

# 第 1 章 序論

## 1.1 研究背景

近年、ソフトエラー（SE）という現象が、宇宙、地上および加速器施設で注目されている。SE 現象は、数 MeV から GeV までの高エネルギーの放射線（中性子、陽子、重イオン）が半導体デバイスに入射するとき、ビット内情報が反転する現象（シングルイベントアップセット：SEU）に起因している。ソフトエラーはすぐに故障の原因になるわけではないが、データが書き換わるため、コンピューターの中核部で起こるとその影響は甚大である。

宇宙における SE 現象の要因は主に高エネルギー宇宙線陽子（詳細は第 2 章で述べる）であり、ロケット・スペースシャトル・人工衛星・国際宇宙ステーションなど、宇宙開発などでその影響が危惧されている。実際、ノートパソコンを宇宙空間（このときは宇宙ステーション・ミール）に持ち込んだ際、平均して約 15 時間に 1 回のペースで SE 現象が起きたと報告されている。[1]

これに対し地上での SE 現象は、当初、デバイスのパッケージ材料に含まれている  $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$  によって発生する  $\alpha$  粒子に起因するものであると考えられていたため、半導体メーカーの品質保証技術の向上により改善が行われた。しかし、 $\alpha$  粒子起因の SE 現象が解消された後も、SE 現象は依然として続いた。これは、地上での SE 現象は一次宇宙線である陽子と地球大気との相互作用で発生する宇宙線中性子にも起因していたためである。そのため、宇宙線中性子による SE 現象が注目されるようになり現在に至っている。地上では、4GB のメモリを搭載したサーバーでは年間 3 回程度のソフトエラーが発生し、年間 1 万台のうち 1200 台(12%)がサーバー停止になるという試算もある。[2] また、中性子による SE 現象は地上の自然環境下のみでなく、日本原子力研究所（原研）と高エネルギー加速器研究機構（KEK）が原研東海研究所内に共同で建設している大強度陽子加速器（J-PARC）施設のような場所でのビームダンプで発生した中性子によっても引き起こされる。

半導体デバイスは年々、大容量化、低消費電力化が進み、SEU が発生する閾

値である臨界エネルギー量は低下している。(図 1.1) そのため、宇宙、地上および加速器施設におけるソフトエラー率が増加する傾向にあると考えられる。そこで、SE 率評価法や耐性素子の開発などに関心が集まっている。

陽子と中性子はクーロン障壁を越える入射エネルギーでは、その性質にほとんど差がないため、両者の SE 評価はほぼ同じである。SE 評価には、まず実験による評価がある。大型加速器を利用して発生させたビームを半導体デバイスに照射してソフトエラー率を評価する加速器実験や、数百個から数千個のデバイスを数ヶ月間作動させてソフトエラー率を評価するランニング試験などがある。前者は、中性子の場合、ビーム源発生施設が限られていること、陽子の場合、高エネルギーの陽子を照射された検出器は放射化してしまい後処理に手間がかかることなどの欠点がある。また、後者は SE 率測定に長期間要することと大量のデバイスが必要であるという欠点がある。そのため、SE 率を精度よく評価できるシミュレーションが必要である。しかし、IBM の SEMM(Soft Error Monte-Carlo program)[3]のような、回路シミュレーションを行うことができるコードを除いては、デバイスにおいて特定できない情報(いくつかのパラメータ)が残るため正確な絶対値評価を行うことができない。また、SEMM のようなコードでも、デバイス構造の詳細な情報が必要であるが、そのような情報を製造者側から得ることは難しい。そのため本研究では、Calvel や Barak が使用している陽子誘起 SEU 断面積に比べ、実験データを得やすい重イオン誘起 SEU 断面積の実験データを用いて陽子および中性子の SEU 断面積の計算を行った。

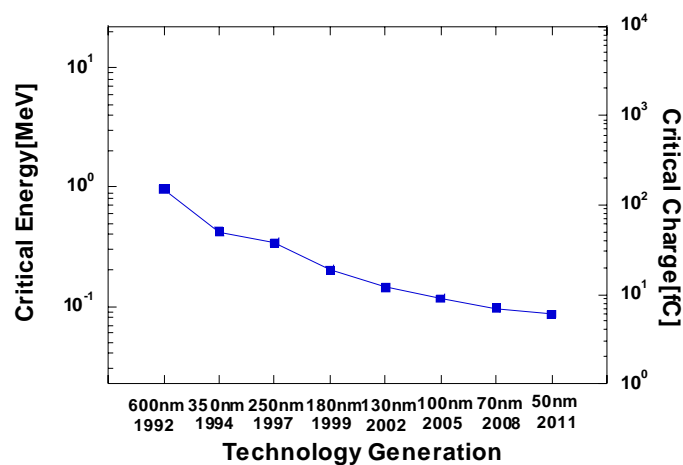


図 1.1 SRAM に対する臨界エネルギー量  $E_c$  のロードマップ (文献[4])

