.Rev. 118, 724, (1960)
136. E.Vogt
Phys.Rev. 112, 202 (1957)
137. J.V.Kripičnikov, S.I.Suchoručkin
Atomnaja energija 7, 429, 1959 (russ.)
138. J.Hardy, Jr., D.Klein, G.G.Smith
Nucl.Sci. and Eng. 9, 341 (1961)
139. S.Ja.Nikitin, N.D.Galanina, K.G.Ignat'ev et al.
Genf 1955, P/646
140. V.V.Vladimirskij, A.A.Panov, I.A.Radkevič et al.
Atomnaja energija 5, 69 (1958) (russ.)
141. V.V.Sokolevskij, V.V.Vladimirskij, I.A.Radkevič et al.
Atomnaja energija 2, 129 (1957) (russ.)
142. R.Richmond and B.T.Price
J.Nucl.Energy 2, 177 (1956)
143. O.D.Simpson and R.P.Schuman
Nucl.Sci. and Eng. 11, 111 (1961)
144. R.Bass, T.W.Bonner, H.P.Haenni
Nucl.Phys. 23, 122 (1961)
145. E.A.Fossoul
"Physics of fast and intermediate reactors", Interna-
tional Atomic Energy Agency, Wien 1962, P/10
146. M.H. McKay
Reactor Sci. and Technology, 14, 200 (1961)

147. J.Terrel
"Proceedings on the Conference on the Physics of Breeding",
ANL-6122, 1959
148. G.J.Safford
"Proc. on the Conf. on the Physics of Breeding",
ANL-6122, 1959
149. A.V.Campise, E.R.Cohen, D.T.Eggen
"Proc. on the Conf. on the Physics of Breeding",
ANL-6122, 1959
150. G. de Saussure
"Proc. on the Conf. on the Physics of Breeding",
ANL-6122, 1959
- 151
151. E.Hellstrand, J.Weitman
Nucl.Sci. and Eng. 2, 507 (1961)
152. A.B.Rothman, C.E.W.Ward
Nucl.Sci. and Eng. 12, 294 (1961)
153. G.G.Mjasišćeva, M.P.Anikina, L.L.Gol'din et al.
Atomnaja energija 2, 22 (1957)
154. R.W.Stoughton and J.Halperin
Nucl.Sci. and Eng. 6, 100 (1959)
155. I.Gal'perin, R.Stouton
Genf 1958, P/1072
156. R.L.Macklin, H.S.Pomerance
J.Nucl.Energy 2, 243 (1956)
157. R.B.Tattersall, H.Rose, S.K.Pattenden et al.
Reactor Sci. 12, 32 (1960)
158. E.Hellstrand, D.Weitman
"Physics of Fast and Intermediate Reactors", Interna-
tional Atomic Energy Agency, Wien 1962, P/8
159. G.G.Smith, J.Hardy, D.Klein et al.
Nucl.Sci. and Eng. 2, 421 (1961)
160. E.Hellstrand, P.Blomberg, S.Hörner
Nucl.Sci. and Eng. 8, 497 (1960)
161. G.D.James
"Proceedings of the Symposium on Neutron Time-of-Flight
Methods, org. by the European-American Nuclear Data
Committee", Saclay/France, 24-27 July, 1961 Sess.II, p.115
162. R.M.Pearce, D.H.Walker
Nucl.Sci. and Eng. 2, 24 (1957)
163. B.P.Rastogi, R.S.Singh
Reactor Sci. and Technology 15, 29 (1961)
164. G.I.Bell
Nucl.Sci. and Eng. 2, 409 (1961)

165. V.E.Pilcher, D.J.Hughes and J.A.Harvey
Bull.Am.Phys. Soc.II 1, 187 (1956)
166. O.D.Simpson, R.G.Fluharty
Bull.Am.Phys. Soc.II 2, 219 (1957)
167. N.J.Pattenden, V.S.Rainey
Reactor Sci. 11, 14 (1959)
168. R.Kote, L.Bollinger, R.Barišs et al.
Genf 1958, P/685
169. B.R.Leonard, Jr., R.H.Odegaarden
Bull.Am.Phys. Soc.II 6, 8 (1961)
170. G.L. McCallum
J.Nucl.Energy 6, 181 (1958)
171. J.Butler, M.Lounsbury, J.S.Merritt
Can.J.Phys. 35, 147 (1957)
172. B.G.Erozolinskij, I.E.Kutikov, Ju.P.Dobrynin et al.
Atomnaja energija 3, 27 (1956)
173. P.A.Krupčickij
Atomnaja energija 2, 240 (1957)
174. W.H.Walker, C.H.Westcott, T.K.Alexander
Can.J.Phys. 38, 57 (1960)
175. A.A.Bergman, F.I.Šapiro
ŽETF 40, 1270 (1961) (russ.)
176. A.I.Isakov, Ju.P.Popov, F.L.Schapiro
ŽETF 38, 989 (1960) (russ.)
177. A.A.Bergman, A.I.Isakov, Ju.P.Popov et al.
ŽETF 33, 9 (1957) (russ.)
178. Ju.P.Popov, F.L.Šapiro
ŽETF 42, 988 (1962) (russ.)
179. J.H.Gibbons, R.L.Machlin, P.D.Miller et al.
Phys.Rev. 122, 182 (1961)
180. J.H.Neiler
"Physics of fast and intermediate reactors", Inter-
national Atomic Energy Agency, Wien 1962, P/73

