

JAERI-M

6672

核融合炉材料の中性子照射損傷計算

1976年8月

井手隆裕*・関泰・飯田浩正

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

核融合炉材料の中性子照射損傷計算

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

井手隆裕*・関 泰・飯田浩正

(1976 年7月22日受理)

中性子照射による材料のはじき出し損傷の計算方法を比較検討し、はじき出しのモデル、核反応の取り扱い方法及び使用する核データがはじき出し断面積に及ぼす影響を調べた。その結果、核融合炉では高エネルギー中性子の割合が多いのでイオン化によるエネルギー損失、弾性散乱の非等方性及び非弾性散乱の厳密な取り扱いが必要であることが示された。

次に原研で予備設計が進められている核融合実験炉の第1壁材(SUS316)について、はじき出し損傷率(dpa)及び気体生成率を計算した。また超電導マグネットの安定材(Cu)のdpaも計算した。その結果、第1壁のdpaは高速炉の被覆管に比べて大きくはないが、気体生成率がかなり大きくなることが示された。また安定化材については現在の遮蔽設計で計算されたdpa値では電気抵抗の増加が大きくなり過ぎるので、さらに遮蔽性能の向上が必要であることが示された。

* 住友重機械

Calculation of the Neutron Radiation Damage
in D-T Fusion Reactor Materials

Takahiro IDE^{*}, Yasushi SEKI and Hiromasa IIDA

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received July 22, 1976)

The methods of calculating the displacement damage in neutron irradiation have been studied comparatively. Effects of the secondary displacement model, treatment of nuclear reactions and nuclear data upon the neutron displacement cross sections were examined. High-energy neutrons are emitted in a fusion reactor, so it is important to calculate the displacement cross sections taking into consideration the electronic energy loss, anisotropic elastic scattering and inelastic scattering.

Displacement and gas production rates in the first wall material (316 S.S.) of JAERI Experimental Reactor (JXFR) were calculated. Displacement damage rate in the superconducting magnet stabilizer (Cu) was also calculated. The displacement rate in the first wall is smaller than in the fuel cladding of a fast fission reactor but the gas production rate is larger. Electric resistance of the copper stabilizer rises significantly in the shield, indicating the need for optimum shielding.

* On leave from Department of Atomic Energy, Sumitomo Heavy Industries Ltd., Tokyo

目 次

1. 序 論	1
2. 原子のはじき出し機構とモデル	2
3. はじき出し断面積の計算方法	4
3.1 弾性散乱によるはじき出し断面積	6
3.2 非弾性散乱によるはじき出し断面積	7
3.3 (n, 2n)反応によるはじき出し断面積	10
3.4 (n, r)反応によるはじき出し断面積	10
4. はじき出し断面積の計算条件依存性	13
4.1 損傷関数 $\nu(T)$ に対する依存性	13
4.2 PKA 形成過程の取り扱い方法に対する依存性	15
4.3 核データに対する依存性	18
5. DPA コードの修正	23
6. 核融合実験炉における中性子照射損傷	26
6.1 核融合実験炉の中性子束スペクトル	26
6.2 第1壁材料のはじき出し損傷と気体生成率	26
6.3 超電導マグネット用安定化材の損傷	32
7. 結 論	36
謝 辞	36
付 録 (核融合炉候補材料のはじき出し断面積)	37
参考文献	40

1. 序 論

核融合炉の第1壁及びブランケットは高温かつ高エネルギー中性子照射という環境にさらされるので構成材料の放射線損傷が厳しいと考えられている。中性子照射損傷の程度は、物質の機械的あるいは物理的性質の変化によって測定され、その際に損傷の単位として高速中性子フルエンスが用いられてきた。損傷の程度は入射中性子のエネルギーに強く依存しているので核融合炉のように中性子エネルギースペクトルに14 MeV中性子のピークがある場合には、スペクトルの異なる分裂炉での経験をそのまま適用して評価すると大きな誤差を生じる。最近では中性子スペクトルの詳細な効果を考慮した放射線損傷の単位として、照射中に1個の原子が格子点からはじき出される平均の回数 (displacements per atom; 略して dpa) が用いられるようになってきた。⁽¹⁾ 原子が格子点からはじき出された後には空孔と格子間原子の対、即ちフレンケル欠陥が形成されるので dpa という量は、照射中に形成されるフレンケル欠陥の数に比例した量である。

dpa を求めるためには、入射中性子のエネルギーに依存し、中性子1個が原子をはじき出す確率を表わす物質に固有なはじき出し断面積 (displacement cross section) を計算しなければならない。本論では、はじめに計算手法の相違に対するはじき出し断面積の差を調べるために2種類の計算コード⁽²⁾について比較計算を行った。1つは三菱原子力工業(株)⁽³⁾で開発されたDPAコードであり、他の1つは原研で作成されたTENJINI⁽⁴⁾コードである。また、使用する核データ⁽⁵⁾に対する依存性については、ENDF/B-III⁽⁴⁾とIV⁽⁵⁾とで比較を行った。なお、非弾性散乱、(n, 2n)反応による寄与をより精度良く計算できるようにDPAコードの修正を行った。

核融合炉では14 MeVの中性子が放出されるので材料の放射線損傷が問題となる。特に最もプラズマに近くにある第1壁の損傷と超電導マグネットのCuの安定化材が放射線により電気抵抗が増大することが厳しいとされ、これらの材料の受ける損傷を評価しておく必要がある。ここでは現在原研で予備設計が進められている核融合実験炉⁽⁷⁾の第1壁(SUS316)のはじき出し損傷と気体生成量及び超電導マグネットの安定化材として用いられているCuのはじき出し損傷をDPAコードを用いて計算した。なお、核融合炉に使われる可能性があると思われる材料、Mo, Nb, V, Al, W, Ti, Si, Cについてもはじき出し断面積を付録に示した。

2. 原子のはじき出し機構とモデル

物質に中性子が照射された場合、中性子は物質を構成している原子や電子と衝突する。これらの衝突過程には弾性散乱や非弾性散乱などのように物質原子にエネルギーを伝達するだけの場合もあり、核反応のように新たな粒子を放出する場合もある。ここでは中性子と物質原子との衝突によって物質原子が受け取る反跳エネルギーについてのみ考えることとし、新たに放出される粒子による損傷は無視する。即ち、入射エネルギー E の中性子が格子位置にある原子と衝突してエネルギー T を伝達し、この反跳エネルギー T がある閾値 E_d よりも大きければ原子は正規の格子点からはじき出されると仮定する。この閾値は、はじき出しエネルギー (displacement energy) と呼ばれ、原子をその格子点からはじき出させるのに必要な最小エネルギーである。しかし、閾エネルギー付近の詳しい実験から、 E_d は単一ではなく結晶性の効果、即ち方位依存性が示されている。⁽⁸⁾⁽⁹⁾ 従って以下の計算では Norgett, Etherington らの⁽¹⁰⁾ 提唱する実効的な E_d を用いることとする。⁽¹¹⁾

入射中性子との直接の衝突によってはじき出された原子は 1 次ノック・オン原子 (Primary Knock-on Atom; 略して PKA) と呼ばれ、この原子の運動エネルギーが十分に大きければ、他の格子点の原子や電子と衝突して 2 次、3 次のノック・オン原子を形成して一種の内部照射効果を引き起す。PKA は物質中を運動する過程で、他の格子原子との非弾性衝突によりエネルギーの一部を失うが、大部分ははじき出しに有効な弾性衝突によって失う。電子の励起やイオン化に使われるエネルギー損失を E_{loss} とし、入射エネルギー E の中性子との衝突によって PKA が受け取るエネルギーを T とすれば、はじき出しに有効に使われるエネルギー E_D は

$$E_D = T - E_{loss} \quad (1)$$

となる。 E_D は損傷エネルギー (damage energy) と呼ばれている。⁽¹²⁾ Kinchin と Pease は、PKA のエネルギー損失を Seitz らの⁽¹³⁾ 導入したエネルギー・パラメーター E_c を用いることによって、1 個の PKA が静止するまでにはじき出す原子数 $\nu(t)$ を次のように表わしている。

$$\nu(T) = \begin{cases} 0 & 0 < T < E_d \\ 1 & E_d \leq T < 2E_d \\ \kappa \frac{E_D}{2E_d} & 2E_d \leq T \end{cases} \quad (2)$$

ただし、

$$E_d = \begin{cases} T & 2E_d \leq T < E_c \\ E_c & E_c \leq T \end{cases} \quad (3)$$

即ち、PKA のエネルギーが E_c 以上のときは $E_{loss} = T - E_c$ とし、 E_c 以下のときには非弾性散乱によるエネルギー損失はなく、全てのエネルギーがはじき出しに有効に使われると近似した。 E_c は物質の質量数を A とすれば、近似的に $E_c \approx A$ [KeV] で与えられる。 κ は、はじき出し効率 (displacement efficiency) と呼ばれる補正因子であり、散乱の仕方に依存している。PKA のエネルギーが低いカスケードでは剛体球衝突が中心となるので $\kappa = 1$ と近似できるが高エネルギーカスケードでは κ は小さくなる。DPA 及び TENJ IN1 コードでは

Torrens と Robinson ⁽¹⁴⁾ の計算機実験で求められた $\kappa \approx 0.8$ を採用している。 $\nu(T)$ は一般に損傷関数 (damage function) と呼ばれ、(2), (3) 式のように表わされた場合を Kinchin-Pease モデルと呼んでいる。

一方、高速荷電粒子のエネルギー損失については、よく知られた Lindhard ⁽¹⁵⁾ らの理論がある。⁽¹⁶⁾ Piercy, ⁽¹⁷⁾ Stein, ⁽¹⁸⁾ Robinson, ^(19, 20) Doran らは、この理論を導入することによって $\nu(T)$ を計算している。即ち、(3) 式の代わりに次式を用いている。

$$E_D = T [1 + k_L g(T/E_L)]^{-1} \quad (4)$$

ここで、 k_L , E_L は Lindhard らの理論で用いられているパラメーターで次式のように表わされる。

$$k_L = \frac{0.0793 Z_1^{2/3} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{1/2}}{(Z_1 + Z_2)^{2/3} A_1^{3/4} A_2^{1/2}} \quad (5)$$

$$E_L = \frac{27.2 Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} (A_1 + A_2)}{0.8853 A_2} \quad [\text{eV}] \quad (6)$$

A_1 , Z_1 は運動している原子の質量数と原子番号であり、 A_2 , Z_2 は静止している原子のそれである。同種原子の衝突の場合には、 $A_1 = A_2 = A$, $Z_1 = Z_2 = Z$ として

$$k_L = 0.133745 Z^{2/3} A^{-1/2} \quad (7)$$

$$E_L = 86.931 Z^{2/3} \quad [\text{eV}] \quad (8)$$

となる。 $g(T/E_L)$ という関数は、Lindhard らによってグラフで与えられているが ⁽¹⁵⁾ Robinson ⁽¹⁸⁾ が次式のように近似式で表わしている。 $\epsilon = T/E_L$ とすれば

$$g(\epsilon) = 3.4008 \epsilon^{1/6} + 0.40244 \epsilon^{3/4} + \epsilon \quad (9)$$

である。(4) 式を使って PKA のエネルギー損失を連続的に表わした $\nu(T)$ を一般に Lindhard モデルと呼んでいる。

3. はじき出し断面積の計算方法と比較

一般に物質のはじき出し損傷の起り易さを表わす単位として、はじき出し断面積 (displacement cross section) $\sigma_d(E)$ が用いられている。これは入射エネルギー E の中性子 1 個がはじき出す原子数に比例した確率であり、次式で定義される。^(19, 20)

$$\sigma_d(E) = \sigma(E) \int_{E_d}^{T_m} P(E, T) \nu(T) dT \quad (10)$$

ここで $\sigma(E)$ は中性子と物質原子との反応断面積であり、 $P(E, T)$ はエネルギー E の中性子が PKA に T だけのエネルギーを伝達する確率である。 T_m は PKA の受け取る最大エネルギーであり、 $\nu(T)$ は前章で示した損傷関数である。 $\sigma_d(E)$ の単位は $\sigma(E)$ と同じなので、これを $[\text{cm}^2]$ で表わし、中性子束を $\phi(E)$ として $[\text{n}/\text{cm}^2/\text{s}]$ で表わせば、1 秒間に原子 1 個がはじき出される平均の回数 dpa は、次式で与えられる。

$$\text{dpa} [\text{s}^{-1}] = \int_0^{E_m} \phi(E) \sigma_d(E) dE \quad (11)$$

Fig.1 に dpa 計算のフローチャートを示す。

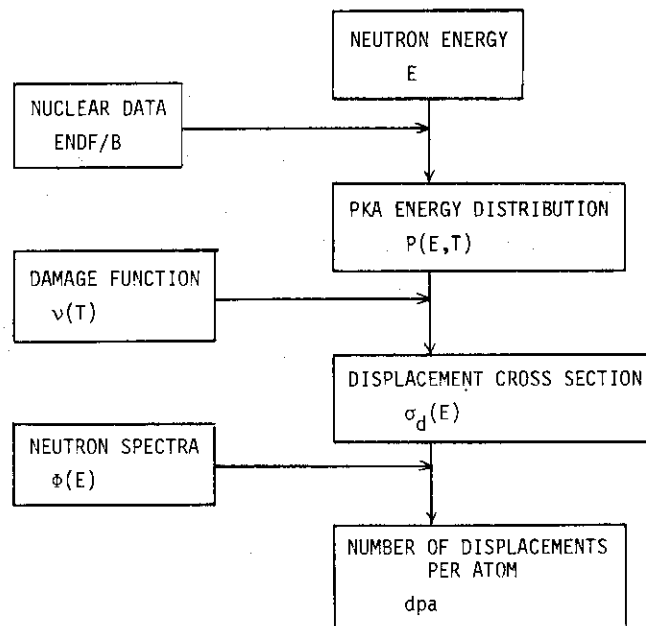


Fig. 1 Flow chart of dpa calculation.