## 1.2 研究目的

これまで当研究グループでは、原子炉や加速器などの開発で使用する核データファイルを利用して、3GeV までの宇宙中性子とシリコンとの核反応の断面積データベースを独自に作成し、SEU 初期過程の解析に適用してきた。[5] その結果、実験データの傾向を再現することができた。(図 1.2)そして、放出二次イオンが SEU 現象に与える影響(入射エネルギー依存性、臨界電荷量依存性、放出角度依存性)について調査してきた。しかし、このデータベースは”包括的”な断面積データから構成されており、ある角度へ放出された粒子間の相関は無視している。そこで本研究では、さらに SEU 現象の初期素過程で必要とされる放出二次イオンの核データ(放出エネルギースペクトルの形状、多イオン同時放出)の拡張を行った上で、それらのデータが SEU 現象に与える影響について調査する。また、核子の入射エネルギー20~150MeV では、弾性散乱断面積は反応断面積よりも大きい。そのため、弾性散乱が SEU 現象に与える影響について定量的に調査する。さらに、これまでの核子誘起 SEU 断面積の計算では、複数の計算パラメータ(有感領域のサイズ、臨界エネルギー量、電荷収集効率)が存在するため、絶対値の評価を行うことができなかった。そこで、これまで行ってきた三次元電荷収集モンテカルロ法と、重イオン入射 SEU 断面積の実験データを組み合わせた半経験的モデルを用いて陽子誘起 SEU 断面積の実験データの解析を行う。

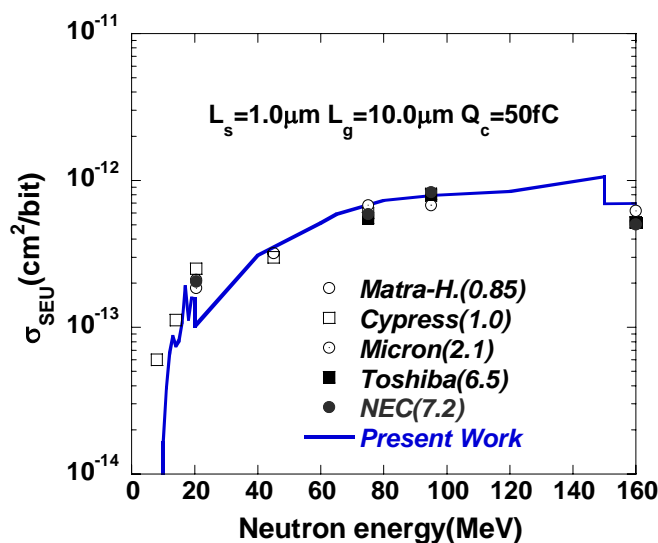


図 1.2 SRAM(256Kb,1Mb)に対する SEU 断面積の入射エネルギー依存性

## 第2章 ソフトエラーの発生機構

### 2.1 ソフトエラーの原理

ソフトエラーとは、半導体デバイスの絶縁膜破壊や配線の断線などの恒久的な故障であるハードエラーに対応する言葉で、メモリの動作中に時間的にも空間的にもランダムに、かつ繰り返しなしに発生する誤動作一般を示す。

ソフトエラー発生機構について説明する。宇宙線核子がデバイス内に入射した際に起こる反応過程の模式図を図 2.1 に示す。まず、宇宙線核子がデバイスの構成物質であるシリコン原子核と核反応を起こす。そして、核反応によって生成された二次イオンがさまざまな方向に飛んでいく。その時、二次イオンの飛跡に沿って電子・正孔対が生成される。ストレージノード（キャパシターに接続する拡散層領域）を構成する MOSFET 部の空乏層を二次イオンが通過すると、飛跡に沿って発生した電子は空乏層およびファネリング（二次イオンの飛跡に沿って発生した電荷により空乏層の電界が緩和されて、空乏層外の領域からも電荷が収集される現象）領域内の電場に沿ってドリフト・拡散によりストレージノードに収集される。このときの収集電荷量が臨界電荷量（メモリ内容を保持するために必要な電荷量）を超えた場合、メモリのビット内情報が 1 0 または 0 1 のように反転を起こす。この現象をシングルイベントアップセット（SEU）という。この SEU が原因となりコンピューターが誤動作を発生する現象をソフトエラーという。