181. A.J. Lejpunskij, O.D. Kazackovskij, G. Ja. Artjuhov u.a.
Genf 1958, P/2219
182. T.S. Belanova
ZETF 34, 575 (1958)
183. Ju. Ja. Stavisskij, V.A. Tolstikov
Vortrag während der II. Unionskonferenz über Kernreaktionen
bei kleinen und mittleren Energien, Moskau, Juli 1960
185. V.A. Tolstikov, Ju.Ja. Stavisskij, V.S. Stavisskij u.a.
Vortrag während der II. Konferenz über Kernspektroskopie,
Riga, Jan. 1961
186. Ju.Ja. Stavisskij, A.V. Sapor
Atomnaja energija 12, 514 (1962) russ.
187. V.A. Tolstikov, Ju.Ja. Stavisskij
Im Sammelwerk "Nejtronnaja fizika", Moskau, 1961,
Gosatomizdat
188. Ju.Ja. Stavisskij, V.A. Tolstikov
Atomnaja energija, 9, 401 (1958)
189. V.N. Kononov, Ju.Ja. Stavisskij, V.A. Tolstikov
Atomnaja energija, 5, 564 (1958)
190. A.V. Sapor
Atomnaja energija, im Druck
191. Ju.Ja. Stavisskij, A.V. Sapor
Im Sammelwerk "Nejtronnaja fizika", Moskau, 1961,
Gosatomizdat
192. B.C. Diven, J. Terrell, A. Hemmendinger
Phys. Rev. 120, 556 (1960).
193. P. Meklin
Genf 1958, P/671
194. W.S. Lyon, R.L. Macklin
Phys. Rev. 114, 1619 (1959).
195. A.E. Johnsrud, M.G. Silbert, H.H. Barschall
Phys. Rev. 116, 927 (1959).
196. M.V. Pasecnik, J.F. Barcuk, J.A. Tockij u.a.
Genf 1958, P/2030
197. V.B. Klimentov, V.M. Grjazev
Atomnaja energija 3, 507 (1957)
198. A.A. Bergman, A.J. Jsakov, Ju.P. Popov u.a.
Im Sammelwerk "Kernreaktionen bei kleinen und mittleren Energien",
199. F. Gabbard, R. Davis, T.W. Bonner
Phys. Rev. 114, 201 (1959).
200. K.M. Michajlina, A.A. Nomofilov, G.A. Romanova u.a.
Im Sammelwerk "Nejtronnaja fizika", Moskau 1961,

201. B.D. Kern, W. Kregar
Phys. Rev. 112, 926 (1958).
202. F.L. Ribe
Phys. Rev. 103, 741 (1956)
203. W.L. Imhof, R.G. Johnson, F.J. Vaughn, M.Walt.
Phys. Rev. 114, 1037 (1959).
204. R.B. Marray and H. Witschmitt
Phys. Rev. 115, 1707 (1959).
205. V.P. Perelygin, K.D. Tolstov
Atomnaja energija, 9, 488 (1960)
206. A.V. Elpidiskij, F.L. Sapiro, J.V. Stranich
Beilage Nr.5 zu "Atomnaja energija 1957"
207. G.V. Gorlov, B.M. Gochberg, V.M. Morozov u.a.
Dokl. AN SSSR, III, 91 (1956)
208. Ф.С. Belanova
Vortrag während der II. Unionskonferenz über Kernreaktionen bei kleinen und mittleren Energien, Moskau, Juli 1960
209. M.E. Wyman, E.M. Fryer, M.M. Thorpe
Phys. Rev. 112, 1264 (1958).
210. R.E. Bullock, R.G. Moore
Phys. Rev. 119, 721 (1960).
211. R. Rochlin
Nucleonics 17, 54 (1958)
212. S.S. Basilev, V.V. Komarov, A.M. Popova
Beilage Nr.5 zu "Atomnaja energija" 1957
213. D.B. Fessan, R.L. Walter, W.E. Wilson, H.H. Farschall
Phys. Rev. 123, 208 (1961).
214. A.K. Krasin, J.G. Horozov, L.E. Geraseva u.a.
Genf 1955, P/662
125. J.M. Le Blanco, R.E. Cote, L.M. Bollinger
Nucl. Phys. 14, 120 (1959).
216. H. Bichsel, T.W. Bonner
Phys. Rev. 108, 1025 (1957).
127. A.H. Armstrong, G.M. Frye, Jr.
Phys. Rev. 103, 335 (1956).
218. E.A. Davis, F. Gabbard, T.W. Bonner, R. Bass.
Nucl. Phys. 27, 448 (1961).
219. W.L. Imhof, R.G. Johnson, F.J. Vaughn, M.Walt
Phys. Rev. 125, 1334 (1962).
220. W.E. Kregar, B.D. Kern
Phys. Rev. 113, 890 (1959).

221. R.N. Wilinzick, G.E. Mitchell, K.K. Seth, G.W. Lewis
Phys. Rev. 121, 1150 (1961).
222. H.Ol Cohn, J.L. Bair, H.B. Willard
Phys. Rev. 122, 534 (1961).
223. E.B. Paul, R.L. Clarke
Can. J. Phys. 31, 267 (1953).
224. G.C. Hanna, D.B. Primean, P.R. Tunnicliffe
Can. J. Phys. 39, 1784 (1961).
225. J.G. Gibbons, R.L. Macklin.
Phys. Rev. 114, 571 (1959).
226. H.C. Martin
Phys. Rev. 93, 498 (1954).
227. J.J. Schmidt
Physics of Fast and Intermediate Reactors, IAEA, Wien.
1962, P/4
228. K.W. Seemann, W.E. Moore
Nucl. Sci. Abst. 15, 17561 (1961).
229. M.H. Mc Taggart
Reactor Sci and Technology 14, 212 (1961).
230. J.M. Good, J.H. Neiler, J.H. Gibbons
Phys. Rev. 109, 926 (1958).
231. S.K. Mukherjee, A.K. Ganguly, N.K. Majumder
Proc. Phys. Soc. 77, 508 (1961).
232. D.J. Hughes, R.C. Garth, G.S. Levin
Phys. Rev. 91, 1423 (1953).
233. C.E. Mellish
Nucleonics 19, 114 (1961).
234. R. Booth, W.P. Ball, M.H. Mc Gregor
Phys. Rev. 112, 226, (1958).
235. S.J. Bame, Jr., R.L. Cubitt
Phys. Rev. 113, 256 (1959).
236. R. Dahlberg, K.Jurlow, E. Johansson
Reactor Sci. and Technology 14, 53 (1961).
237. M. Bormann, H. Jeremie, G. Anderson-Lindström, u.s.
Z. Naturforsch 15-a, 200 (1960).
238. G. Wolf
Nucleonik 2, 255 (1960).
239. C.F. Williamson
Phys. Rev. 222, 1877 (1961).
240. C.T. Hibdon
Phys. Rev. 118, 517 (1960).