実際に照射される中性子のエネルギースペクトルは、広い範囲にわたっているので、 $\sigma_d(E)$ を計算するに当っては適当な中性子エネルギー群分けが必要である。本文では、Table 1 に示す 42 群のエネルギー群構造を用いて計算している。中性子反応断面積 $\sigma(E)$ は、DPA コードでは ENDF/B-III⁽⁴⁾ 及び IV⁽⁵⁾ から核データを採用し、MACK コード⁽²¹⁾ を用いて $1/E$ を重み関数として作成しており、TENJ IN1 では ENDF/B-III から SUPERTOG コード⁽²⁴⁾ を用いて $1/E$ を重み関数として作成している。両者の差は殆んどない。また、中性子と物質原子との反応としては、DPA 及び TENJ IN1 コードとも弾性散乱、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 及び (n, γ)

反応を考慮している。

Table 1 42-group neutron energy group structure

Group	Energy Limits	Mid-Point Energy
1	15.000 - 13.720 Mev	14.360 Mev
2	13.720 - 12.549	13.135
3	12.549 - 11.478	12.014
4	11.478 - 10.500	10.989
5	10.500 - 9.314	9.907
6	9.314 - 8.261	8.788
7	8.261 - 7.328	7.795
8	7.328 - 6.500	6.914
9	6.500 - 5.757	6.129
10	5.757 - 5.099	5.428
11	5.099 - 4.516	4.808
12	4.516 - 4.000	4.258
13	4.000 - 3.162	3.581
14	3.162 - 2.500	2.831
15	2.500 - 1.871	2.186
16	1.871 - 1.400	1.636
17	1.400 - 1.058	1.229
18	1.058 - 0.800	0.929
19	0.800 - 0.566	0.683
20	0.566 - 0.400	0.483
21	0.400 - 0.283	0.342
22	0.283 - 0.200	0.242
23	0.200 - 0.141	0.171
24	0.141 - 0.100	0.121
25	100.0 - 46.5 KeV	73.25 KeV
26	46.5 - 21.5	34.0
27	21.5 - 10.0	15.75
28	10.0 - 4.65	7.325
29	4.65 - 2.15	3.40
30	2.15 - 1.00	1.575
31	1.00 - 0.465	0.733
32	0.465 - 0.215	0.340
33	0.215 - 0.100	0.158
34	100.0 - 46.5 eV	73.25 eV
35	46.5 - 21.5	34.0
36	21.5 - 10.0	15.75
37	10.0 - 4.65	7.325
38	4.65 - 2.15	3.40
39	2.15 - 1.00	1.58
40	1.00 - 0.465	0.733
41	0.465 - 0.215	0.340
42	0.215 - 0.001	0.108

次に以上の計算手順における PKA のエネルギー確率分布 $P(E, T)$ を求めなければならない。⁽¹⁹⁾ 弾性散乱及び非弾性散乱の場合には、 $P(E, T)$ は一般に次のように表わすことができる。

$$P(E, T) = \left[\frac{1}{\sigma_s(E)} \frac{d\sigma_s(E, \theta)}{d\Omega} \right] \frac{d\Omega}{dT}(E, \theta) \quad (12)$$

ここで $\sigma_s(E)$ は散乱断面積であり、 $d\sigma_s(E, \theta)$ は微分散乱断面積である。 θ は重心系での散乱角で、 $d\Omega$ はその立体角要素である。散乱後の中性子のエネルギーを E' とすれば、PKA のエネルギー T は次のように表わすことができる。

$$T = \eta_1 \eta_2 E + (\eta_1 / \eta_2) E' - 2 \eta_1 (EE')^{1/2} \cos \theta \quad (13)$$

ここで

$$\eta_1 = \frac{1.009}{1.009+A} \quad (14)$$

$$\eta_2 = \frac{A}{1.009+A} \quad (15)$$

Aは物質原子の質量数である。PKAの最大エネルギーは

$$T_m = 4 \eta_1 \eta_2 E \quad (16)$$

で表わされる。散乱後の中性子の角度分布やエネルギー分布などの核データはENDF/B-III及びIVから得ることができる。次にそれぞれの反応について、はじき出し断面積を求める。

3.1 弾性散乱によるはじき出し断面積

中性子と物質原子との弾性散乱によってPKAの受け取るエネルギーは、散乱前後のエネルギー保存則から

$$T = \frac{1}{2} T_m (1 - \cos \theta) \quad (17)$$

で与えられる。一般に散乱の微分断面積は $\sigma^{el}(E)$ を弾性散乱の断面積とすれば、

$$\frac{d\sigma^{el}}{d\Omega}(E, \mu) = \frac{\sigma^{el}(E)}{2\pi} P(E, \mu) \quad (18)$$

で表わされる。ここで $\mu = \cos \theta$ であり、 $P(E, \mu)$ は散乱後の中性子の角度分布である。従ってPKAのエネルギー確率分布は(18)式から

$$P_{el}(E, T) = \frac{2}{T_m} P(E, \mu) \quad (19)$$

で与えられる。等方散乱の場合には $P(E, \mu) = \frac{1}{2}$ として、

$$P_{el}(E, T) = \frac{1}{T_m} \quad (20)$$

となる。Fig 2は、Nbについて弾性散乱によるPKAのエネルギー確率分布を示したものである。データはENDF/B-IIIから採用した。以上によって弾性散乱によるはじき出し断面積は

$$\sigma_d^{el}(E) = \sigma^{el}(E) \int_{E_d}^{T_m} P_{el}(E, T) v(T) dT \quad (21)$$

$$= \sigma^{el}(E) \int_{-1}^1 \frac{2E_d}{T_m} P_{el}(E, \mu) v[T(E, \mu)] d\mu \quad (22)$$

となる。

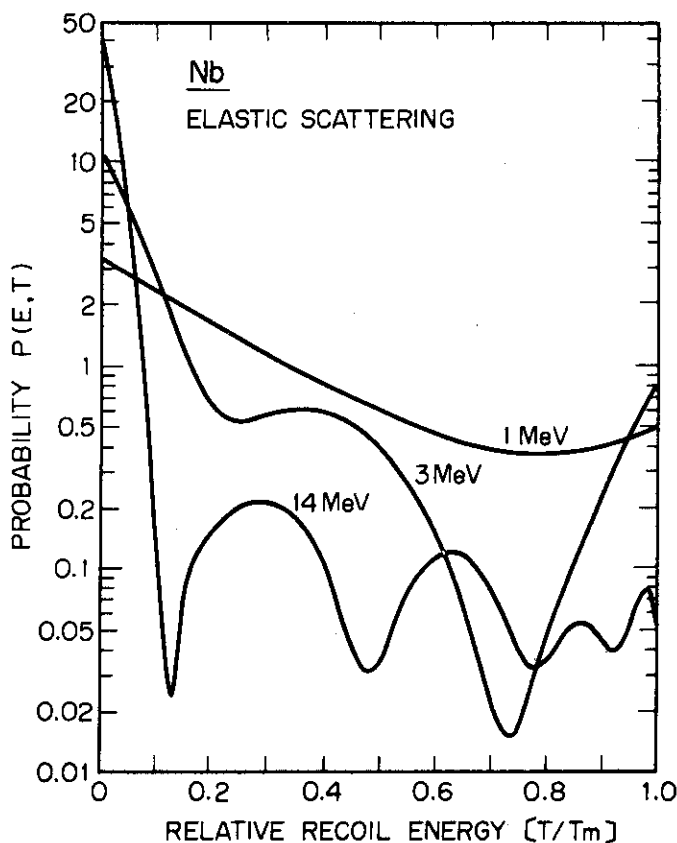


Fig. 2 Recoil energy spectra from elastic scattering of neutrons by niobium. The data were taken from ENDF/B-III.

3.2 非弾性散乱によるはじき出し断面積

一般に中性子のエネルギーが低い領域での非弾性散乱では、原子核は離散的準位に励起され、中性子のエネルギーが高い領域では連続的領域に励起される。離散的準位に励起される場合には、それぞれの準位 i に対してはじき出し断面積を計算し、その和で表わすことができる。連続的準位に励起される場合には、Robinson⁽¹⁸⁾、Doran⁽¹⁹⁾らが統計理論に基づいた蒸発モデルを導入して計算している。それに対し、Martin⁽²⁵⁾は非弾性散乱の取り扱いを弾性散乱と同じとしてはじき出し断面積を計算している。以下それぞれの方法について述べる。

(1) 離散的準位に励起される場合

離散的準位 i に励起された場合のPKAのエネルギー T_i は(13)式から

$$T_i = \frac{T_m}{4} (1 + f_i^2 - 2f_i\mu) \quad (23)$$

$$f_i = \left(1 - \frac{Q_i}{\eta_2 E}\right)^{1/2} \quad (24)$$

で与えられる。ここで Q_i は、残留核の励起エネルギーであり、 $Q_i > 0$ としている。散乱後の中性子の角度分布を $P_i(E, \mu)$ とすれば、PKAのエネルギー確率分布は弾性散乱の場合と同様にして

$$P_i(E, T) = \frac{2}{f_i T_m} P_i(E, \mu) \quad (25)$$

となる。従ってはじき出し断面積は各準位に対して

$$\sigma_d^i(E) = \frac{2 \sigma^i(E)}{f_i T_m} \int_{T_i^-}^{T_i^+} P_i(E, T) \nu(T) dT \quad (26)$$

$$= \sigma^i(E) \int_{-1}^1 P_i(E, \mu) \nu[T(E, \mu)] d\mu \quad (27)$$

で計算できる。ここで $\sigma^i(E)$ は各準位に励起される場合の断面積である。(26)式の積分の上限、下限である T_i^+ は、(26)式において $\mu = \mp 1$ とおくことによって得られる。非弾性散乱は一般に等方的と近似できるので $P_i(E, \mu) = \frac{1}{2}$ としてよい。

(2) 連続的準位に励起される場合

蒸発モデル⁽⁵⁾においては散乱後の中性子エネルギー E' の分布は、重心系で次のように表わされる。

$$q(E, E') = \frac{E'}{I(E, \theta)} \exp\left(-\frac{E'}{\theta}\right) \quad (28)$$

ここで θ は残留核の核温度で、 $I(E, \theta)$ は、

$$\int_0^{E_m'} q(E, E') dE' = 1 \quad (29)$$

とした時の規格化因子で次式で与えられる。

$$I(E, \theta) = \theta^2 \left[1 - \left(1 + \frac{E_m'}{\theta} \right) \exp\left(-\frac{E_m'}{\theta}\right) \right] \quad (30)$$

ここで E_m' は散乱後の中性子の最大エネルギーであり

$$E_m' = f_m^2 \eta_2^2 E \quad (31)$$

$$f_m = \left(1 - \frac{Q_1}{\eta_2 E} \right)^{1/2} \quad (32)$$

で与えられる。 Q_1 は残留核の第1励起準位の励起エネルギーである。従ってPKAのエネルギー確率分布は等方散乱として

$$P_{evp}(E, T) = \int_0^{E_m'} \frac{q(E, E')}{f(E') T_m} dE' \quad (33)$$

$$f(E') = \frac{1}{\eta_2} (E'/E)^{1/2} \quad (34)$$

となる。はじき出し断面積は

$$\sigma_d^c(E) = \sigma^c(E) \int_0^{E_m'} \int_{T^-}^{T^+} \frac{q(E, E') \nu(T)}{f(E') T_m} dE' dT \quad (35)$$

$$= \frac{\sigma^c(E)}{2} \int_0^{E_m'} \int_{-1}^1 q(E, E') \nu[T(E, E', \mu)] dE' d\mu \quad (36)$$

で表わされる。ここで $\sigma^c(E)$ は連続的準位に励起される場合の断面積である。

一方、Piercy⁽¹⁶⁾ は平均的な励起エネルギー Q_{evp} を導入して離散的準位の場合と同様の取り扱いをしている。即ち統計的な核反応の理論から

$$Q_{evp} = E - 2\theta \quad (37)$$

と近似している。 θ は前述したように残留核の核温度であり、ENDF/Bファイルで与えられている場合もあるが、与えられていない場合には原子核をガスモデルで近似することによって得ることができる。⁽⁶⁾

$$\theta = \frac{[1 + a E (\text{Mev})]^2 - 1}{a} \quad [\text{Mev}] \quad (38)$$

ここで a は実験的に決められる定数で、中重核から重い核に対しては $a \approx A/20$ と近似できる。 A は物質の質量数である。従って、この場合のはじき出し断面積は (26), (27) 式において Q_i を Q_{evp} で置き換えればよい。

従って、非弾性散乱全体では

$$P_{inel}(E, T) = \frac{1}{\sigma^{inel,a}(E)} \left\{ \sum_i \sigma_i^i(E) P_i(E, T) + \sigma^c(E) P_{evp}(E, T) \right\} \quad (39)$$

$$\sigma_d^{inel,a}(E) = \sum_i \sigma_d^i(E) + \sigma_d^c(E)$$

Fig.3にNbについて $P_{inel}(E, T)$ を示した。

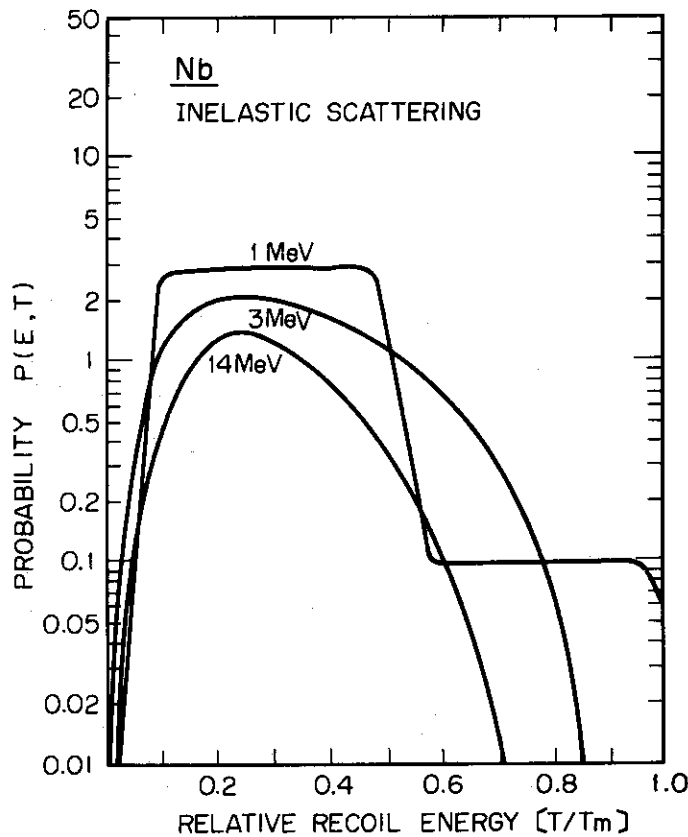


Fig. 3 Recoil energy spectra from inelastic scattering of neutrons by niobium calculated by DPA code.