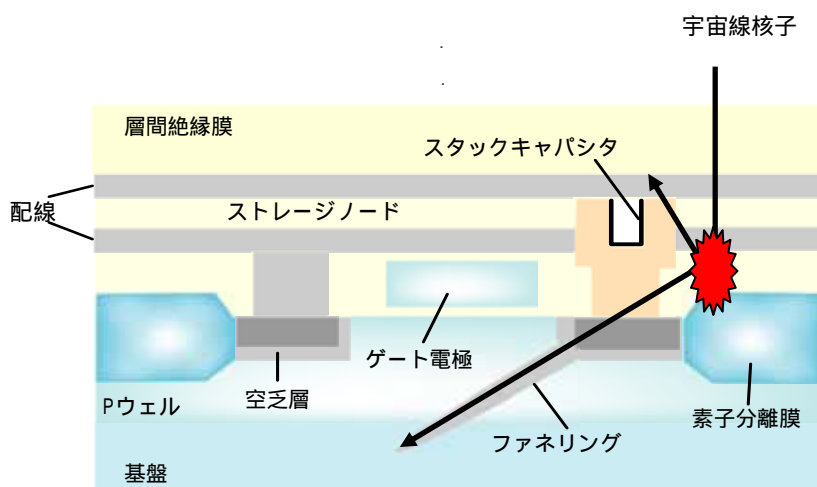


図 2.1 宇宙線核子誘起ソフトエラーのミクロなメカニズム (DRAM)

## 2.2 宇宙線について

### 2.2.1 宇宙における宇宙線環境

宇宙空間における宇宙線はその起源によって、銀河宇宙線、放射線帯粒子線、太陽風粒子線の3種類に分類することができる。[6]図 2.2 これらを総称して一次宇宙線と呼ぶ。一次宇宙線の大部分は陽子であり(約 90%)、残りは電子と重粒子から成り立っている。

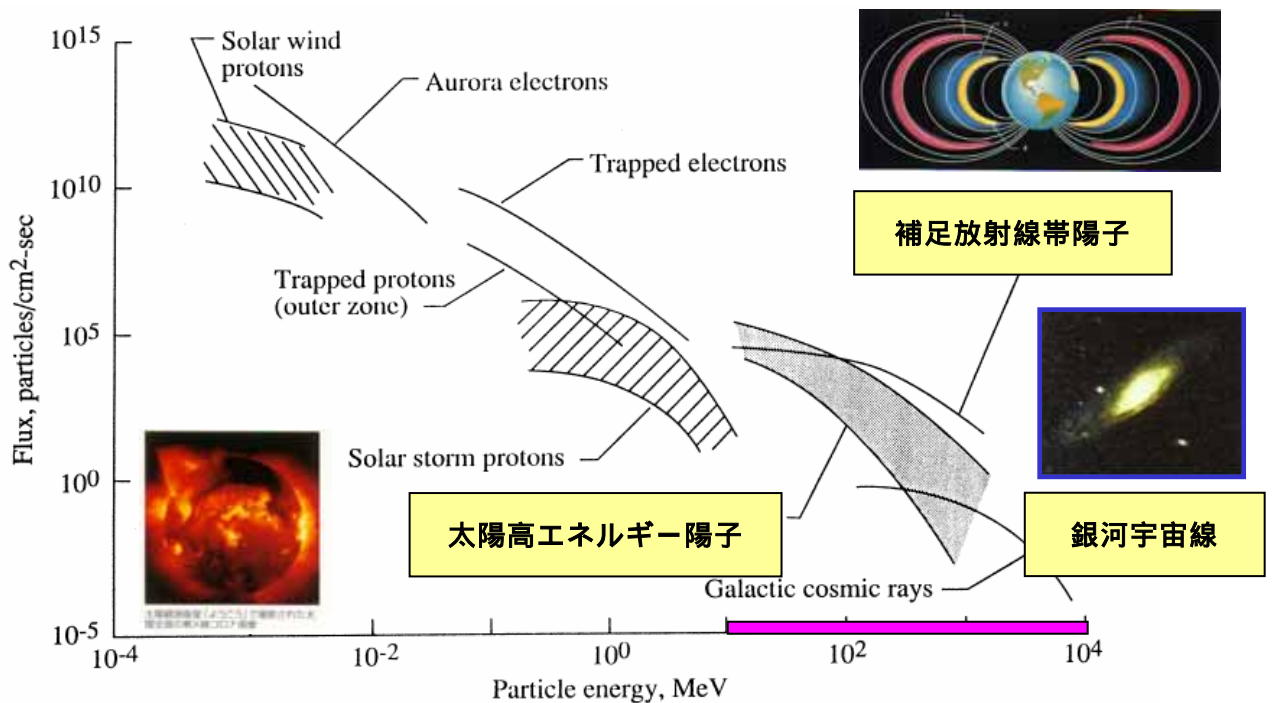


図 2.2 宇宙線環境[6]