241. C.T. Hibdon
Phys. Rev. 122, 1235 (1961).
242. C.T. Hibdon
Phys. Rev. 124, 500 (1961).
243. C.F. Williamson, E.J. Hudspeth, L.L. Morgan u.a.
Phys. Rev. 110, 139 (1958).
244. J.E. Lynn, F.W.K. Firk, M.C. Moxon
Nucl. Phys. 5, 603 (1958).
245. S.P. Harris, C.O. Muehlhause, G.E. Thomas
Phys. Rev. 79, 11 (1950).
246. V.N. Levkovskij
Im Sammelwerk "Kernreaktionen bei kleinen und mittleren
Energien", Moskau 1958, Verlag der Sowj. Ak. d. Wiss.
247. T.O. Passell, R.L. Heath
Nucl. Sci. and Eng. 10, 308 (1961).
248. B.D. Kern, W.E. Thompson, A. Ferguson
Nucl. Phys. 10, 226 (1959).
249. V.V. Verbinski, T. Hurlemann, W. E. Stephens, u.a.
Phys. Rev. 108, 779 (1957).
250. G. Roz, U. Kuper, R. Tattersal
Genf 1958, P/14
251. H. W. Newson, R.C. Block, P.F. Nichola u.a.
Annals of Physycs 8, 211, (1959).
252. P.L. Henkel, H.H. Barschall
Phys. Rev. 80, 145 (1950).
253. V. Hummel, B. Hamermesh
Phys. Rev. 82, 67 (1952).
254. S.G. Forbes
Phys. Rev. 88, 1306 (1953).
255. C. Kimball, B. Hamermesh
Phys. Rev. 89, 1306 (1953).
256. J.F. Vervier
Nucl. Phys. 9, 569 (1959).
257. A. Poularikas, R.W. Fink
Phys. Rev. 115, 989 (1959).
258. O.W. Dietrich, J. Thomas
"Physics of fast and Intermediate Reactors".
IAEA, Wien, 1962.
259. J. Grundl, A. Usner
Nucl. Sci. and Eng. 8, 598 (1960).
260. H. Pollehn, H. Neuert
Z. Naturforschung 16-a, 227 (1961).

261. D.L. Allan
Proc. Phys. Soc. A-70, 195 (1957).
262. M. Bormann, S. Cierjacks, R. Langkau, H. Neuert, H. Pollehn
J. phys. et radium 22, 602 (1961).
263. H.W. Schmitt, J. Halperin
Phys. Rev. 121, 827 (1961).
264. C.T. Hibdon
Phys. Rev. 114, 179 (1959).
265. B.D. Kern
Bull. Am. Phys. Soc. II 4, 414 (1959).
266. G. Brown, G.C. Morrison, H. Muirhead, W.T. Morton
Phil. Mag. 2, Eighth series, 785 (1957).
267. R.K. Haling, R.A. Peck, Jr., H.P. Eubank
Phys. Rev. 106, 971 (1957).
268. J.A. Grundl, R.L. Henkel, B.L. Perkins
Phys. Rev. 109, 425 (1958).
269. S.E. Darden
Phys. Rev. 99, 748 (1955).
270. W.R. Dixon, J.H. Aitken
Nucl. Phys. 24, 456 (1961).
271. H. Marshak, H.W. Newson
Phys. Rev. 106, 110 (1957).
272. G. Lindström, H. Neuert
Z. Naturforschung 13-a, 826 (1958)
273. A.P. Baerg, G.C. Bowes
Can. J. Chem. 39, 684 (1961).
274. P.F. Nichols, E.G. Bilpuch, H.W. Newson
Annals of Physics 8, 250 (1959).
275. H.W. Newson, J.H. Gibbons, H. Marshak, E.G. Bilpuch, R.H. Rohrer,
Capp
Annals of Physics 14, 346 (1961).
276. H.W. Newson, E.G. Bilpuch, F.P. Karriker, L.W. Weston, J.R.
Patterson, C.D. Bowman
Annals of Physics 14, 365 (1961).
277. E.G. Bilpuch, K.K. Seth, C.D. Bowman, R.H. Tabony, R.C. Smith,
H.W. Newson
Annals of Phys. 14, 387 (1961).
278. Ju.V. Hoffman, M.V. Pasečnik
Sammelwerk "Kernreaktionen bei kleinen und mittleren Energien".
Moskau 1958, Verlag der Sowj. Akad. d. Wiss. (russ.).

279. E.G. Joki, J.E. Evans, R.R. Smith
Nucl. Sci. and Eng. 11, 298 (1961).
280. C.G. Shull, M.K. Wilkinson, M.H. Mueller
Phys. Rev. 118, 797 (1960).
281. F.J. Johnston, J. Halperin, R.W. Stoughton
J. Nucl. Energy 11, 95 (1960).
282. F. Boreli, S.E. Darden
Phys. Rev. 109, 2079 (1958).
283. R.E. Cote, L.M. Bollinger, J.M. LeBlanc
Phys. Rev. 111, 288 (1958).
284. J.E. Lynn, F.W. Firk, M.C. Moxon
Bull. Am. Phys. Soc. II 6, 70 (1961).
285. L. Varga
Nucl. Phys. 20, 487 (1960).
286. J.M. Julien, C.R. Corge, V.D. Huynh, S.U. Mirza, F. Netter,
J. Simic
Bull. Am. Phys. Soc. 2, 4, 472 (1959).
287. R.L. Macklin, H.S. Pomerance
Progress in Nuclear Energy, Ser. I, Physics and Mathematics V1.
London, Pergamon Press, 1956.
Siehe auch das Sammelwerk "Fortschritte auf dem Gebiet der
Kernenergie", Moskau 1958 (russ.).
288. H.W. Schmitt, C.W. Cook, I.H. Gibbons
Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 2, 4, 474 (1959).
289. I.A. Radkevič, V.V. Vladimirkij, V.V. Sokolovskij
Atomnaja energija 5, 55 (1956).
290. P.D. Miller, W.M. Good, I.H. Gibbons, I.H. Neiler
Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 2, 4, 42 (1959).
291. T.A. Eastwood, A.P. Baerg, C.B. Bigham et. al.
Genf 1958, P/203
292. W.D. Allen, R.L. Henkel
Progress in Nuclear Energy, Ser. 1, Physics and Mathematics
V2, London, Pergamon Press, 1958.
293. J.A. Harvey, R.B. Schwartz
Progress in Nuclear Energy, Ser. 1, Physics and Mathematics
V2, London, Pergamon Press, 1958.
294. E.G. Bilpuch, L.W. Weston, H.W. Newson
Annals of Physics 10, 455 (1960).
295. L.W. Weston, K.K. Seth, E.G. Bilpuch, H.W. Newson
Annals of Phys. 10, 477 (1960).