(3)(1)及び(2)のように厳密に取り扱うためには、詳細な核データを必要とするが、実際に計算する場合には核データが揃わない場合がある。Martin⁽²⁵⁾は非弾性散乱の取り扱いにおいて励起エネルギーを無視して、即ち弾性散乱と同じとして計算している。このような場合には、PKA

の確率分布及びはじき出し断面積は次のようになる。

$$P_{inel}(E, T) = \frac{1}{T_m} \tag{40}$$

$$\sigma_d^{inel}(E) = \frac{\sigma^{inel}(E)}{T_m} \int_{E_d}^{T_m} \nu(T) dT \tag{41}$$

3.3 (n, 2n) 反応によるはじき出し断面積

(n, 2n) 反応の取り扱いに関しては3通りの方法がある。⁽¹⁹⁾

- (a) (n, 2n) の反応断面積を非弾性散乱の連続的単位の断面積に加えてしまうもので、最も簡単な方法である。
- (b) 1-n モデルと呼ばれる方法で、非弾性散乱の取り扱いにおける E_m' を表わす (31), (32) 式において Q_1 を (n, 2n) 反応の閾エネルギーで置き換える方法である。
- (c) (a), (b) の取り扱いでは、中性子は1個しか放出されないとしている。それに対して、この方法は2-n モデル⁽²⁰⁾と呼ばれ、最初中性子が放出された後の残留核のエネルギーが核の結合エネルギーよりも大きければ、2番目の中性子が放出されるとして取り扱う。最初中性子が放出された後の残留核の平均エネルギーは(13)式において、 $\cos\theta = 0$ とおくことによって与えられる。

$$\bar{T}_1 = \eta_1 \eta_2 E + (\eta_1 / \eta_2) E' \tag{42}$$

従って、2番目に放出される中性子のエネルギーを E'' とすれば、第2中性子放出後のPKAのエネルギーは

$$T = \frac{A}{A-1} \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \right) E' + \frac{A-1}{A} \bar{T}_1 - 2 \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \right)^{1/2} (\bar{T}_1 E'')^{1/2} \mu \tag{43}$$

ここでAは原子の質量数である。従って非弾性散乱の場合と同様に E' , E'' のエネルギー分布を $q_1(E, E')$, $q_2(E, E', E'')$ とすれば、はじき出し断面積は

$$\sigma_d^{(n,2n)}(E) = \frac{\sigma^{(n,2n)}(E)}{2} \int_0^{E_m'} q_1(E, E') \int_0^{E-U-E'} q_2(E, E', E'') \int_{-1}^1 \nu(T(E, E', E'', \mu)) dE' dE'' d\mu \tag{44}$$

で与えられる。

3.4 (n, γ) 反応によるはじき出し断面積

(n, γ) 反応においては、中性子を捕獲した原子核はγ線を放出し、基底状態に戻る。この際、原子核はγ線の運動量による反跳を受ける。(n, γ) 反応によって放出される反応熱を Q_{cap} とすれば、生成核の質量 $M_{+n-\gamma}$ は

$$M_{+n-\gamma} = A + 1 - \frac{Q_{cap}}{Q_N} \tag{45}$$

ここでAは原子の質量数であり、 Q_N は中性子の静止エネルギーで939.55 MeV である。反応前後の運動量保存則からPKAの運動エネルギー $T_\gamma(E)$ は

$$T_\gamma = E_N + E_g - 2\sqrt{E_N E_g} \cos\theta \tag{46}$$

$$E_N = \frac{M_{+n-\gamma}}{(A+1)^2} E \tag{47}$$

$$E_g = \frac{1}{2M_{n-\gamma}Q_N} \left(\frac{A}{A+1} E + Q_{cap} \right)^2 \quad (48)$$

PKAのエネルギー-確率分布は γ 線が等方的に放出されるとして δ 関数を用いて表わすことができる。

$$P_\gamma(E, T) = \delta(T - T_\gamma(E)) \quad (49)$$

$$= \frac{1}{4\sqrt{E_N E_g}} \quad (50)$$

ここで $4\sqrt{E_N E_g}$ は(46)式の T_γ の幅を表わしている。幅の上限及び下限は $\cos\theta = \pm 1$ に対応して

$$T^\pm = (\sqrt{E_N} \pm \sqrt{E_g})^2 \quad (51)$$

である。Fig 4は(50)式を T の関数として示したものである。以上によって (n, γ) 反応のはじき出し断面積は

$$\sigma_d^{(n, \gamma)}(E) = \sigma^{(n, \gamma)}(E) \int_{T^-}^{T^+} P_\gamma(E, T) v(T) dT \quad (52)$$

となる。

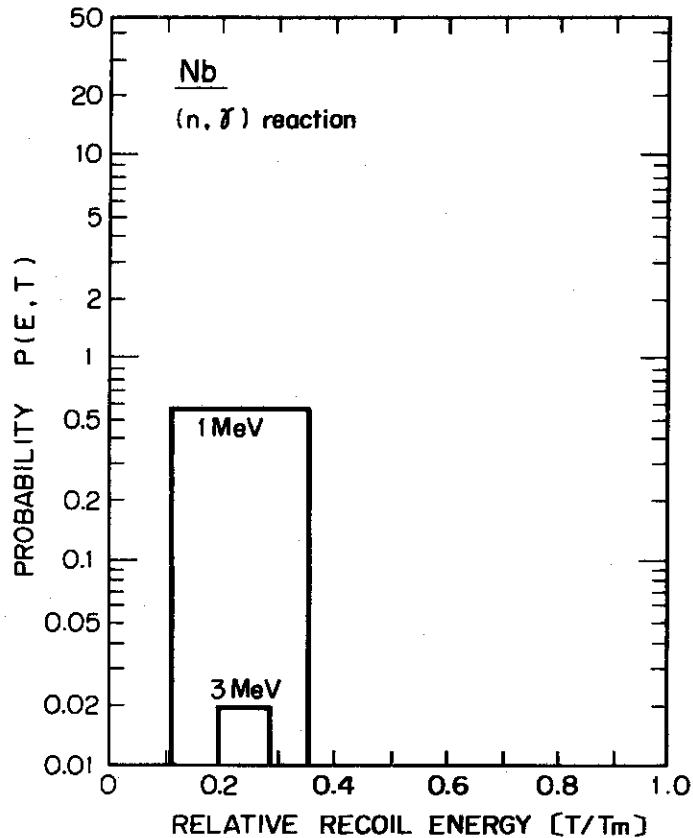


Fig. 4 Recoil energy spectra from (n, γ) reaction by niobium calculated by DPA code.

一方、捕獲 γ 線のエネルギースペクトルが実験的によく調べられている物質の場合には (46) 式において、中性子のエネルギーを無視して PKA のエネルギーを次のように表わすことができる。⁽¹⁹⁾

$$T_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{n-\gamma}C^2} \quad (53)$$

あるいは

$$T_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{[E_{\gamma}(\text{MeV})]^2}{1.862 \times 10^{-3}(A+1)} \quad [\text{eV}] \quad (54)$$

ここで E_{γ} は MeV 単位で表わした γ 線のエネルギーである。捕獲 γ 線の強度を中性子捕獲数 100 個に対する γ 光子の放出数 $N_{\gamma}(E_{\gamma})$ で表わせば、 (n, γ) 反応によるはじき出し断面積は、

$$\sigma_d^{(n,\gamma)}(E) = \sigma_{\gamma}^{(n,\gamma)}(E) \sum_{\gamma} \frac{N_{\gamma}(E_{\gamma}) \nu [T_{\gamma}(E_{\gamma})]}{100} \quad (55)$$

⁽³⁾⁽²⁷⁾
で与えられる。

(52), (55) 式のいずれを用いて計算しても、大きな差はない。 (n, γ) 反応によって放出された γ 線は物質的で Compton 散乱、電子対創生などによって 2 次的に高エネルギーの電子を生成するので、この電子による放射線損傷も考えられるが、ここでは、考慮していない。

4. はじき出し断面積の計算条件依存性

はじき出し断面積の計算は、以上で述べてきたように損傷関数 $\nu(T)$ 、PKAの形成過程及び中性子反応断面積などの基礎的な核データに依存している。本文では、 $\nu(T)$ 、中性子と物質原子との相互作用の取り扱い方法の選び方及び使用する核データがはじき出し断面積に及ぼす影響について検討する。

4.1 損傷関数 $\nu(T)$ に対する依存性

損傷関数 $\nu(T)$ は運動している原子と格子位置にある原子との相互作用を適当に仮定することによって表わされたものである。即ち、 E_d 以上のエネルギーを受け取った原子は、はじき出されてもとの位置には戻らない。また、結晶性効果(E_d の方位依存性やチャンネルング、⁽²⁸⁾フォーカシング⁽²⁹⁾)は考慮せず、2体衝突近似で、等方散乱として取り扱っている。Kinchin-PeaseモデルとLindhardモデルの相違は、原子間の非弾性散乱によるエネルギー損失の取り扱い法の差にある。損傷関数 $\nu(T)$ のモデルにはこれらの他にHalf-Nelsonモデル⁽¹¹⁾などがあるがKinchin-Peaseモデルを半経験的に修正しているだけであるので、ここでは省略する。

Fig 5はMoについてKinchin-PeaseモデルとLindhardモデルとで表わされた $\nu(T)$ をPKAのエネルギーの関数として比較したものである。PKAのエネルギーが高い領域では、イオン化の閾エネルギー $E_0 = 97 \text{ KeV}$ を仮定しているKinchin-Peaseモデルを用いて計算した値の方がLindhardモデルに比べて小さくなり、エネルギーの低い領域では、イオン化のエネルギーを無視しているため大きくなっている。Fig 6は、はじき出し断面積について、やはりMoについて比較したものである。反応断面積やその他の核データはENDF/B-IIIから採用した。中性子のエネルギーが約1.2 MeV以上の領域では、Kinchin-Peaseモデルの方がLindhardモデルより小さくなり、それ以上のエネルギー領域では大きくなっている。これは一般に、中性子のエネルギーが高くなるにつれて形成されるPKAのエネルギーも高くなるからである。従って、核融合炉の第1壁などのように1.4 MeVの中性子の割合が多い場合のdpaを計算する際には、Kinchin-Peaseモデルよりもイオン化のエネルギーをより正確に評価しているLindhardモデルの方が適当であろう。Fig 7にMoについての各反応別の平均のPKAエネルギー分布を示した。各中性子のエネルギーに対して実際にはPKAのエネルギーは確率分布 $P(E, T)$ をもっているわけであるが、ここでは次式のように平均化した値である。

$$\bar{T}(E) = \int_0^T T_m P(E, T) T dT \quad (56)$$

dpaを計算する際には、このはじき出し断面積に特定の原子炉の中性子束スペクトルを乗じて積分してしまうので、Kinchin-Peaseモデル及びLindhardモデル、いずれを用いて計算しても見かけ上の差は顕著ではなくなる。後述する核融合実験炉の第1壁での中性子束スペクトルのもとで、1年間中性子照射された場合のMoのdpaを計算してみると、Kinchin-PeaseモデルはLindhardモデルよりも14%程度の過大評価にとどまっている。以下の計算においては、より現実的な取り扱いであるLindhardモデルを用いる。

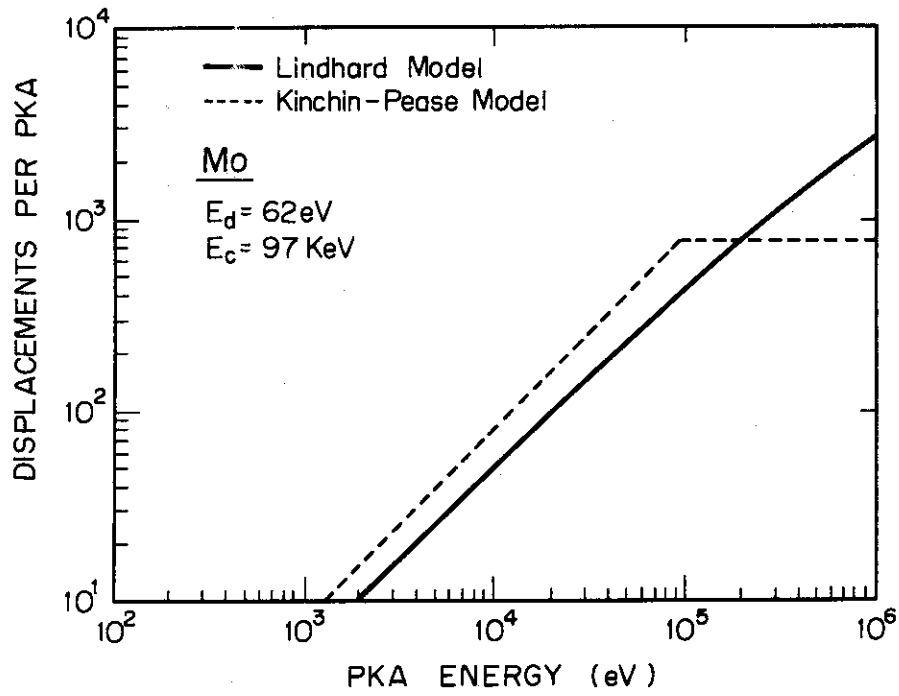


Fig. 5 A comparison of the Lindhard model with the Kinchin-Pease model.

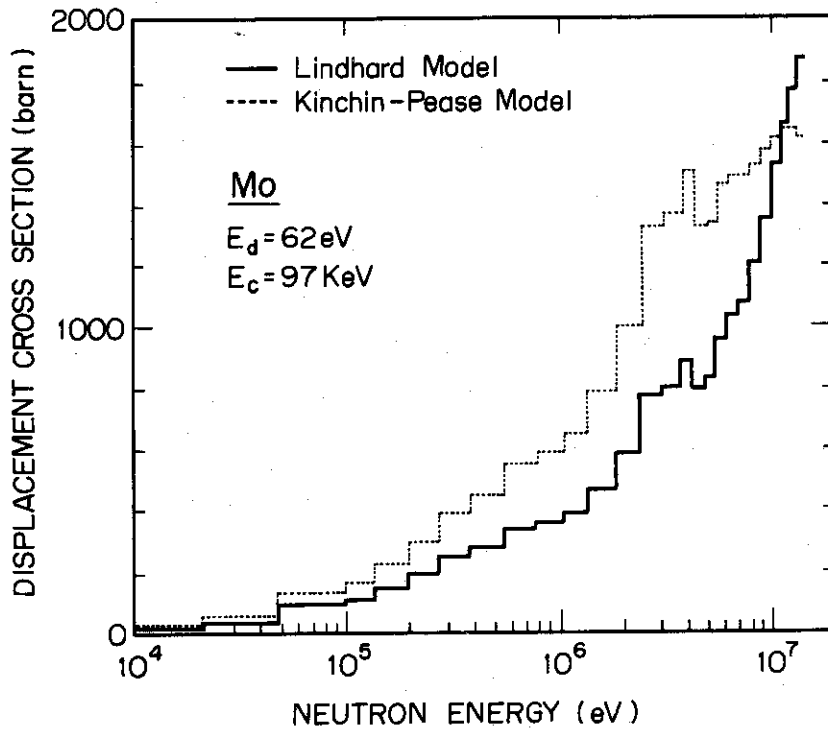


Fig. 6 A comparison of Molybdenum displacement cross section calculated by the Lindhard and Kinchin-Pease models.

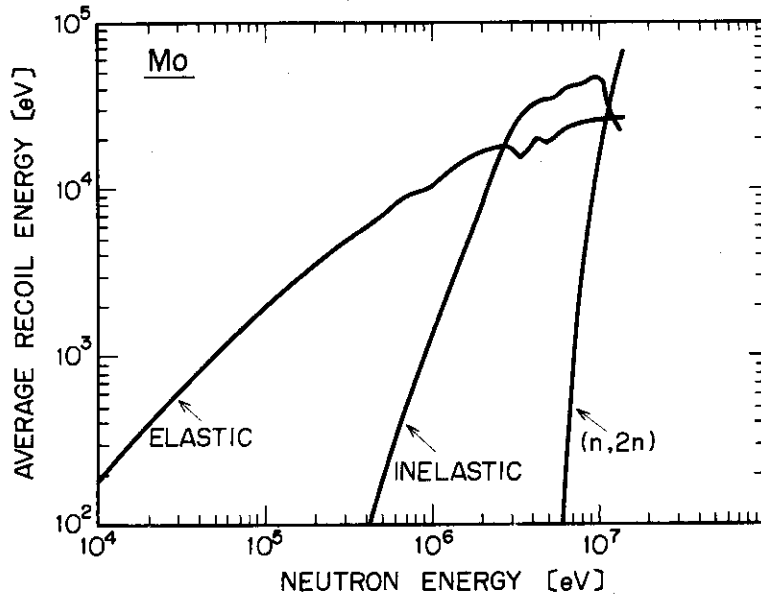


Fig. 7 Average recoil energies for neutron irradiation of molybdenum calculated by DPA code.