### 2.2.2 地上における宇宙線環境

地上における宇宙線は、宇宙空間に存在する一次宇宙線(主に銀河宇宙線)が地球上の大気成分と核反応を起こすことにより生成されたものであり、二次宇宙線と呼ばれる。二次宇宙線の強さは、地磁気と一次宇宙線の持つ荷電粒子との間に生じるローレンツ力、及び地表からの高度に影響する。このため、その

強度は極に近づくほど、あるいは、高度が高くなるほど強くなる。二次宇宙線の成分は主に中性子、陽子、中間子、ミューオンから成り立っている。二次宇宙線の各成分におけるスペクトルを図 2.3[7]に示す。高度の高い場所で生成されるこれらの粒子のうち、中性子を除く荷電粒子は、地表に近づくに連れ大気との相互作用や崩壊によりその大部分を失う。このため地表に降り注ぐ宇宙線により発生するソフトエラーの 99%は、電荷を持たない中性子により誘起されているものだとされている。

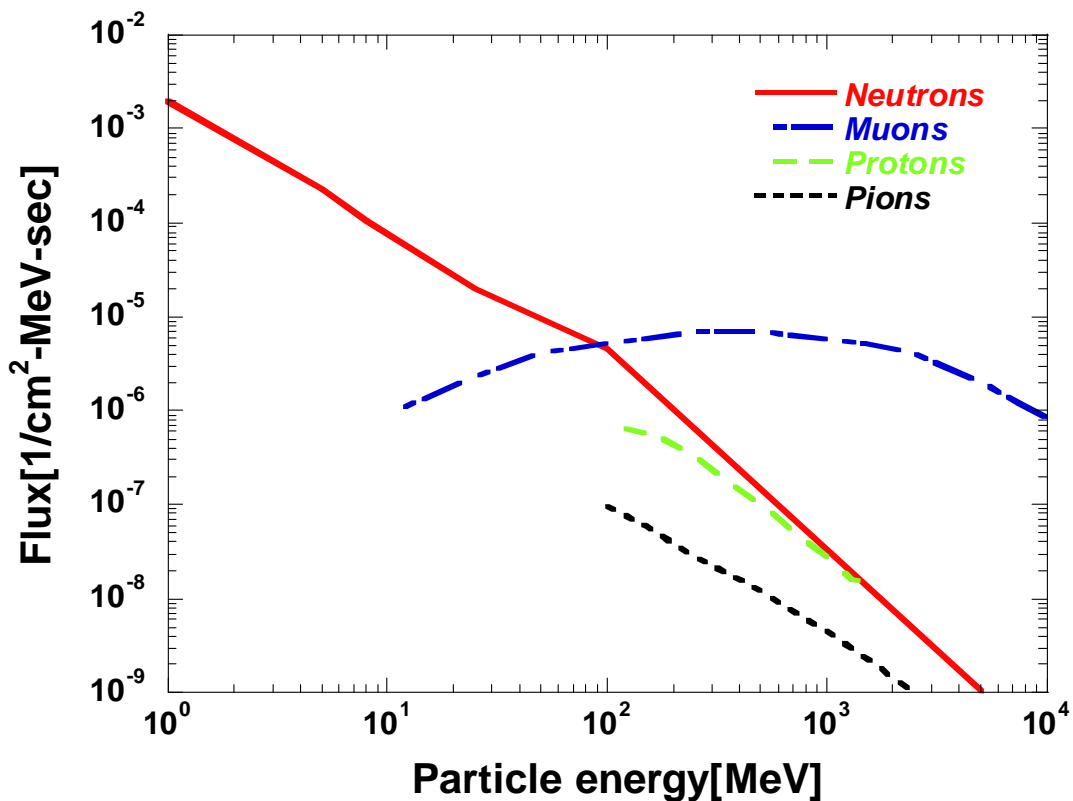


図 2.3 地上 (New York 市) における宇宙線スペクトル

## 2.3 高エネルギー核反応の概要

高エネルギー核反応の概要についての模式図を図 2.4 と 2.5 に示す。図に示すように、核反応過程には、直接過程、前平衡過程および複合核過程の 3 つが挙げられる。まず、直接過程について説明する。ある粒子が原子核に衝突し、核反応を起こすとき、入射した粒子は原子核内の核内核子の作る平均ポテンシャルにより作用を受ける。入射粒子が、そのまま核外へ放出されれば非弾性散