296. P.E. Spivak, V.G. Erozolimskij, G.A. Dorofeev et.al.
Genf 1955, P/659
297. A.A. Bergman, A.I. Isakov, Ju.P. Popov et.al.
Sammelwerk "Kernreaktionen bei kleinen und mittleren Energien",
Moskau 1958, Verlag der Sowj. Akad. d. Wiss. (russ.)
298. P.N. Cooper
Nucl. Sci. Abstr. 11, 498 (1957).
299. E. Hellstrand, G. Lindahl, G. Lundgren
Nucl. Sci. Abstr. 15, 3664 (1961).
300. H.W. Schmitt, C.W. Cook
Nucl. Phys. 20, 202 (1960).
301. H.W. Schmitt, J.H. Gibbons, C.N. Inskeep
Bull. Am. Phys. Soc. II 4, 43 (1959).
302. J.J. Van Loef
Nucl. Phys. 24, 340 (1961).
303. L. Gonzalez, J. Rapaport, J.J. Van Loef
Phys. Rev. 120, 1319 (1960).
304. R.N. Glover, K.H. Purser
Nucl. Phys. 24, 431 (1961).
305. D.M. Chittenden, D.G. Gardner, R.W. Fink
Phys. Rev. 122, 860 (1961).
306. J. Terrell, D.M. Holm
Phys. Rev. 109, 2031 (1958).
307. K.H. Purser, E.W. Titterton
Austr. J. of Phys. 12, 103 (1959).
308. C. Corge, V.D. Huyhn, J. Julien, J. Morgenstern, F. Netter
J. phys. et radium. 22, 719 (1961).
309. F.W.K. Firk, M.C. Moxon
Nucl. Phys. 12, 552 (1959).
310. R.F. Coleman, B.E. Hawker, L.P. O'Connor, J.L. Perkin
Proc. Phys. Soc. 73, 215 (1959).
311. H.G. Blosser, C.D. Goodman, T.H. Handley
Phys. Rev. 110, 531 (1958).
312. O.D. Simpson, R.G. Fluharty, R.S. Shankland
Bull. Am. Phys. Soc. II 3, 176 (1958).
313. J.A. Harvey, R.C. Block, G.G. Slaughter
Bull. Am. Phys. Soc. II 3, 364 (1958).
314. J.A. Harvey, D.J. Hughes, R.S. Carter, V.E. Pilcher
Phys. Rev. 99, 10 (1955).

315. A. Saplakoglu, L.M. Bollinger, R.E. Cote
Phys. Rev. 109, 1258 (1958).
316. M.J. Cabell
Reactor Sci. 12, 172 (1960).
317. R.B. Schwartz, V.E. Pilcher, R.M. Schetman
Bull. Am. Phys. Soc. II, 1, 187 (1956).
318. Ju.P. Dobrynin, G.A. Dorofeev, I.E. Kutikov
Atomnaja energija, 3, 323 (1957).
319. G.M. Jacks
Bull. Am. Phys. Soc. II, 6, 457 (1961).
320. A.V. Šut'ko, D.F. Zareckij
ZETF, 29, 866 (1955).
321. J.S. Lesjardins, J.L. Rosen, W.W. Havens, Jr., J. Rainwater
Phys. Rev. 120, 2214 (1960).
322. A. Hemmendinger
Genf 1958, P/663
323. C.T. Hibdon
Phys. Rev. 108, 414 (1957).
324. B.G. Erozolimskij
Sammelwerk "Sitzung der Sowj. Akad. d. Wiss. über die fried-
liche Nutzung der Kernenergie, 1.-5. Juli 1955"
(Tagungen der phys.-math. Abt.), Moskau 1955. Verlag der
Sowj. Akad. d. Wiss. (russ.).
325. P. Greebler, H. Huriwitz, Jr., M.L. Stern
Nucl. Sci. and Eng. 2, 334 (1957).
326. I.V. Gordeev, V.Ja. Pupko
Genf 1958, P/2223
327. V. Benzi, A.M. Saruis
Physics of fast and intermediate reactors P/II, IAEA, Wien 1962.
328. J.D. Garrison, B.W. Roos
Nucl. Sci. and Eng. 12, 115 (1962).
329. V.L. Businaro, S. Gallene, D. Morgan
J. Nucl. Energy 4, 319 (1957).
330. J.R. Beyster, M. Walt, E.W. Salmi
Phys. Rev. 104, 1319 (1955).
331. J.R. Beyster, R.L. Henkel, R.A. Nobles, J.M. Kister
Phys. Rev. 98, 1216 (1955).
332. J.S. Levin, L. Cranberg
Bull. Am. Phys. Soc. 2, 219 (1957).

333. M. Walt, H.H. Barschall
Phys. Rev. 93, 1062 (1954).
334. H.L. Taylor, O. Lönsjö, T.W. Bonner
Phys. Rev. 100, 174 (1955).
335. L. Cranberg, J.S. Levin
Phys. Rev. 103, 343 (1956).
336. R.B. Day
Phys. Rev. 102, 767 (1956).
337. J.J. Van Loef, D.A. Lind
Phys. Rev. 101, 103 (1956).
338. I.L. Morgan
Phys. Rev. 103, 1031 (1956).
339. R.C. Allen
Phys. Rev. 105, 1796 (1957).
340. M.V. Pasečnik
Genf 1955, P/714
341. J.B. Guernsey, A. Wattenberg
Phys. Rev. 101, 1516 (1956).
342. R. Batchelor
Proc. phys. Soc. A.69, 214 (1956).
343. V.I. Popov
Atomnaja energija, 3, 498 (1957).
344. O.A. Sal'nikov
Atomnaja energija, 3, 106 (1957).
345. M.A. Grace, L.E. Beghian, G. Preston, H. Halban
Phys. Rev. 82, 969 (1951).
346. H.H. Barschall, M.E. Battat, J.H. Manley, W.C. Bright,
E.R. Graves, T. Jorgensen
Phys. Rev. 72, 881 (1947).
347. L.E. Beghian, D. Hicks, B. Milman
Phil. Mag. 1, Ser. 8, 261 (1956).
348. L.E. Beghian, M.A. Grace, G. Preston, H. Halban
Phys. Rev. 77, 286 (1950).
349. D.D. Phillips, R.W. Davis, E.R. Graves
Phys. Rev. 88, 600 (1952).
350. E.R. Graves, R.W. Davis
Phys. Rev. 27, 1205 (1955).
351. H.A. Bethe, J.R. Beyster, R.E. Carter
J. Nucl. Energy 4, 3 (1957); 4, 147 (1957); 3, 207 (1956);
3, 273 (1956).