4.2 PKA 形成過程の取り扱い方法に対する依存性

損傷関数 $\nu(T)$ は PKA が形成された後の原子間相互作用の取り扱い法に基づく相違であったが、次に PKA が形成される過程、即ち、中性子と格子位置にある原子との相互作用の取り扱い方法が及ぼすはじき出し断面積の影響を考察する。本文では TENJINI コードと DPA コードによる取り扱い法の相違を中心として検討する。対象とする反応は、弾性散乱、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 及び (n, γ) 反応である。

(1) 弾性散乱

DPA 及び TENJINI コードでは、殆んど同じ取り扱いをしており、両者とも散乱の非等方性を考慮できるようになっている。相違点としては、DPA コードでは、はじき出し断面積を求める際に (21) 式、即ち、PKA のエネルギー T について積分しているのに対し、TENJINI コードでは、(22) 式、即ち、 $\mu = \cos \theta$ について積分していることである。中性子のエネルギーが約 1 MeV 以上になると殆んどどの物質でも非等方散乱が無視できなくなる。即ち、エネルギーの受け渡しが少ない衝突が増加するので、非等方性散乱を考慮しないと過大評価することになる。Fig 8 は、全て等方的に散乱が起るとして計算した場合と非等方散乱を考慮した場合の Mo についてははじき出し断面積を示したものである。散乱中性子の角度分布 $P(E, \mu)$ は ENDF/B-III から採用した。14 MeV の中性子に対しては、等方散乱とした場合の方が非等方性を考慮した場合に比べて約 5 倍も大きくなっている。高速炉や核融合炉では高エネルギー中性子の割合が多いので非等方性を考慮する必要がある。

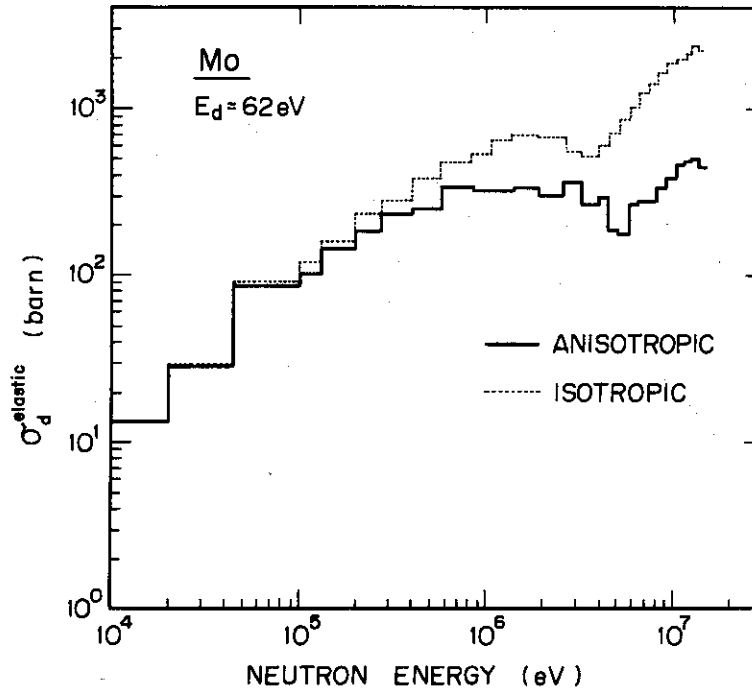


Fig. 8 A comparison of anisotropic and isotropic treatments applied to molybdenum.

(2) 非弾性散乱

中性子のエネルギーが比較的低い領域での離散的準位への励起に対する取り扱い法に関しては、DPA及びTENJIN1コードともに同じ扱い、即ち(26)、(27)式で計算している。それに対し、連続的準位への励起の場合には、両者とも蒸発モデルに基づいてはいるが、取り扱い法が異なる。即ち、DPAコードではENDF/Bファイルから核温度 θ を読み、(28)(30)式で表わされる散乱後の中性子エネルギー分布から(35)式ではじき出し断面積を計算している。また、 θ などの核データが揃わない場合には、等方弾性散乱として取り扱うことができるようになっている。それに対し、TENJIN1コードでは反応断面積さえあればはじき出し断面積を計算できるようになっている。即ち、(38)式の近似式で θ を算出し、これから(37)式によって平均的な励起エネルギーを求めて離散的準位の場合と同じ方法で計算している。Table 2に両コードで計算したNiの非弾性散乱によるはじき出し断面積を示した。ここでは $E_d = 4.0$ eVとし、反応断面積、その他の核データはENDF/B-IIIの値を用いている。中性子のエネルギー領域が、15.00-13.72 MeVで最大7.6%の差があるがこれは取り扱い方法に基づく相違ではなく主として θ の値に依るものである。即ち、DPAコードではENDF/B-IIIで与えられている $\theta = 1.6$ MeVを採用しているのに対してJENJIN1コードでは近似式によって $\theta = 1.8$ MeVを用いて計算しているためである。 θ 値に対する依存性は後に論じる。次に蒸発モデルを用いて計算した場合と弾性散乱と同じとして取り扱った場合の非弾性散乱によるはじき出し断面積の比較をTable 3に示す。物質はMoであり、 $E_d = 62$ eVとしている。蒸発モデルを用いて計算したはじき出し断面積に比べて弾性散乱として扱った場合には励起エネルギーを無視しているため、全エネルギー領域にわたって約1.5倍大きくなっている。

Table 2 Comparison of inelastic displacement cross sections of nickel ($E_d=40\text{eV}$).

Number of Neutron Energy Group	DPA Code	TENJINI Code
1	852 barn	922 barn
2	888	951
3	939	999
4	969	1027
5	983	1039
6	975	1027
7	929	977
8	878	919
9	832	866
10	786	811
11	741	754
12	700	695
13	582	642
14	324	371
15	174	187
16	67	74

Table 3 Comparison of displacement cross sections for molybdenum ($E_d=62\text{eV}$).

Neutron Energy Group	DPA Code	
	(1)	(2)
1	378	605
2	434	692
3	492	782
4	574	909
5	691	1088
6	763	1191
7	758	1173
8	726	1137
9	678	1029
10	635	963
11	596	883
12	567	829
13	510	733
14	385	539
15	262	356
16	128	167
17	68	116
18	39	65
19	17	24
20	8,0	11
21	4,5	1,4

(1) calculated by the evaporation model.

(2) calculated as the elastic scattering.

(3) (n, 2n) 反応

(n, 2n) 反応の計算方法は 3.3 節で述べたように 3 通りの方法がある。DPA コード及び TENJ IN1 コードにおいては、核データが揃わない場合も考えて、比較的取り扱いが簡単な 1-n モデルで計算している。また、以上の 3 通りの計算方法については既に Doran¹⁹ が Fe, Nb, Mo, V 及び Ta について比較計算を行っており、いずれの方法を用いて計算しても 5% 以内の相違しかないことを示している。

(4) (n, γ) 反応

(n, γ) 反応の断面積は一般に中性子のエネルギーが低い領域で大きくなるので、はじき出し断面積も熱中性子程度のエネルギー領域で支配的な効果となる。DPA コードではこの反応の取り扱い方法は、中性子捕獲によって形成される複合核はある平均的な単一の励起状態になると仮定した (52) 式ではじき出し断面積を計算しており、TENJ IN1 コードでは中性子のエネルギーに依存することなく放出される γ 線のエネルギースペクトルから (55) 式を用いて計算している。実験データを用いた TENJ IN1 コードの方がより現実的とも考えられるが、いずれのコードを用いて計算しても、大きな差はない。しかも (n, γ) 反応による寄与率は他の反応に比べて非常に小さいので高エネルギー中性子の割合が多い場合の dpa 計算においては (n, γ) 反応を無視しても大きな誤差は生じない。

4.3 核データに対する依存性

はじき出し断面積の一般式は、次式で示すように反応断面積 $\sigma(E)$ に比例しているので、 $\sigma(E)$ は精度よく求めておく必要がある。

$$\sigma_d(E) = \sigma(E) \int_{E_d}^{T_m} P(E, T) \nu(T) dT \quad (57)$$

また、PKA のエネルギー確率分布 $P(E, T)$ は弾性散乱の場合には、散乱中性子の角度分布が重要となり、非弾性散乱及び (n, 2n) 反応においては散乱後の中性子のエネルギー分布、即ち核温度 θ が重要なパラメータとなる。本節では以上の諸量に変化した場合のはじき出し断面積の依存性を ENDF/B-III 及び IV を用いて検討する。

(1) 角度分布 $P(E, \mu)$ の効果

弾性散乱によるはじき出し断面積を計算する場合には 4.2 の (1) 項で述べたように非等方性を考慮しないと大きな誤差が生じることが示された。従って、はじき出し断面積は $P(E, \mu)$ の値にかなり敏感に対応していると考えられる。Fig 9 は、Mo の弾性散乱の角度分布を中性子のエネルギーが 14 MeV と 5 MeV の場合について示したものである。実線は ENDF/B-III に与えられているルジャンドル多項式の係数から計算したものであり、破線は ENDF/B-IV で直接与えられている分布である。このような分布の相違に対応して、はじき出し断面積は Table 4 のようになる。このとき反応断面積は両者とも同じ値を用いている。14 MeV 中性子に対しては両者の差は 2 倍以上となっているが、これは $\mu = -1.0$ 付近、即ちエネルギー伝達の大きな散乱の割合が ENDF/B-IV では小さくなっているためである。同様のことは Ni, Cr 等についても見られるが、 $P(E, \mu)$ の変化に対応したはじき出し断面積の変化は 7~8% 程度となっている。

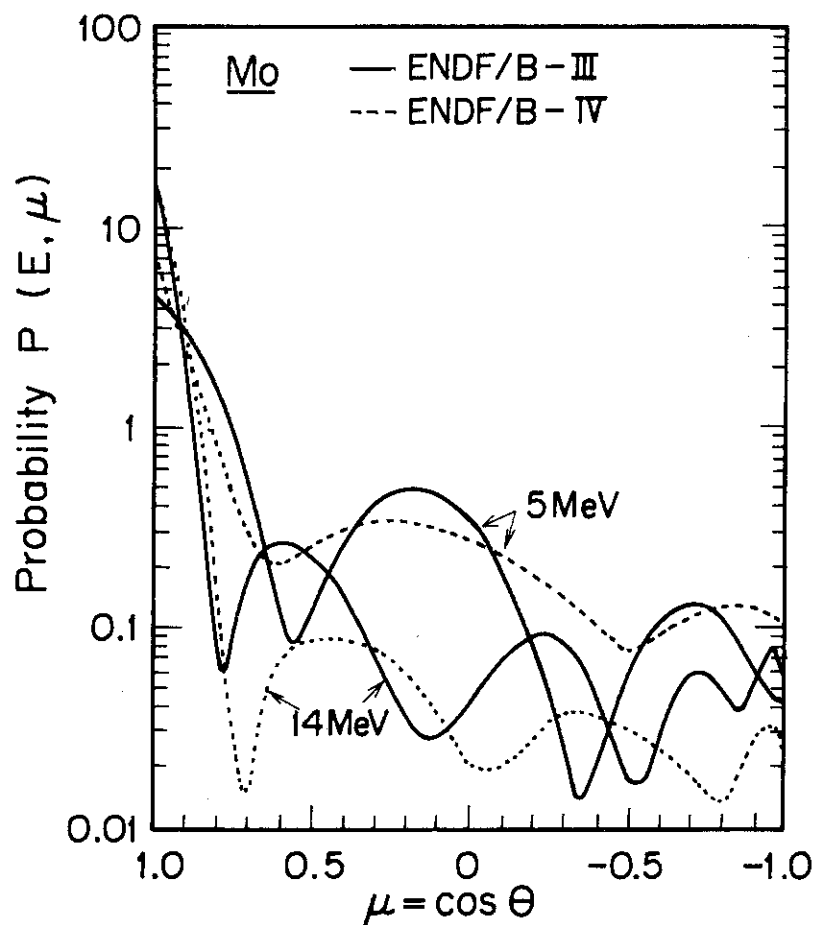


Fig. 9 A comparison of angular distributions of secondary neutrons from elastic scattering in ENDF/B-III and IV files.

Table 4 Comparison of elastic displacement cross sections of molybdenum($E_d=62\text{eV}$)

Neutron Energy (MeV)	Displacement Cross Sections (barn)*	
	ENDF/B-III	ENDF/B-IV
14	457	217
10	402	194
5	187	218
1	312	365

* calculated by DPA code.

(2) 核温度 θ の効果

非弾性散乱の連続的準位への励起及び $(n, 2n)$ 反応の取り扱い方法は統計理論に基づいた蒸発モデルを用いることができることは前に述べた。一方、中性子のエネルギーのゆるやかな関数である θ 値は、ENDF/Bファイルで必ずしも与えられているとは限らない。従って (38) 式のような近似式で計算する場合も生じてくるので、 θ 値に対するはじき出し断面積の依存性を調べておく必要がある。Fig.10 は、Mo について (38) 式の近似式で求めた θ 値と ENDF/B-III で与えられている θ 値とを比較したものであり、これらに対応した非弾性散乱のはじき出し断面積も同時に示した。ほぼ中性子の全エネルギー領域で θ の 20% の変化に対応してはじき出し断面積は約 3% 程度変化しており、他の物質についても同様である。一般に、中性子のエネルギーが高い領域では非弾性散乱及び $(n, 2n)$ 反応の寄与が大きくなるので、できるだけ正確な θ 値を用いる必要がある。

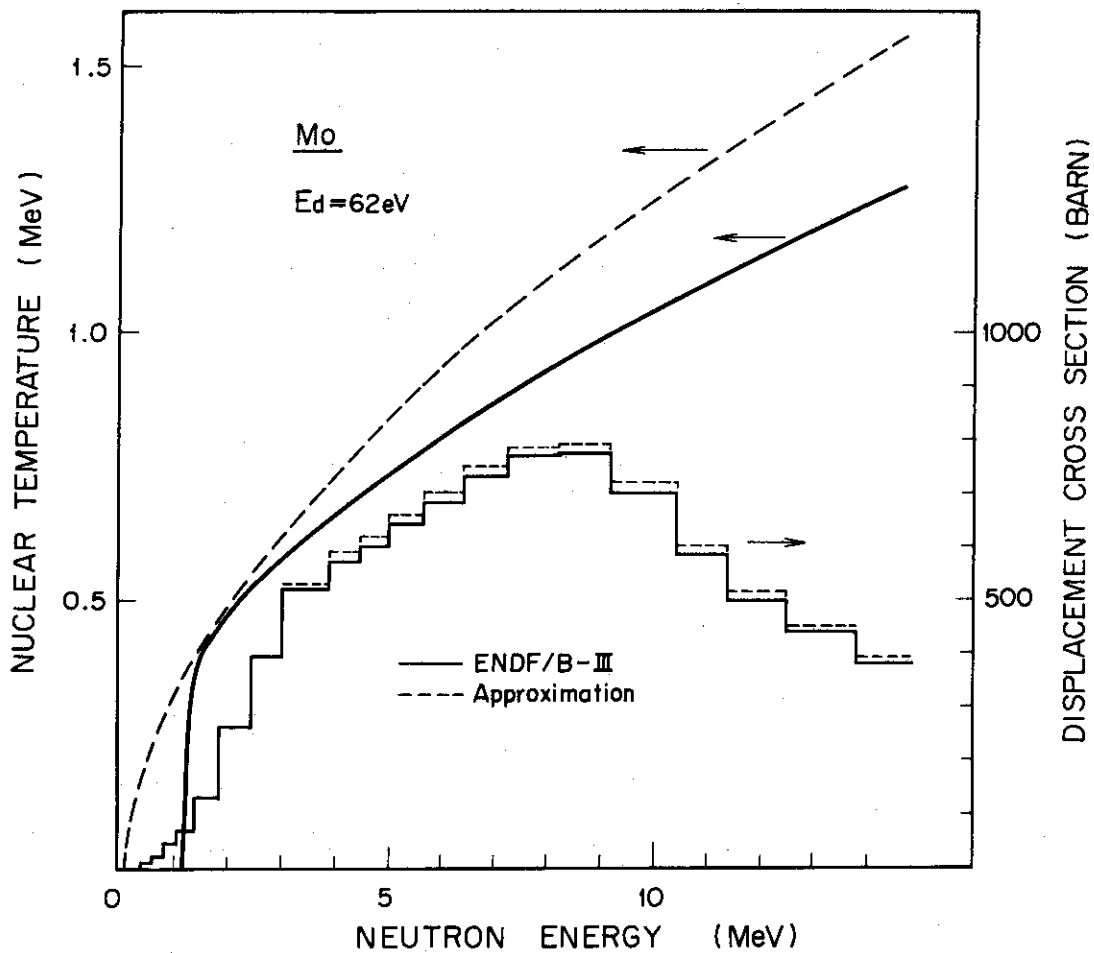


Fig. 10 Nuclear temperature dependency of displacement cross section by inelastic scattering.

(3) 反応断面積の効果

ENDF/B-IV は ENDF/B-III に比べて $(n, 2n)$, (n, α) , (n, p) 等の反応断面積がより多く評価されている。核融合炉では 14 MeV 中性子の割合が多いので、これらの閾反応の断面積は重要である。ここでは ENDF/B-III と IV を用いて計算した場合の断面積依存性を検

討する。Table 5 は、実用材料として広く用いられている SUS316 の構成元素について $(n, 2n)$ 反応の断面積を示したものである。非弾性散乱の断面積についても ENDF/B-III と IV とでは、同様の相違が見られる。Fig. 11 は Fe について $\sigma_d(E)/\sigma(E)$ を示したものである。これは、単位断面積即ち、中性子との1回の衝突ではじき出される原子数を表わしており、反応断面積をはじき出し断面積に変換する関数とみなすこともできる。高エネルギーの中性子が衝突した場合には、弾性散乱を起すよりも非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 及び (n, γ) 反応を起した方が、より多くの原子をはじき出すことが示されている。他の物質についてもほぼ同様のことがいえる。しかし、 (n, γ) 反応は高エネルギー領域では他の反応に比べて桁違いに断面積が小さいので核融合炉では殆んど問題とならない。このように非弾性散乱及び $(n, 2n)$ 反応の断面積は高エネルギー領域での全はじき出し断面積に対して弾性散乱の断面積よりも寄与率が大きいので、前述の $(n, 2n)$ 反応の断面積の相違は重要な効果を及ぼす。

Table 5 Comparison of the (n,2n) cross sections(barns).

Neutron Energy (MeV)	Fe		Ni		Cr		Mo	
	III	IV	III	IV	III	IV	III	IV
14	0.470	0.480	0.027	0.150	0.250	0.390	1.261	1.500
13	0.260	0.250	0.007	0.089	0.110	0.180	1.138	1.496
12	0.059	0.037	-	0.034	0.004	0.090	0.992	1.444
11	-	-	-	0.009	-	0.072	0.785	1.322
10	-	-	-	0.005	-	0.047	0.467	0.888
9	-	-	-	0.001	-	0.018	0.183	0.299
8	-	-	-	-	-	-	0.049	0.007
7	-	-	-	-	-	-	0.002	-

III : ENDF/B-III

IV : ENDF/B-IV

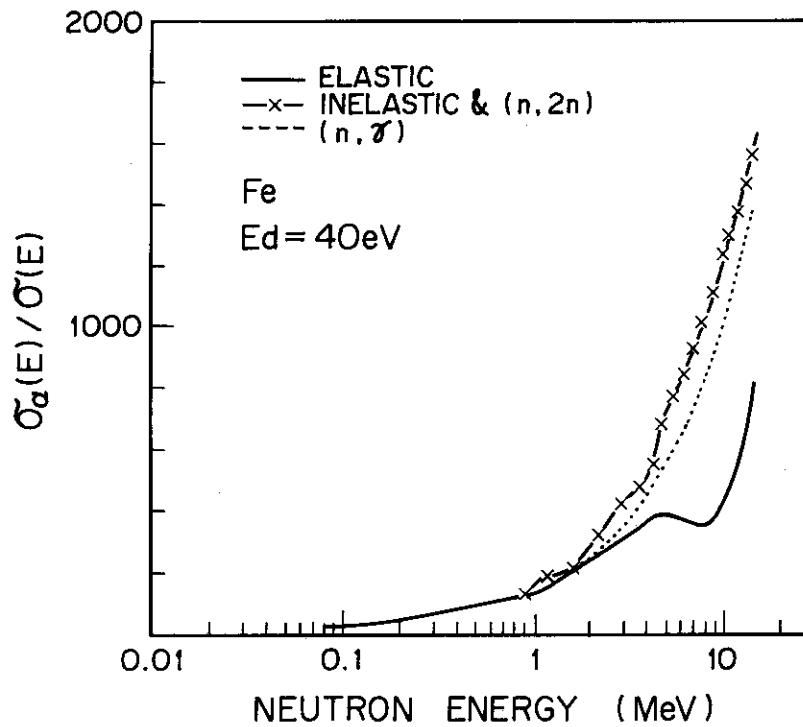


Fig. 11 The ratio of the displacement cross sections to the neutron reaction cross section calculated by DPA code.

5. DPA コードの修正

DPA コードは ENDF/B ファイルに収められている核データを入力としてはじき出し断面積を計算するように作成されているが、全ての物質について必要なデータが評価されているとは限らない。DPA コードでは非弾性散乱の連続準位への励起及び $(n, 2n)$ 反応によるはじき出し断面積を計算する際に核温度 θ が与えられていない場合には弾性散乱と同じとして計算するようになっているので大きな誤差を生じる。本報告ではこのような場合でも弾性散乱として取り扱わずに蒸発モデルを適用できるように修正を行った。なお、DPA コードは、はじき出し断面積を計算するコードであって、そのままでは物質が実際に中性子照射された時の dpa を計算するようにはなっていない。従って、計算された中性子束スペクトルを入力として dpa まで計算できるようにした。

(1) 入力データについて

DPA コードの入力データを Fig 12 に示す。反応断面積を [barn] の単位で入力すれば、はじき出し断面積も同じ単位で出力される。反応断面積は [6E12.0] でカード入力するようになっているが、一般には反応断面積は ENDF/B ファイルから MACK コードもしくは SUPER-ETOG コードを用いて出力させる場合が多く、その場合には、FIDO フォーマット⁽²⁾で出力される。従ってここでは入力を簡素化するために FIDO フォーマットで反応断面積を読めるようにした。勿論 (6(3X,E9.0)) で入力しても処理することができる。また、中性子束スペクトルは [6E12.5] で入力できるようにし、入力位置は Card 5 と Card 6 の間である。

(2) 計算手法について

弾性散乱及び (n, γ) 反応については現行のままで充分精度のよい計算が行なえるようになっているが、非弾性散乱及び $(n, 2n)$ 反応では、蒸発モデルを使った方がより精確な計算をすることができる。従って、散乱後の中性子のエネルギー分布 $q(E, E')$ が必要となる。これは ENDF/B の File 5 に収められている。反応の微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{dE'}(E, E') = m\sigma(E)P(E, E') \quad (58)$$

で表わされる。 $\sigma(E)$ は反応の断面積であり、ENDF/B ファイルではエネルギー分布 $P(E, E')$ は様々なモデルで表わされている。

$$P(E, E') = \sum_{k=1}^{NK} P_k(E) q_k(E, E') \quad (59)$$

NK は、partial energy distribution $q_k(E, E')$ の数であり、 $P_k(E)$ は入射中性子のエネルギー E に対して

$$\sum_{k=1}^{NK} P_k(E) = 1 \quad (60)$$

と規格化された fractional probability である。ENDF/B-N では 5 種類のモデルが用意されており、これを LF というパラメータで区別している。蒸発モデルは LF=9 で与えられている。DPA コードでは LF=9 以外のモデルが与えられている時及び File 5 が無い場合には蒸発モデルで取り扱わずに弾性散乱として計算するようになっている。4.2 節でも検討し

Card 1 [18A4]	
タイトル	
Card 2 [5I12, 2I4]	
MAT	: ENDF/Bファイルで指定されている物質の番号
IFMAX	: 中性子エネルギー分割の細分割数
METH1	: 0/1 非弾性散乱の取り扱い, 弾性散乱/蒸発モデル
METH2	: 0/1 (n, 2n)反応の取り扱い, 弾性散乱/蒸発モデル
METH3	: 0/1 はじき出しモデル, Kinchin-Pease/Lindhard
METH4	: 0/7 カード出力, NO/YES
KK	: $KK \neq 0$ のとき $P(E, T)$ の出力する。
Card 3 [4E12.0]	
A ϕ	} PKAのエネルギー群分けで, A ϕ からAIまでは, 1桁をDTL ϕ で対数分割し, AI以上では間隔DTで等分割。
AI	
DTL ϕ	
DT	
Card 4 [E12.0]	
ED	: はじき出しエネルギー (eV)
Card 5 [I12/6E12.0]	
IEMAX	: 中性子のエネルギー群数
EG(IEMAX+1)	: エネルギー分割点
Card 6 [2I12/6E12.0]	
MT	: ENDF/Bファイルによる反応形式番号
IX	: 入力する断面積の個数
SS(IX)	: 断面積
各反応に対して以上を1組として与える。	

Fig. 12 DPAコード入力変数

たように弾性散乱として計算した場合には, はじき出し断面積は高エネルギー領域でかなりの誤差が生じる。ここでは $LF=9$ 以外のモデルが与えられている場合や2種類以上の複数モデルで与えられている場合及び File5 が与えられていない場合でも, 核温度 θ を (38) 式の近似式で求めて蒸発モデルで計算できるようにした。また, 蒸発モデルの取り扱い方法にも2種類あることは 3.2 節で述べたが, ここではいずれの方法でも計算できるようにした。パラメータは

$$IOP = \begin{cases} 0 & \text{実効的励起エネルギー } Q_{evp} \text{ を用いて計算} \\ 1 & q(E, E') \text{ を用いて2重積分で計算} \end{cases}$$

入力位置は, Card4 の ED に続けて [I12] で入れる。なお, 修正した DPA コードは 1976 年 7 月 1 日現在, FACOM-230/75 の一時ファイルに保存されており, 所要記憶容量 12

8Kで、FORTRAN-Hで書かれている。制御文構成は、以下の通りである。

\$ HFORT

\$ HLIED SIMPL=OVLY, EDIT=YES, RFNAME=J9112, DPA5

\$ HRUN

\$ TAPE F01. (ENDF/Bテープ)

\$ DISK F02

\$ DATA

\$ JEND

6. 核融合実験炉における中性子照射損傷

核融合炉の構成材料は、高温、高エネルギー粒子照射という苛酷な環境にさらされると考えられている。特に第1壁は、D-T反応の結果プラズマから放出される14 MeVの中性子が直撃するので、核分裂炉ではあまり問題とならなかった (n, p) 、 (n, α) 等の閾反応による気体生成も材料の性質に重要な役割を果たすと考えられる。また、第1壁は、核分裂炉の燃料被覆管に比べて寿命が長くなければならないので、核変換による合金化も考慮しておかねばならない。ここでは、現在原研で予備設計が進められている核融合実験炉⁽⁷⁾の第1壁材料として用いられているSUS316と超電導マグネットの安定化材として使用される銅についてdpaを計算した。第1壁については、スウェリング、脆化などとも関連の深い気体原子生成量も併せて計算した。

6.1 核融合実験炉の中性子束スペクトル

Fig.13に実験炉の概念図を示す。融合出力100MW、トラス半径6.75m、プラズマ半径1.5mで、プラズマを取り囲むように壺型のブランケットが配置されている。ブランケットの外側には冷却用配管のためのスペース、遮蔽層及び超電導トロイダルマグネット(SCM)がある。斜線で示したトラス内側のブランケットは、超電導マグネットの遮蔽のためにSUS316及び B_4C の混合物とし、この部分ではトリチウムの増殖は行なわない。第1壁及び超電導マグネットの中性子束分布を計算するに当っては、Fig.14に示すようなプラズマを円筒で模擬した1次元モデルを採用した。この際、トラス内側と外側のブランケットでは物質が異なるが、SCMの受ける放射線量率が高いトラスの内側に対するモデルを採用している。また、各領域の組成は物質の組成を均質化した均質モデルで計算している。

Fig.15は、1次元輸送計算コードANISN⁽²²⁾を用いて P_5-S_8 近似にて計算した第1壁と超電導マグネット表面での中性子束スペクトルを示したものである。計算に用いた核データはENDF/B-IIIより採用し、SUPERTOGコードを用いて $1/E$ を重み関数として作成した42群中性子断面積を用いている。0.001eV-15MeVのエネルギー群構造はTable 1に対してしている。第1壁では14 MeV中性子の占める割合が約14%と大きいので、この中性子による損傷が大きいと予想される。

6.2 第1壁材料のはじき出し損傷と気体生成率

実験炉においては第1壁材料としてSUS316が選ばれている。しかしステンレス鋼は高速炉の高温照射でボイドを形成することが発見され、これが材料のスウェリングを引き起こすことが問題となっている。Fig.16は中性子照射によって起る現象を材料の寸法変化という観点から模式的に示したものである。このような材料劣化の基礎評価となるのがフレンケル欠陥の個数に比例したdpaである。SUS316のような合金組成のdpa計算は、本来ならば異種原子衝突として計算しなければならない。即ち、Lindhardの理論では(5)、(6)式を用いて計算しなければならないがSUS316の構成元素は、質量数、原子番号がほぼ同じ位なので純金属として計算してもはじき出し断面積の誤差は1%以下である。SUS316の組成は、重量百分率で