352. P.H. Stelson, W.M. Preston
Phys. Rev. 86, 132 (1952).
353. E.A. Eliot, D. Hicks, L.E. Beghian, H. Halban
Phys. Rev. 94, 144 (1954).
354. V.E. Scherrer, B.A. Allison, W.R. Faust
Phys. Rev. 96, 386 (1954).
355. B. Jennings, J.B. Weddell, R.L. Hellens
Phys. Rev. 95, 636 (1954).
356. M.A. Rethman, H.S. Hans, C.E. Mandeville
Phys. Rev. 100, 83 (1955).
357. J.B. Weddell
Phys. Rev. 104, 1069 (1956).
358. J.B. Weddell, B. Jennings, R.L. Hellens
Phys. Rev. 92, 621 (1955).
359. J.B. Weddell
Bull. Am. Phys. Soc. 1, Ser. 2, 339 (1956).
360. E.R. Graves, L. Rosen
Phys. Rev. 89, 343 (1953).
361. R.E. Carter, J.R. Beyster
Phys. Rev. 90, 389 (1953).
362. P. Carter
Im Vortrag von D. Okrent et. al. in Genf 1955, P/609
363. L. Cranberg, J.S. Levin
Phys. Rev. 100, 434 (1955).
364. L. Rosen, L. Stewart
Phys. Rev. 107, 824 (1957).
365. T.S. Belanova
Atomnaja energija, 8, 549 (1960).
366. A.H. Muir, F. Boehm
Phys. Rev. 122, 1564 (1961).
367. M.A. Rothman, C.E. Mandeville
Phys. Rev. 93, 796 (1954).
368. L. Cranberg
Im Sammelwerk "Proceedings on the Conference on the Physics
of Breeding, ANL-6122, 1959.
369. G.L. Griffith
Phys. Rev. 98, 579 (1955).

370. M. Walt
Genf 1955, P/588
371. B. Jennings, J. Weddell, I. Alexeff, R. Hellens
Phys. Rev. 98, 582 (1955).
372. M. Grace, H. Lemmer, H. Halban
Proc. Phys. Soc. A.65, 456 (1952).
373. H.E. Hall, T.W. Bonner
Bull. Am. Phys. Soc. 1, Ser. 2, 96 (1956).
374. J.B. Guernsey, C. Goodman
Phys. Rev. 101, 294 (1956).
375. R.C. Allen
Nucl. Sci. Energy 2, 787 (1957).
376. R.N. Little, R.W. Long, C.E. Mandeville
Phys. Rev. 69, 414 (1946).
377. C.P. Swann, C.E. Mandeville
Phys. Rev. 84, 214 (1951).
378. C.P. Swann, C.E. Mandeville, E.J. Seymour
Phys. Rev. 86, 861 (1952).
379. C.O. Muehlhause, S.D. Bloom, H.E. Wegner, G.N. Glasoe
Phys. Rev. 103, 720 (1956).
380. G.K. O'Neill
Phys. Rev. 95, 1235 (1954).
381. M.J. Poole
Phil. Mag. 43, 1060 (1952).
382. M.J. Poole
Phil. Mag. 44, 1398 (1953).
383. B. Rose, J.M. Freeman
Proc. Phys. Soc. A66, 120 (1953).
384. V.E. Scherrer, R.B. Theus, W.R. Faust
Phys. Rev. 89, 1268 (1953).
385. V.E. Scherrer, R.B. Theus, W.R. Faust
Phys. Rev. 91, 1476 (1953).
386. N.N. Flerov, V.M. Talyzin
Atomnaja energija, 4, 155 (1956).
387. J.M. Freeman, A.M. Lane, S. Rose
Phil. Mag. 46, 17 (1955).
388. J.M. Freeman, J.H. Montague
Nucl. Phys. 2, 181 (1958).

389. R.M. Kihn, C. Goodman
Phys. Rev. 95, 989 (1954).
390. R.M. Kien, C. Goodman
Phys. Rev. 93, 177 (1954).
391. V.M. Gorbačev, L.B. Poreckij
Atomnaja energija, 4, 191 (1958).
392. W.P. Ball, M. MacGregor, R. Booth
Phys. Rev. 110, 1392 (1958).
393. M. MacGregor, W.P. Ball, R. Booth
Phys. Rev. 108, 726 (1957).
394. V.I. Strižak
Atomnaja energija, 2, 68 (1957).
395. V.I. Strizak
ŽETF 31, 907 (1956).
396. E. Shipley, G.E. Owen, L. Madansky
Bull. Am. Phys. Soc. 2, Ser. 2, 357 (1957).
397. B.G. Whitmore, G.E. Dennis
Phys. Rev. 84, 296 (1951).
398. Ju.S. Zamjatnin, E.K. Gutnikova, N.I. Ivanova et. al.
Atomnaja energija, 3, 540 (1957).
399. V.O. Batalin, M.S. Kopytin
Ukr. fiz. Žurnal, Bd. 3, 85 (1958).
400. V.I. Strižak, O.P. Jaremik, V.V. Kravcov
Ukr. fiz. Žurnal, Bd. 3, 190 (1958).
401. V.I. Popov
Sammelwerk "Neutronenphysik"; Moskau 1961, Gosatomizdat (russ.).
402. P.H. Stelson, C. Goddman
Phys. Rev. 82, 69 (1951).
403. P.H. Stelson, E.C. Campbell
Phys. Rev. 97, 1222 (1955).
404. S.H. Ahn, J.H. Roberts
Phys. Rev. 108, 110 (1957).
405. J.H. Coon
Genf 1958, P/666
406. N.I. Fetisov
Atomnaja energija 3, 211 (1957).
407. Ch.R. Poze, N.P. Glazkov
ZETF 30, 1017 (1956).

408. J.H. Coon, R.W. Davis, H.E. Felthouser, D.B. Nicodemus
Phys. Rev. 111, 250 (1958).
409. D.L. Lafferty, L.A. Rayburn, T.M. Hahn
Phys. Rev. 96, 381 (1954).
410. J.D. Anderson, C.C. Gardner, J.W. Clure, M.P. Nakada, C. Wong
Phys. Rev. 111, 572 (1958).
411. V.N. Andreev
Sammelwerk "Neutronenphysik", Moskau 1961, Gosatomizdat (russ.).
412. B.S. Dželepov, L.K. Peker
Zerfallsschemen radioaktiver Kerne, Moskau 1958, Verlag der Sowj.
Akad. d. Wiss. (russ.).
413. B.S. Dželepov, L.K. Peker
Anregungszustände deformierter Kerne, Dubna 1959 (russ.).
414. A.I. Abramov
Atomnaja energija 12, 62 (1962).
415. R.T. Arnold, G.B. Bunyard
Bull. Am. Phys. Soc. 5, Ser. 2, 104 (1960).
416. I.F. Barčuk, M.V. Pasečnik, Ju.A. Cybul'ko
Ukr. fiz. Žurnal 3, 53 (1958).
Siehe auch Atomnaja energija 4, 132 (1958).
417. R. Batchelor, J.H. Towle
Proc. Phys. Soc. 73, 193 (1959).
418. J. Benveniste, A.C. Mitchell, C.D. Schrader, J.H. Zenger
Nucl. Phys. 19, 448 (1960).
419. V.V. Bobyř, L.Ja. Grona, V.I. Strižak
ŽETF 41, 24 (1961).
420. F.J. Boley, E.H. Thorndike, A.T. Moffet
Phys. Rev. 110, 915 (1958).
421. T.W. Bonner, J.C. Slattery
Phys. Rev. 113, 1088 (1959).
422. J.W. Boring, M.T. Mc Ellistrem
Phys. Rev. 124, 1531 (1961).
423. D.L. Broder, A.I. Lasuk, I.P. Sadochin, et. al.
Physik der Reaktorabschirmung (russ.)(im Druck).
424. D.A. Kardašev, V.S. Stavinskij, D.L. Broder, et. al.
Atomnaja energija 13, 587 (1962).
425. A.L. Androsenko, D.L. Broder, A.I. Lašuk
Atomnaja energija 9, 404 (1960).

426. R.L. Caldwell, W.R. Mills, J.B. Hickman
Nucl. Sci. and Eng. 8, 173, (1960).
427. A.L. Androsenko, D.L. Broder, A.I. Lašuk
Atomnaja energija 7, 268 (1959).
428. A.V. Cohen
Reactor Sci. and Technology 14, 180 (1961).
429. L. Cranberg, N.K. Glendenning
"Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure"
Kingston, Canada Aug.-Sept. 1960. Amsterdam.
430. B.I. Suchanov, V.G. Rukavišnikov
Atomnaja energija 11, 398 (1961).
431. R.B. Day, M. Walt
Phys. Rev. 117, 1330 (1960).
432. Ju.G. Degtjarev, V.G. Nadtočij
Atomnaja energija 11, 397 (1961).
433. R.I. Ewing, T.W. Bonner
Bull. Am. Phys. Soc. 6, Ser. 2, 149 (1961).
434. Ju.V. Hofman, O.F. Nemeo, V.V. Tokarevskij
Atomnaja energija 7, 477 (1959).
435. H.E. Hall, T.W. Bonner
Nucl. Phys. 14, 295 (1959).
436. M. Heyman, H. Jeremie, J. Kahane, R. Sene
J. Phys. Radium 21, 380 (1960).
437. M. Hosoe, S. Suzuki
J. Phys. Soc. Japan 14, 699 (1959).
438. P. Huber, P. Niklaus, R. Wagner
Helv. Phys. Acta 33, 560 (1960).
439. H.H. Landon, A.J. Elwin, G.N. Glasoe, S. Oleksa
Phys. Rev. 112, 1192 (1958).
440. P.P. Lebedev, Ju.A. Zysin, Ju.S. Klimcov, et al.
Atomnaja energija 5, 522 (1958).
441. D.A. Lind, R.B. Day
Annals of Physics 12, 485 (1961).
442. G.N. Lovčikova, O.A. Sal'nikov
Sammelwerk "Neutronenphysik", Moskau 1961, Gosatomizdat (russ.).
443. G.N. Lovčikova, O.A. Sal'nikov
Atomnaja energija 11, 442 (1961).

444. M.H. MacGregor, W.P. Ball, R. Booth
Phys. Rev. 111, 1155 (1958).
445. M.H. MacGregor, R. Booth
Phys. Rev. 112, 486 (1958).
446. J.B. Marion, J.S. Levin, L. Cranberg
Phys. Rev. 114, 1584 (1959).
447. P.A. Moldauer
Phys. Rev. 123, 968 (1961).
448. S.A. Mjačkova, V.P. Perelygin
ZETF 40, 1244 (1961).
449. N. Nath, M.A. Rothman, D.M. Van Patter, C.E. Mandeville
Nucl. Phys. 14, 78 (1959).
450. Kazuaki Nishimura
J. Phys. Soc. Japan 16, 355 (1961).
451. J.T. Prud'homme, P.L. Okhuysen, I.L. Morgan
Phys. Rev. 118, 1059 (1960).
452. W.L. Rogers, D.I. Garber, E.F. Shrader
Bull. Am. Phys. Soc. 6, Ser. 2, 61 (1961).
453. M.A. Rothman, D.M. Van Patter, V.S. Dubey, W.C. Porter,
C.E. Mandeville
Phys. Rev. 107, 155 (1957).
454. E.N. Shipley, G.E. Owen, L. Madansky
Phys. Rev. 115, 122 (1959).
455. J.R. Smith
Phys. Rev. 95, 730 (1954).
456. D.B. Thomson, L. Cranberg
Bull. Am. Phys. Soc. 4, Ser. 2, 258 (1959).
457. J.H. Towle, W.B. Gilboy
Physics of fast and intermediate reactors, P/17, IAEA, Wien 1962.
458. K. Tsukada, S. Tanaka, M. Mariyama
J. Phys. Soc. Japan 16, 166 (1961).
459. K. Tsukada, S. Tanaka, M. Mariyama, Y. Tomita
Physics of fast and intermediate reactors, P/12, IAEA, Wien 1962.
460. D.M. Van Patter, R.W. Jackiw
Sammelwerk "Proceedings of the International Conference on
Nuclear Structure", Kingston, Canada, Aug.-Sept. 1960, Amsterdam.
461. J.T. Prudhomme, I.L. Morgan, L.D. Vincent
Bull. Am. Phys. Soc. 5, Ser. 2, 103 (1960).