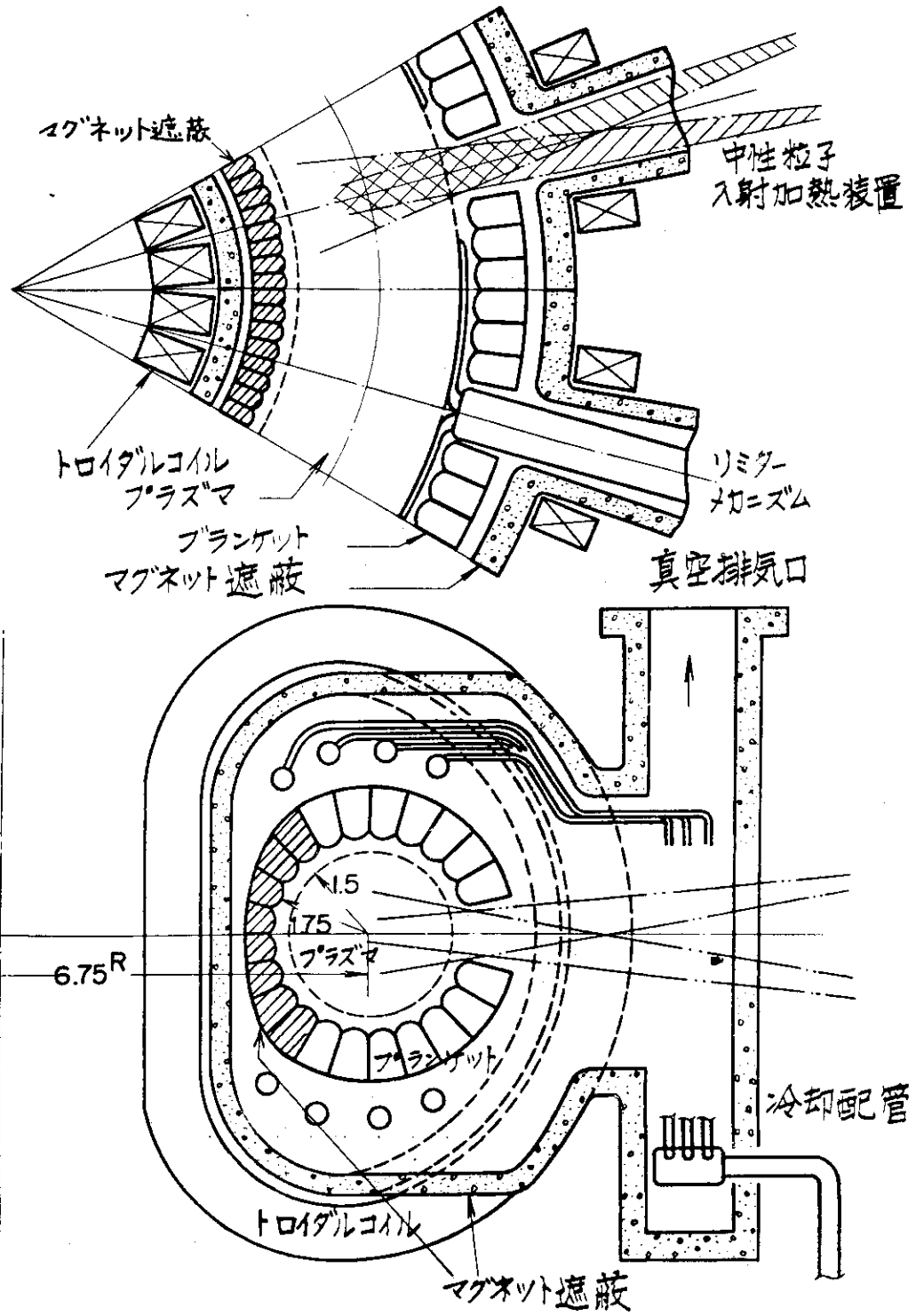


Fig. 13 核融合実験炉概念図

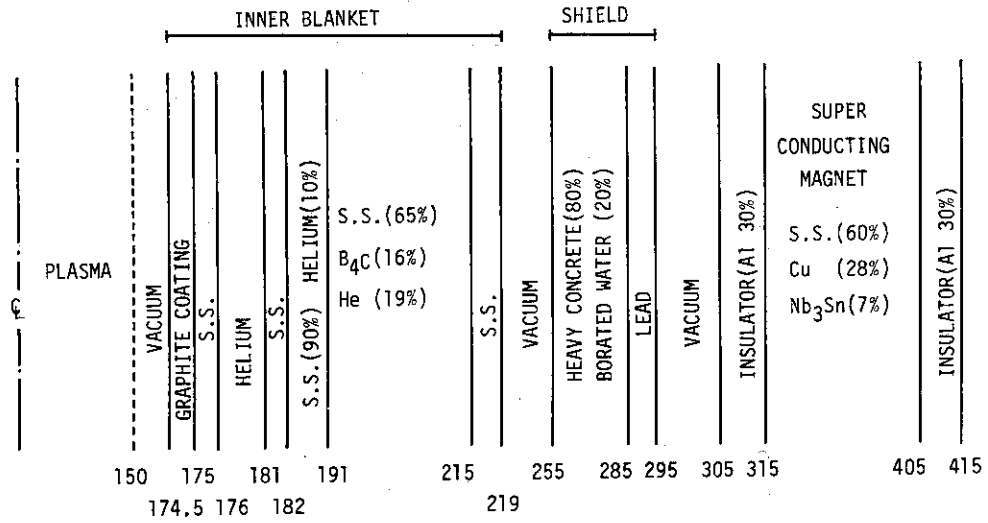


Fig. 14 Schematic layout of the JAERI experimental fusion reactor.

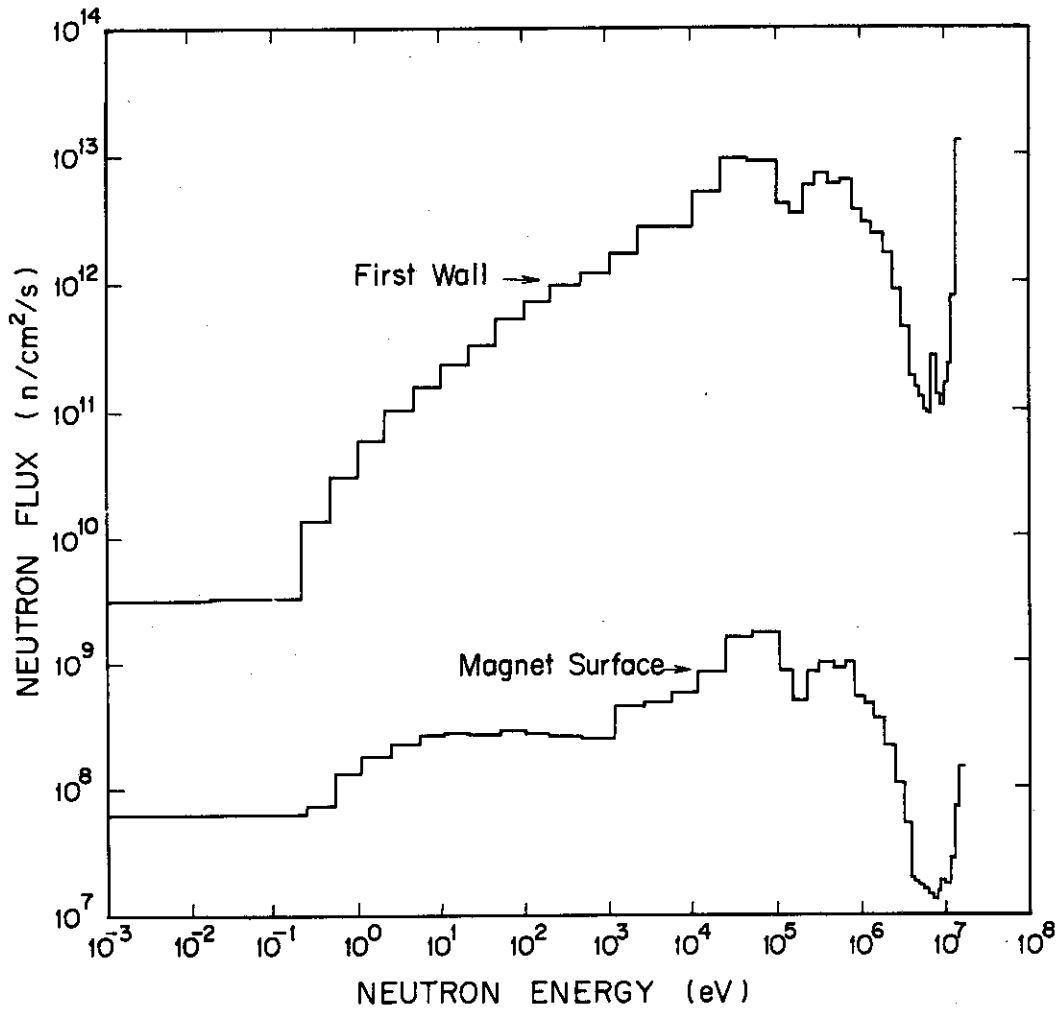


Fig. 15 Neutron flux spectra in JXFR.

Fe 68.5%, Cr 17.0%, Ni 12.0%, Mo 2.5%である。

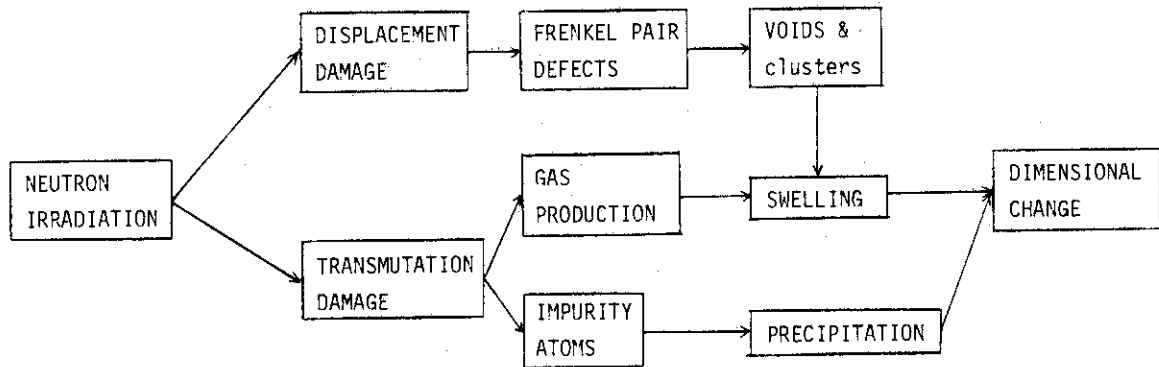


Fig. 16 Neutron radiation damage diagram.

Fig.17はDPAコードで計算したSUS316のはじき出し断面積を示したものである。核データはENDF/B-IVを用い、Fe, Cr, NiのEdは40 eV, MoのEdは62 eVを使用している。中性子のエネルギーが1 MeV付近から非弾性散乱の効果が始まり、10 MeV以上で $(n, 2n)$ 反応の寄与が大きくなっている。Fig.18はFig.15に示した第1壁のスペクトルのもとでの原子1個当りのはじき出し率(dpa/sec)を示したものである。弾性散乱、非弾性散乱及び $(n, 2n)$ 反応による寄与率はそれぞれ、51%, 33%, 16%で、 (n, γ) 反応による寄与は0.1%以下である。DPAコード、TENJIN1コードともに以上の4反応しか考慮していないが、核融合炉においては (n, p) , (n, α) 反応によるのはじき出しも無視し得ないであろう。Fig.19は、全dpaを1としてエネルギーE以下の中性子によるのはじき出しの割合を示したものである。0.1 MeV以下の中性子による全dpaへの寄与は約4%であり、14 MeVの中性子によるそれは約60%である。実験炉はパルス運転とされているので、炉の負荷率を50%とすれば、0.9 dpa/yrとなる。dpa値は炉の出力によっても変化するので一般には単位面積当りに通過する中性子の全運動エネルギーを単位として表わされている。実験炉の場合には、第1壁の中性子壁負荷(neutron wall loading)が 0.17 MW/m^2 であるので 1 MW/m^2 当り約5 dpa/yrとなる。实用動力炉ともなれば、出力も大きくなり、それに従って中性子壁負荷も $2 \sim 3 \text{ MW/m}^2$ ⁽³⁾ ⁽¹⁾ となると考えられるので負荷率50%としても $10 \sim 15 \text{ dpa/yr}$ となる。MONJUやEBR-IIなどの高速炉被覆管に比べてはじき出し率自体は小さいが、核融合炉の第1壁は被覆管に比べて寿命が長いので寿命中に受ける損傷は厳しい。

一方、第1壁は14 MeVの中性子に直接さらされるので (n, p) , (n, α) , (n, d) , $(n, n'\alpha)$ 等の閾エネルギーをもつ気体原子生成反応が重要となってくる。これらの核反応の断面積の評価済みデータは少ないので、ここではENDF/B-IVに収められているものについてのみ計算を行った。SUS316の場合、負荷率を50%とすれば、 (n, α) 反応のみによるヘリウム気体原子の生成率は 12 appm/yr , (n, p) 及び (n, d) 反応による水素気体原子の生成率は 36 appm/yr となった。これらの生成量の80~90%は14 MeV中性子によるものである。上述の高速炉被覆管に比べて特にヘリウム生成率が大きくなっている。

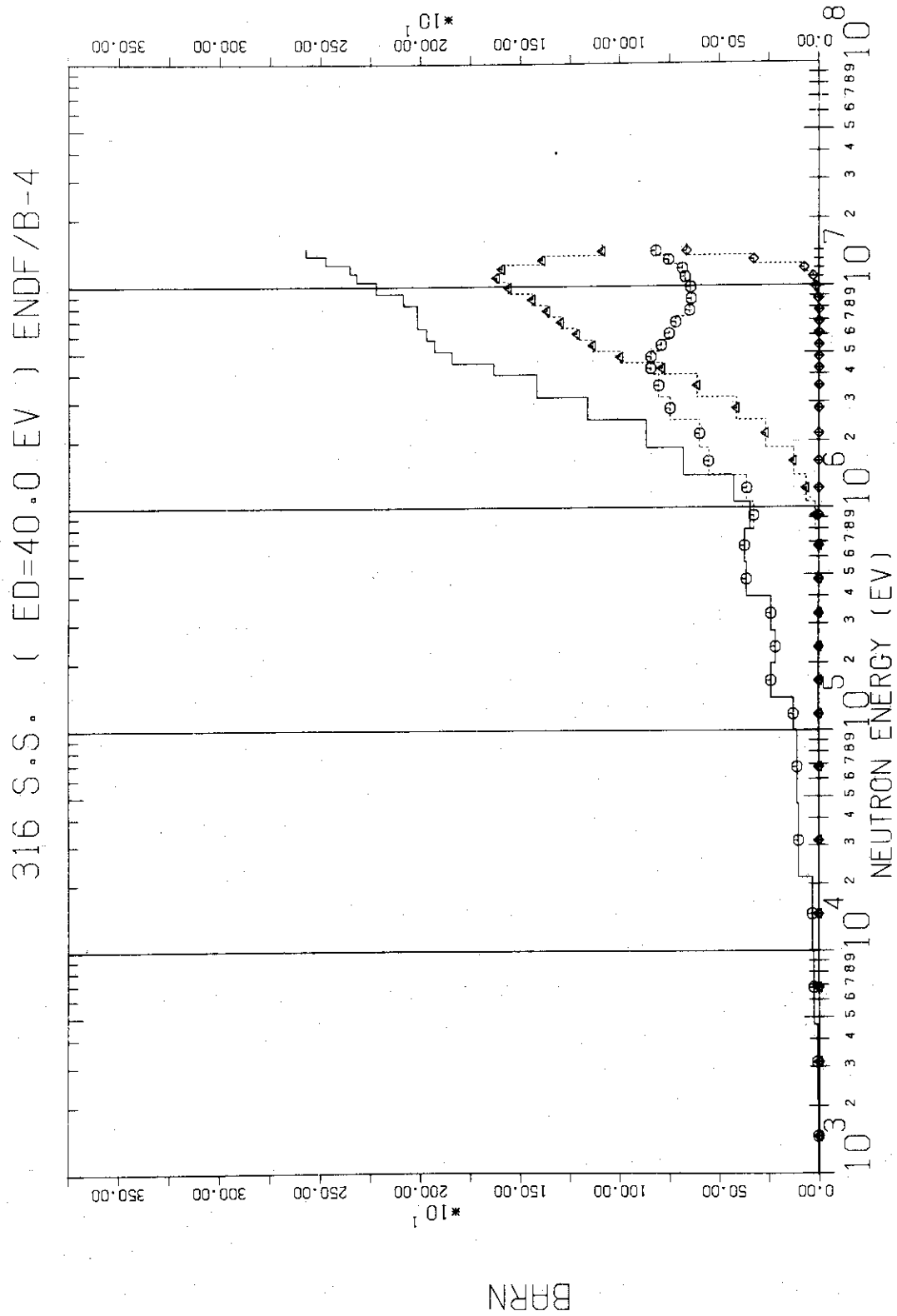


Fig. 17 Displacement cross section for 316 S.S.

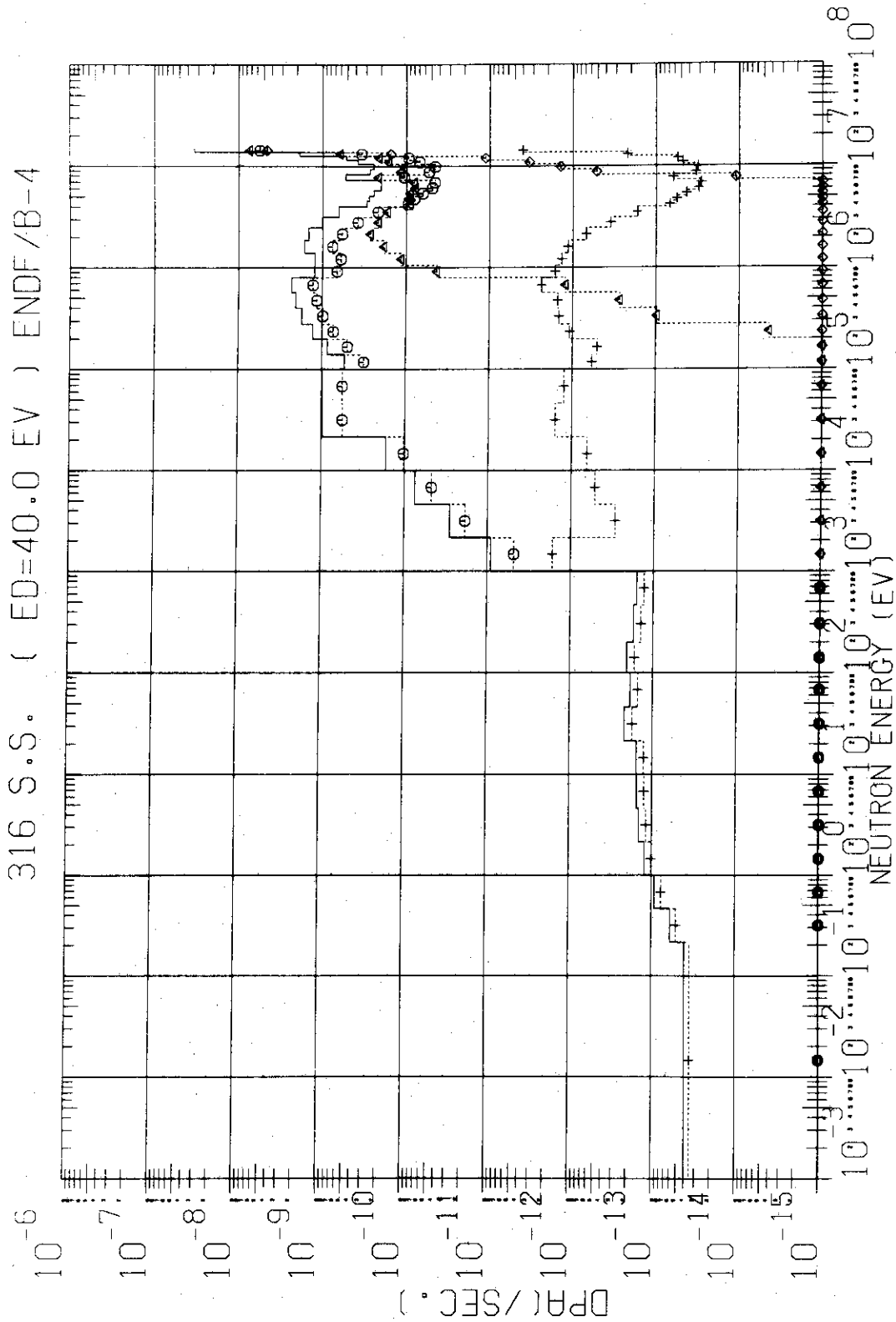


Fig. 18 Atomic displacement rate in first wall (316 S.S.)

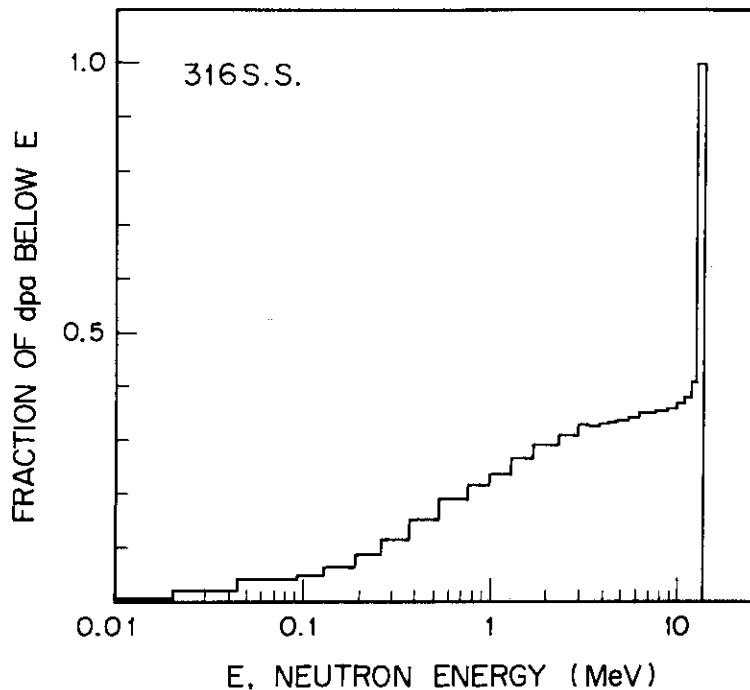


Fig. 19 Fraction of dpa below E in first wall.

6.3 超電導マグネット用安定化材の損傷

実験炉では超電導マグネット (SCM) が使われており, Nb_3Sn 等の化合物系線材の中性子照射損傷も重要ではあるが, 本論では安定化材として用いられている Cu について検討する。SCM と中性子源であるプラズマの間には, Fig.13 に示したようにブランケット及び遮蔽層などが配置されており, 遮蔽層を厚くすれば, 放射線損傷の問題は楽になる。しかし, 炉をコンパクトに, しかも経済的に設計するためには遮蔽層の厚さも制限されるので適切な遮蔽設計が必要である。SCM 表面での中性子束スペクトルは Fig.15 に示したようになんか軟かくなっており, 絶対値も第 1 壁に比べて減衰している。Fig.20 は $E_d = 32 \text{ eV}$ として計算した Cu のはじき出し断面積であり, Fig.21 及び Fig.22 は, 上記のスペクトルのもとでの Cu の dpa を示したものである。14 MeV 中性子による全 dpa への寄与は約 10% とかなり小さくなっている。全 dpa は, 炉の負荷率を 50% とすれば $8.4 \times 10^{-5} \text{ dpa/yr}$ となり, 第 1 壁に比べて約 5 桁ほど低くなっている。しかし, 安定材の場合には機械的強度や寸法安定性よりも電気抵抗の増加が問題となる。電気抵抗は, 中性子照射によって導入される不純物や格子欠陥の数に非常に敏感であり, 液体ヘリウム温度で照射されるので欠陥の易動度も小さい。Blewitt⁽²⁹⁾ によれば, 中性子照射による電気抵抗の増加量は,

$$\rho_r = \rho_{r\infty} \left[\frac{\text{dpa}}{\text{dpa} + C_{d\infty}} \right] \quad (61)$$

で表わされる。ここで $\rho_{r\infty}$ は飽和抵抗値であり, $C_{d\infty}$ は, それに関係した飽和欠陥濃度である。Cu の場合には, $\rho_{r\infty} = 3.3 \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}$, $C_{d\infty} = 1.2 \times 10^{-3} \text{ defects/atom}$ で与えられる。⁽¹⁾ 未照射の無酸素銅 (O.F.H.C) の電気抵抗は 4.2 K で $\sim 14 \times 10^{-8} \Omega \text{ cm}$ であるので, 実験炉の負荷率を 50% としても 1 年間の運転で電気抵抗は約 2.5 倍になる。従って設計基準として 2 倍の

電気抵抗まで許すとしても、焼戻しを考えるだけでは不十分である。また、ブランケットには真空排気や中性粒子入射のための孔が設けられているので、これらによる中性子ストリーミングも損傷率を高める原因となり得る。よって、2次元あるいは3次元計算によってできるだけ精度の良い中性子束分布を計算する必要がある、同時に遮蔽の最適化や特別な遮蔽材(WやTiなど)を検討する必要がある。

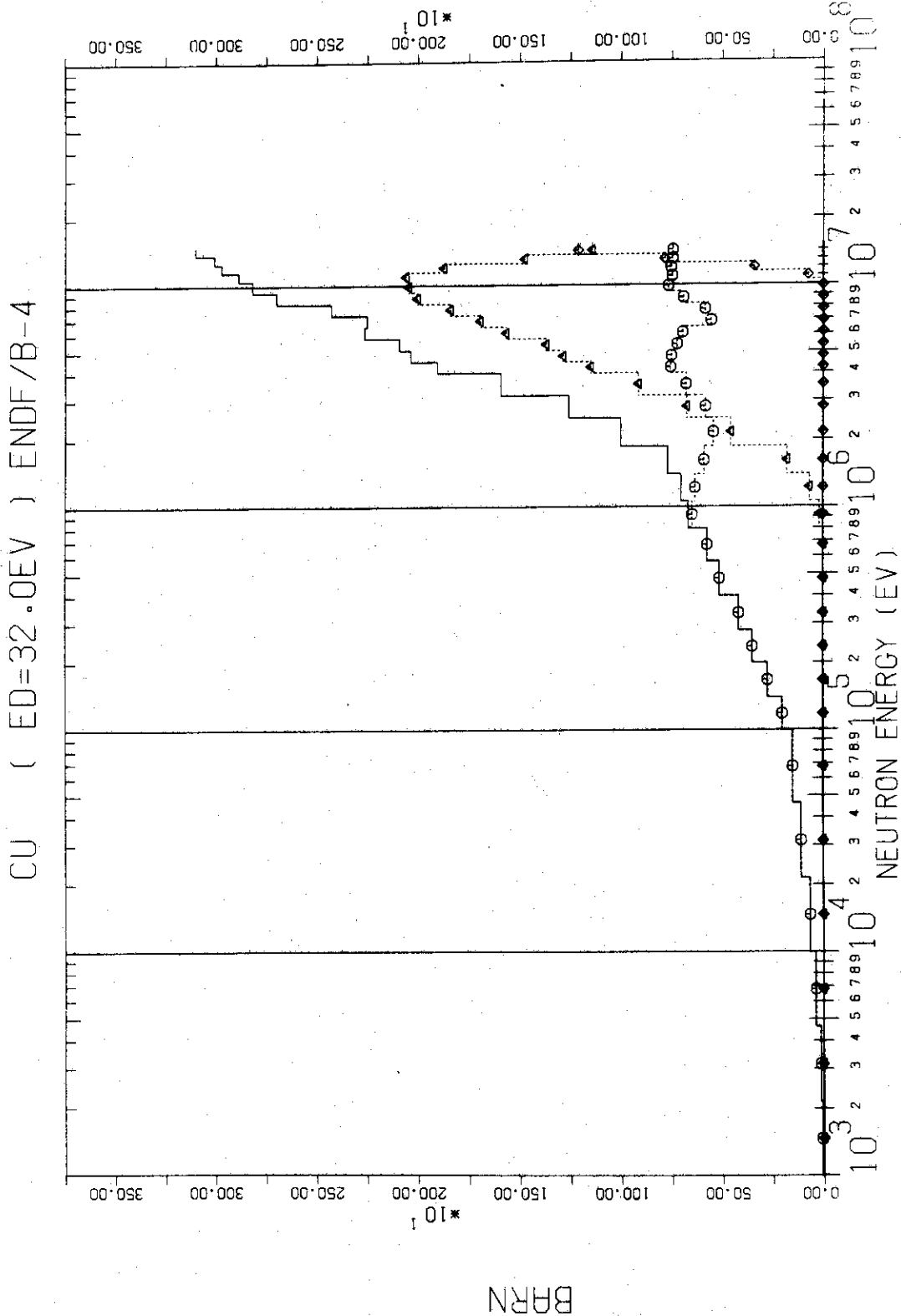


Fig. 20 Displacement cross section for copper.