462. Ju.S. Zanjatnin, I.N. Safina, E.K. Gutnikova, et al.
Atomnaja energija 4, 337 (1958).
463. H.T. Gittings, H.H. Barschall, G.G. Everhart
Phys. Rev. 75, 1610 (1949).
464. J. Benveniste
Genf 1958, P/2494
465. A.I. Abramov
Geräte und Technik des Experimentierens 4, 56 (1959)(russ.).
466. N.P. Glazkov
Atomnaja energija (in Vorbereitung).
467. M. Mazari, W.W. Buechner, A. Sperduto
Phys. Rev. 112, 1691 (1958).
468. I.V. Gordeev, N.O. Gazazjanc
Atomnaja energija 13, 321 (1962).
469. M. Walt
Sammlung von Übersichtsvorträgen während der Internationalen
Konferenz über die Kernstruktur in Kanada 1960, Moskau 1962,
Gosatomizdat (russ.).
470. W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87, 866 (1952).
471. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritzen
Nucl. Phys. 11, 1 (1959).
472. D.W. Lang
Nucl. Phys. 26, 434 (1961).
473. P.M. Endt, C.M. Braams
Rev. Mod. Phys. 29, 683 (1957).
474. R.B. Day
Genf 1955/P/581
475. R.G. Albridge, J.M. Hollander, C.J. Gallagher, J.H. Hamilton
Nucl. Phys. 27, 529 (1961).
476. G. Schultze, J. Ahlf
Nucl. Phys. 30, 163 (1962).
477. F.K. Mc Gowan, P.H. Stelson
Phys. Rev. 120, 1803 (1960).
478. F.S. Stephens, R.M. Diamond, Jr., I. Perlman
Phys. Rev. Let. 3, 435 (1959).
479. H.C. Catron, M.D. Goldberg, R.W. Hill, J.M. Le Blanc,
J.P. Stoering
Phys. Rev. 123, 218 (1961).

480. J.D. Seagrave
Phys. Rev. 97, 757 (1956).
481. E.A. Al'bičkaja, E.I. Karpuškin, Ju.L. Sokolov, et al.
Sammelwerk "Kernreaktionen bei kleinen und mittleren Energien
Moskau 1958, Verlag der Sowj. Akad. d. Wiss. (russ.).
482. L. Dresner
Nucl. Sci. and Eng. 10, 142 (1961).
483. V. Naggiar
J. Phys. Radium 21, 384 (1960).
484. D.J. Donahue
Phys. Rev. 124, 224 (1961).
485. Ju.S. Zamjatnin, N.I. Ivanova, I.N. Safina
Atomnaja energija 6, 466 (1959).
486. S.M. Ermakov, V.E. Kolesov, G.I. Marčuk
Sammelwerk "Neutronenphysik", Moskau 1961, Gosatomizdat (russ.).
487. S.S. Vasil'ev, E.A. Romanovskij, G.F. Timušev
"Nachrichten der Moskauer Universität" 6, 88 (1961)(russ.).
488. Ju.G. Zubov, N.S. Lebedeva, V.M. Morozov
Sammelwerk "Neutronenphysik", Moskau 1961, Gosatomizdat (russ.).
489. S. Hings, H. Marshant, R. Middleton
Proc. Phys. Soc. 78, 473 (1961).
490. J.H. Montague, E.B. Paul
Nucl. Phys. 30, 93 (1962).
491. H.K. Brugger, T. Niewodniczanski, M.P. Steiger
Helv. Phys. Acta 35, 3 (1962).
492. L.Ja. Graudynja, O.I. Kostockin, K.A. Petržak, et al.
ŽETF 42, 349 (1962).
493. J.E. Evans, B.B. Kinsey, B.J. Whotmore
Can. J. Phys. 37, 396 (1959).
494. V.E. Kolesov, V.S. Stavinskij
Atomnaja energija 13, 371 (1962).
495. F. Ajzenberg, T. Lauritsen
Rev. Mod. Phys. 24, 321 (1952).
496. G.K. O'Neill
Phys. Rev. 95, 635 (1954).
497. L. Cranberg, R.B. Day, L. Rosen, R.F. Taschek, M. Walt
Progress in Nuclear Energy Ser. 1. Physics and Mathematics.
London, Pergamon Press, 1956.

498. L. Cranberg, J.S. Levin
Phys. Rev. 109, 2063 (1958).
499. R.A. Ricci, G. Chilosi, G. Varcaccio, G.B. Vingiani
Nuovo Cimento CHup, 523 (1960).
500. R. Jambunathan, M.R. Gunye, B. Saraf
Phys. Rev. 120, 1839 (1960).
501. D.J. Hudhes, J.A. Harvey
Neutron Cross Section. BNL-325 (1955).
502. E. Wantuch
Phys. Rev. 84, 169 (1951).
503. R.O. Lane, Jr., A. Langsdorf, J.E. Monahan
Annals of physics 12, 135 (1961).
504. R.O. Lane, Jr., A. Langsdorf, J.E. Monahan
Phys. Rev. 107, 1077 (1957).
505. M. Walt, J.R. Beyster
Phys. Rev. 98, 677 (1955).
506. P.R. Tunncliffe
Phys. Rev. 89, 1247 (1953).
507. E.A. Koltypin, G.B. Jankov
Elastische Streuung von Neutronen mit 400 keV durch Kerne
von Zn, Se, Zr, Nb, Mo, Cd, In, Sn.
Vortrag auf der II. Konferenz für Kernspektroskopie
(Riga, Januar 1961).
508. M. Šapiro
Kernreaktoren Bd. I; Physik der Kernreaktoren.
Material der Kommission für Kernenergie der USA. M., Il., 1956.
509. R.O. Lane, J.E. Monahan
Phys. Rev. 118, 533 (1960).
510. R.K. Adair, A. Okasaki, M. Walt
Phys. Rev. 89, 1165 (1953).
511. C.S. Pierre, M.K. Machwe, P. Lorrian
Phys. Rev. 115, 999 (1959).
512. G.N. Lovčikova
ŽETF 38, 1434 (1960).
513. V.V. Bobyr, V.I. Strižak, I.A. Tockij
Ukr. fiz. Žurnal 3, 836 (1958).
514. S. Berko, Whitehead, W.S., Groseclose, B.C.
Nucl. Phys. 6, 210 (1958).
515. G.N. Lovčikova
Atomnaja energija, 13, 60 (1962).

516. A.G. Gusejnov, M.N. Nikolaev
Atomnaja energija 12, 243 (1962).
517. W.D. Whitehead, S.C. Snowdon
Phys. Rev. 92, 114 (1953).
518. W.G. Cross
Nucl. Phys. 15, 155 (1960).
519. M.K. Machwe, D.W. Kent, Jr., S.C. Snowdon
Phys. Rev. 114, 1563 (1959).
520. C.J. Hudson, Jr., W.S. Walter
Bull. Am. Phys. Soc. 6, Ser. 2, 251 (1961).
521. H. Nauta
Nucl. Phys. 2, 124 (1957).
522. W.J. Rhein
Phys. Rev. 98, 1300 (1955).
523. J.O. Elliot
Phys. Rev. 101, 684 (1956).
524. G.N. Lovčikova
Atomnaja energija 2, 174 (1957).
525. J.D. Anderson, C.C. Gardner, M.P. Nakada, C. Wong, J.W. McClure
Phys. Rev. 115, 1010 (1959).
526. J.D. Anderson, C.C. Gardner, M.P. Nakada, C. Wong
Phys. Rev. 110, 160 (1958).
527. V.I. Strižak, V.V. Bobyr, L.Ja. Grona
ZETF 41, 314 (1961).
528. V.I. Strižak, V.V. Bobyr, L.Ja. Grona
ZETF 40, 725 (1961).
529. L.A. Rayburn
Phys. Rev. 116, 1571 (1959).
530. V.I. Popov, P.S. Otstavnov
Streuung schneller Neutronen an O-, N-, Be- und Li-Kernen.
Atomnaja energija (im Druck).
531. K. Yuasa
J. Phys. Soc. Japan 13, 1248 (1958).
532. J.D. Seagrave, L. Cranberg
Phys. Rev. 105, 1816 (1957).
533. H.B. Willard, J.K. Bair, J.D. Kington
Phys. Rev. 98, 669 (1955).
534. E.Ja. Michlin, V.S. Stavinskij
Atomnaja energija 8, 141 (1960).

535. J.L. Fowler, H. Cohn
Phys. Rev. 109, 89 (1958).
536. P. Huber, W. Hunzinger
Helv. Phys. Acta 33, 570 (1960).
537. E. Baldinger, P. Huber, W.G. Proctor
Helv. Phys. Acta 25, 142 (1952).
538. A. Okasaki
Phys. Rev. 99, 55 (1955).
539. J.R. Conner
Phys. Rev. 89, 712 (1953).
540. S. Berko, B.C. Groseclose, R.F. Stetson, W.W. Walker
Bull. Am. Phys. Soc. 4, 257 (1959).
541. J.E. Braley, C.W. Cook
Phys. Rev. 118, 808 (1960).
542. J.B. Singletary, D. Wood
Phys. Rev. 114, 1595 (1959).
543. J.E. Wills, J.K. Bair, H.O. Cohn, H.B. Willard
Phys. Rev. 109, 891 (1958).
544. V.I. Strižak, V.V. Bobyr, L.Ja. Grona
Ukr. fiz. Žurnal 5, 702 (1960).
545. V.I. Strižak, A.O. Kozar, M.S. Nazarov
Ukr. fiz. Žurnal 5, 704 (1960).
546. R. Meier, R. Ricamo
Helv. Phys. Acta 26, 430 (1953).
547. H.B. Willard, J.K. Bair, J.D. Kington, H.O. Cohn
Phys. Rev. 101, 765 (1956).
548. J.L. Fowler, C.H. Johnson
Phys. Rev. 98, 728 (1955).
549. R.W. Hill
Phys. Rev. 109, 2105 (1958).
550. M.P. Nakada, J.D. Anderson, C.C. Gardner, C. Wong
Phys. Rev. 110, 1439 (1958).
551. B.Ja. Gužovskij
Atomnaja energija II, 395 (1961).
552. I.A. Tockij
Winkelverteilung der Neutronen mit der Energie 2,8 MeV, die durch Atomkerne elastisch gestreut werden.
Im Sammelwerk " Kernreaktionen bei kleinen und mittleren Energien".
M., Izd. AN SSSR, 1958.

553. S.M. Fejnberg
Einige Fragen zum Uran-Wasser-Gitter.
Sammelwerk: Konferenz der AN SSSR zur friedlichen Verwendung
der Kernenergie, 1.-5. Juli 1955.
M. Izd. AN SSSR, 1955.
554. V.J. Ashby, H.C. Catron, L.L. Newkirk, C.J. Taylor
Phys. Rev. 111, 616 (1958).
555. N.V. Kozlova, L.N. Jurova
Atomnaja energija, 13, 62, 1962.
556. M.J. Depraz, M.G. Legros, M.R. Salin
J. Phys. et Radium 21, 377 (1960).
557. I.L. Preiss, R.W. Fink
Nucl. Phys. 15, 326 (1960).
558. A.V. Cohen, P.H. White
Nucl. Phys. 1, 75 (1956).
559. I.F. Barri, R.F. Coleman, B.E. Hawker, I.L. Perkin
Proc. Phys. Soc. 74, 632 (1959).
560. S. Yasumi
J. Phys. Soc. of Japan 12, 443 (1957).
561. P.M. Endt, C. Van der Leun
Nucl. Phys. 34, 1 (1962).
562. S.A. Baranov, K.N. Šljagin
Atomnaja energija, I, 52 (1956).
563. B.G. Dubovskij, A.V. Kamaev, E.F. Makarov
Atomnaja energija, 3, 279 (1957).
564. N.N. Flerov, F.M. Talyzin
Atomnaja energija, 5, 657 (1958).
565. G.P. Antropov, Ju.A. Zysin, A.A. Kovrižnych, A.A. Lbov
Atomnaja energija, 5, 456, (1958).
566. L.E. Šerman
Atomnaja energija, 4, 87, (1958).
567. J.L. Perkin, R.F. Coleman
Reactor Sci. and Technology 14, 69 (1961).
568. J.A. Phillips
J. Nucl. Energy 7, (1958).
569. B.R. Rayhurst
Phys. Rev. 121, 1438 (1961).
570. R.A. Hasse, P. Kafalas, R.R. Heinrich
J. Nucl. Energy 7, 205 (1958).

571. H.P. Haenni, R. Bass, T.W. Bonner
Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 2, 5, 248 (1960).
572. R. Bass, T.W. Bonner, H.P. Haenni
Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 2, 5, 248 (1960).
573. F.J.M. Farley
J. Nucl. Energy, 3, 33 (1956).
574. L. Gonzalez, A. Trier, J.J. Van Lief
Phys. Rev. 126, 271 (1962).
575. A.B. Smith
Phys. Rev. 126, 718 (1962).
576. D.B. Thomson, L. Cranberg, J.S. Levin
Phys. Rev. 125, 2049 (1962).
577. V.I. Galkov, V.I. Ivanov, G.N. Smirenkin, A.P. Smirnov-Aberin
Atomnaja energija, 12, 56 (1962).
578. D.L. Allan
Nucl. Phys. 24, 274 (1961).