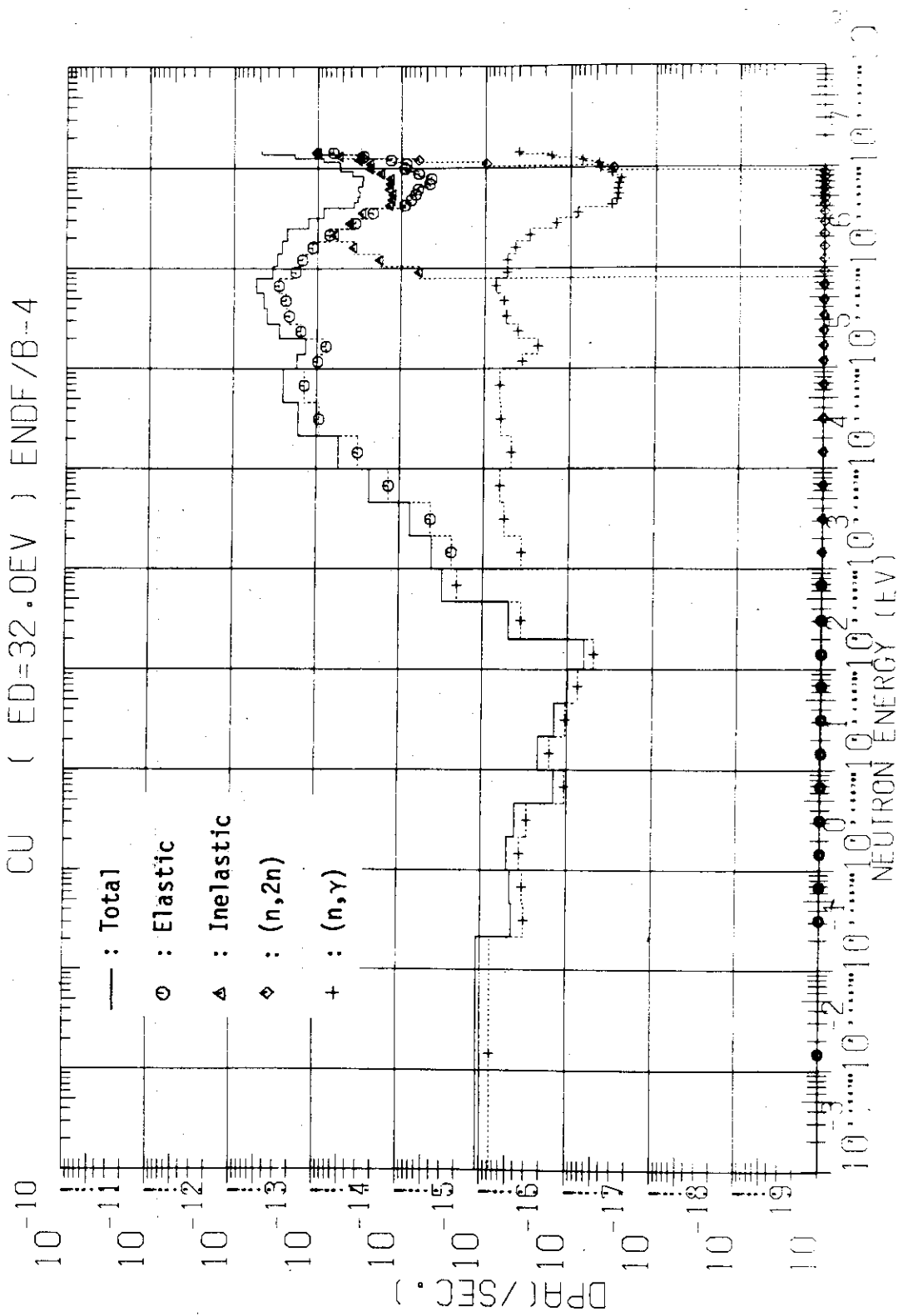


Fig. 21 Atomic displacement rate in magnet stabilizer (copper).

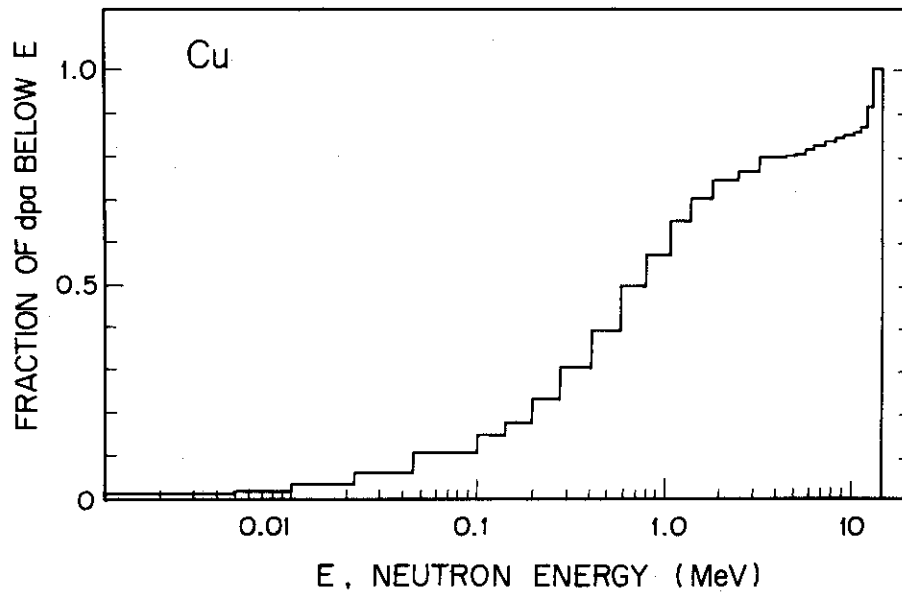


Fig. 22 Fraction of dpa below E in magnet stabilizer.

7. 結 論

はじき出し断面積計算コードDPAを用いて核融合炉材料のdpaを計算し、以下の結論を得た。

- (1) 核融合炉第1壁のように高エネルギー中性子の割合が多い場合には、損傷関数 $\rho(T)$ はKinchin-Peaseモデルでは不十分であり、Lindhardモデルを使う必要がある。
- (2) DPAコードとTENJIN1コードでは、dpaの計算結果に殆んど差は見られない。
- (3) 弾性散乱の取り扱いにおいては、非等方性を考慮しなければ、14MeVの中性子に対して殆んど物質のはじき出し断面積は5～6倍の過大評価となる。
- (4) 非弾性散乱及び $(n, 2n)$ 反応の断面積は、弾性散乱の断面積よりも全はじき出し断面積に及ばず効果は大きいので、精度良いデータを使う必要がある。また励起エネルギー、核温度等の核データについても同様である。
- (5) DPAコードについては、入力を簡素化し、より精度の良い取り扱い方法で計算できるように修正を行った。
- (6) 核融合実験炉の第1壁材料であるSUS316のdpa及び気体生成量を求めた結果、第1壁損傷の大部分は14MeV中性子によるものであり、気体生成率が高速炉の被覆管に比べて大きいことが明らかとなった。
- (7) SCMの安定化材であるCuの電気抵抗増加は現在の遮蔽設計では大きくなり過ぎるので、遮蔽性能の向上が必要である。

謝 辞

TENJIN1コードの計算結果は、原研の材料物性研究室の曾根和穂氏によるところが多く、深く感謝いたします。

7. 結 論

はじき出し断面積計算コードDPAを用いて核融合炉材料のdpaを計算し、以下の結論を得た。

- (1) 核融合炉第1壁のように高エネルギー中性子の割合が多い場合には、損傷関数 $\rho(T)$ はKinchin-Peaseモデルでは不十分であり、Lindhardモデルを使う必要がある。
- (2) DPAコードとTENJIN1コードでは、dpaの計算結果に殆んど差は見られない。
- (3) 弾性散乱の取り扱いにおいては、非等方性を考慮しなければ、14 MeVの中性子に対して殆んど物質のはじき出し断面積は5～6倍の過大評価となる。
- (4) 非弾性散乱及び $(n, 2n)$ 反応の断面積は、弾性散乱の断面積よりも全はじき出し断面積に及ぼす効果は大きいので、精度良いデータを使う必要がある。また励起エネルギー、核温度等の核データについても同様である。
- (5) DPAコードについては、入力を簡素化し、より精度の良い取り扱い方法で計算できるように修正を行った。
- (6) 核融合実験炉の第1壁材料であるSUS316のdpa及び気体生成量を求めた結果、第1壁損傷の大部分は14 MeV中性子によるものであり、気体生成率が高速炉の被覆管に比べて大きいことが明らかとなった。
- (7) SCMの安定化材であるCuの電気抵抗増加は現在の遮蔽設計では大きくなり過ぎるので、遮蔽性能の向上が必要である。

謝 辞

TENJIN1コードの計算結果は、原研の材料物性研究室の曾根和穂氏によるところが多く、深く感謝いたします。

付録 核融合炉候補材料のはじき出し断面積

第1壁材料に要求される重要な性質は、高温、高エネルギー粒子束にさらされるので、高融点で熱伝導度が高く、熱膨張の小さなことなどである。また、中性子吸収断面積が小さく、誘導放射能の小さなものであることは勿論である。一般には、Nb, Mo, V, Ti, Ni 及びこれらの合金が候補材料としてあげられている。また、スパッタリングなどによるプラズマ汚染を考慮して第1壁材に低原子番号のグラファイトやSiCをコーティングすることも考えられている。ここでは、これらの候補材料のはじき出し断面積を計算し、Table 6 及び7に一覧表として示した。核データは全てENDF/B-IVより採用している。CについてはMorgan⁽³⁰⁾も計算を行っており、その結果はここでの値よりかなり大きくなっている。これはMorganの場合には $E_d = 31 \text{ eV}$ とし、非弾性散乱において励起エネルギーを無視しているためである。本計算では $E_d = 47 \text{ eV}$ としている。

Table 6 Displacement Cross Sections (barns)

Neutron Energy Group	<u>V</u>	<u>316S.S.</u>	<u>Mo</u>	<u>Nb</u>	<u>Ti</u>
	$E_d=43\text{eV}$	$E_d=40\text{eV}$	$E_d=62\text{eV}$	$E_d=60\text{eV}$	$E_d=48\text{eV}$
1	2617	2573	1564	1761	2167
2	2393	2474	1478	1613	2066
3	2314	2354	1408	1488	2029
4	2228	2320	1299	1323	1946
5	2153	2221	1199	1162	1866
6	2080	2087	1063	1102	1819
7	2015	2016	981	1047	1832
8	1964	2016	920	992	1805
9	1951	1969	908	944	1771
10	1940	1929	858	918	1732
11	1912	1843	792	916	1661
12	1855	1633	768	899	1564
13	1691	1417	778	841	1380
14	1389	1162	782	783	1112
15	906	887	666	501	879
16	799	681	566	395	807
17	488	427	456	375	492
18	435	346	395	370	378
19	381	373	357	359	332
20	322	363	302	323	227
21	357	240	255	277	166
22	260	217	195	214	146
23	249	239	143	158	85.0
24	196	128	135	137	65.6
25	137	109	61.5	49.2	155
26	99.3	102	29.6	24.9	211
27	253	32.5	14.2	12.4	287
28	155	26.5	6.95	7.44	27.7
29	73.7	9.90	2.72	3.48	10.9
30	3.74	5.18	1.61	3.27	2.09
31	0.15	0.13	1.78	1.54	0.19
32	0.20	0.18	2.25	2.01	0.28
33	0.77	0.29	5.52	3.37	0.41
34	0.42	0.43	2.52	0.13	0.59
35	0.61	0.66	14.5	0.53	0.87
36	0.89	0.67	1.12	0.08	1.28
37	1.31	0.95	0.29	0.12	1.88
38	1.92	1.38	0.41	0.18	2.76
39	2.82	2.04	0.57	0.26	4.05
40	4.13	2.99	0.83	0.38	5.94
41	6.08	4.38	1.23	0.56	8.72
42	17.4	12.3	3.50	1.57	24.9

Table 7 Displacement Cross Sections (barns).

Neutron Energy Group	<u>W</u>	<u>Cu</u>	<u>Al</u>	<u>Si</u>	<u>C</u>
	$E_d=60\text{eV}$	$E_d=32\text{eV}$	$E_d=27\text{eV}$	$E_d=46\text{eV}$	$E_d=47\text{eV}$
1	1342	3102	2350	1173	323
2	1280	3008	2278	1242	332
3	1210	2972	2210	1220	342
4	1136	2887	2039	1127	334
5	1037	2818	1855	1123	289
6	914	2700	1802	1040	288
7	789	2429	1821	1084	303
8	719	2252	1735	958	230
9	670	2265	1696	1059	300
10	645	2094	1569	1090	243
11	637	2038	1484	1091	289
12	589	1906	1538	1023	395
13	525	1593	1658	760	167
14	465	1257	1607	932	198
15	413	1001	1633	927	372
16	343	769	1532	826	431
17	273	702	1431	632	481
18	217	667	1324	1063	512
19	176	574	1220	606	528
20	110	512	1084	564	521
21	93.6	416	778	458	493
22	80.1	349	559	626	430
23	66.3	274	750	310	361
24	70.3	202	308	38.3	294
25	44.8	151	263	48.9	202
26	25.5	110	166	19.9	112
27	13.3	66.9	12.5	11.4	57.2
28	5.02	38.9	10.1	6.71	28.4
29	0.93	15.3	3.63	3.26	13.9
30	1.52	9.51	1.74	1.55	6.65
31	2.32	12.9	0.83	0.74	3.19
32	3.60	1.91	0.03	0.01	1.45
33	7.00	0.24	0.04	0.02	0.00
34	1.97	0.34	0.06	0.03	0.00
35	50.3	0.52	0.09	0.04	0.00
36	57.9	0.79	0.13	0.06	0.00
37	10.7	0.53	0.19	0.09	0.00
38	38.2	1.73	0.28	0.14	0.00
39	1.91	2.62	0.41	0.20	0.00
40	2.30	3.83	0.59	0.30	0.00
41	3.18	5.77	0.88	0.44	0.00
42	6.67	16.3	2.50	1.25	0.02

参 考 文 献

- 1) Kulchinski, G. L. et al., "Wisconsin Tokamak Reactor Design", UWFD-68 (1973).
- 2) 伊尾木, 他, 刊行予定
- 3) 曾根和穂, 白石健介, JAERI-M6358
- 4) Honeck, H. C., "ENDF/B. Specifications for an Evaluated Nuclear Data File for Reactor Applications", BNL-50066 (1966).
- 5) Drake, M. K. ed., "Data Formats and Procedures for the ENDF Neutron Cross Section Library", BNL-50274 (T-601) (1970).
- 6) Blatt, J. M. and Weisskopf, V. F., "Theoretical Nuclear Physics", John Wiley and Sons (1952) 371.
- 7) Sako, K. et al., 刊行予定
- 8) Erginsoy, C., Vineyard, G. H. and Englert, A., Phys. Rev., 133 (1964) A595.
- 9) Bourret, A., Phys. stat. sol., 4 (1971) 813.
- 10) Norgett, M. J., Robinson, M. T. and Torrens, I. M., Nucl. Engng. Design, 33 (1976) 50.
- 11) Etherington, E. W. et al., *ibid.*, 33 (1976) 82.
- 12) Kinchin, G. H. and Pease, R. S., Rep. Prog. Phys., 18 (1955) 1.
- 13) Seitz, F. and Koehler, J. S., Solid State Phys., 2 (1956) 307.
- 14) Torrens, I. M. and Robinson, M. T., "Interatomic Potentials and Simulation of Lattice Defects", Plenum Press (1972) 423.
- 15) Lindhard, J. et al., Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd., 33 (1963) No.10.
- 16) Piercy, G. R., J. Nucl. Mat., 29 (1969) 267.
- 17) Stein, H. J., J. Appl. Phys., 38 (1967) 204.
- 18) Robinson, M. T., Proc. Nuclear Fusion Reactors Conf., BNES (1969) 364.
- 19) Doran, D. G. Nucl. Sci. Engng., 49 (1972) 130.
- 20) Doran, D. G. Nucl. Engng. Design, 33 (1975) 63.
- 21) Abdou, M. A. et al., ORNL-TM-39994 (1973).
- 22) Engle, W. W. Jr., "A Users Manual for ANISN: A one Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering", K-1963 (1967).
- 23) Silsbee, R. H., J. Appl. Phys. 28 (1957) 1246.
- 24) Wright, R. Q. et al., ORNL-TM-2679 (1969).
- 25) Martin, D. G., J. Nucl. Mat. 32 (1969).
- 26) Odett, G. R., Trans. Am. Nucl. Soc., 15 (1972) 464.

- 27) Bartholomew, G. A. et al., Nucl. Data A, 3 (1967) 367.
- 28) Nelson, R. S. and Thompson, M. W., Phil. Mag., 8 (1963) 1677.
- 29) Horak, J. A. and Blewitt, T. H., Phy. Stat. Sol. 9 (1972) 721.
- 30) Morgan, W. C., J. Nucl. Mat. 51 (1974) 209.