乱である。直接過程では、反応時間が $\sim 10^{-22}$ と非常に短いので、入射方向の記憶を維持しており、高いエネルギーを持った粒子が前方に集中して放出される特徴を示す。この他、代表的な直接過程としては、少数の核子の移行を伴うピックアップ反応や少数の核子を標的核からたたき出すノックオン反応等がある。

複合核過程においては、入射した粒子は、核内の粒子と衝突を繰り返しながらそのエネルギーを核内核子に与え励起する。そして、励起された核子が束縛状態にある熱平衡状態の高温核を形成する。この状態を複合核という。その後、核子間の衝突により、たまたまある特定の核子や少数個の核子が集合したクラスター（重陽子や $\alpha$ 粒子など）にエネルギーが集中し束縛エネルギー以上になったとき、それらの核子やクラスターが核外へ放出される。これらの確率は統計的に非常に小さくなるので、複合核状態は粒子放出について準安定であり、寿命も長くなる。典型的な複合核の寿命は $10^{-16}$ 秒程度で、直接過程の寿命 $10^{-22}$ 秒に比べてなんと100万倍も長い。また、反応時間が長いため、入射方向の記憶は失われ、粒子放出は等方的な分布を示す。

前平衡過程は、入射粒子と核内核子からなる系が複合核になる前に粒子を放出する非平衡過程である。反応時間は、直接過程と複合核過程の間であると考えられている。前平衡過程では、入射方向の記憶を維持しており、粒子が前方に強く放出される特徴を示す。

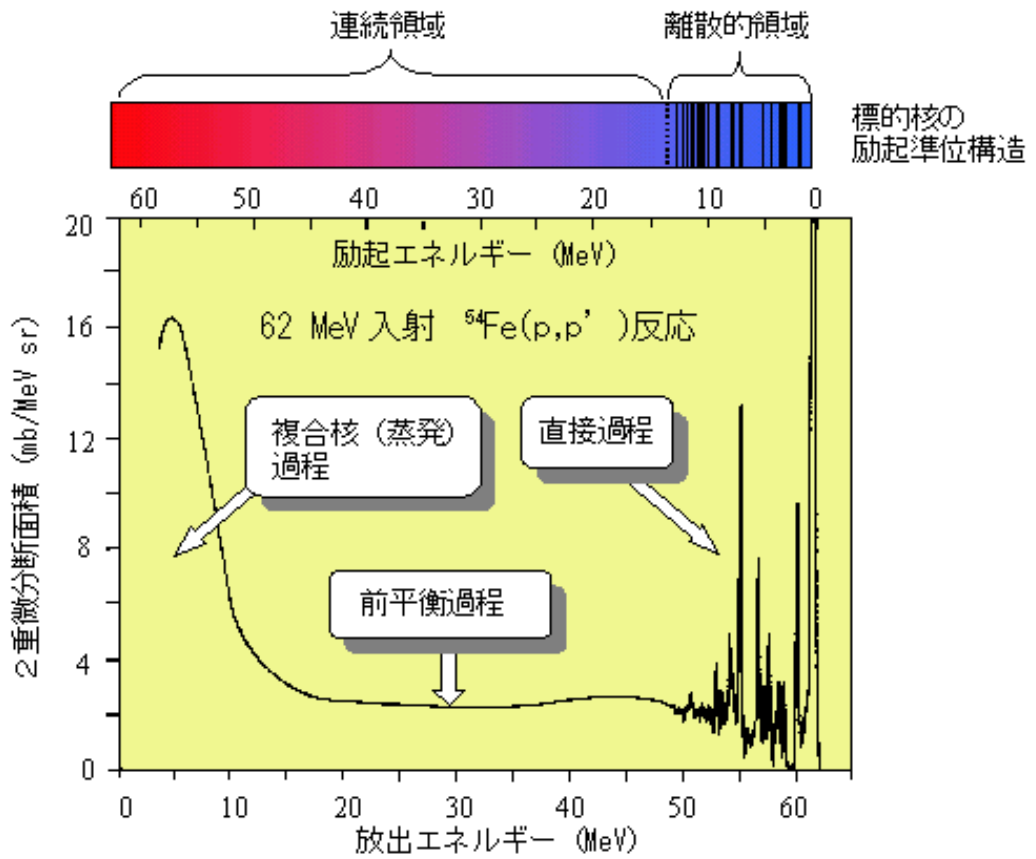


図 2.4 陽子入射反応から放出された陽子のエネルギー分布と原子核の励起状態 ([8]から転載)

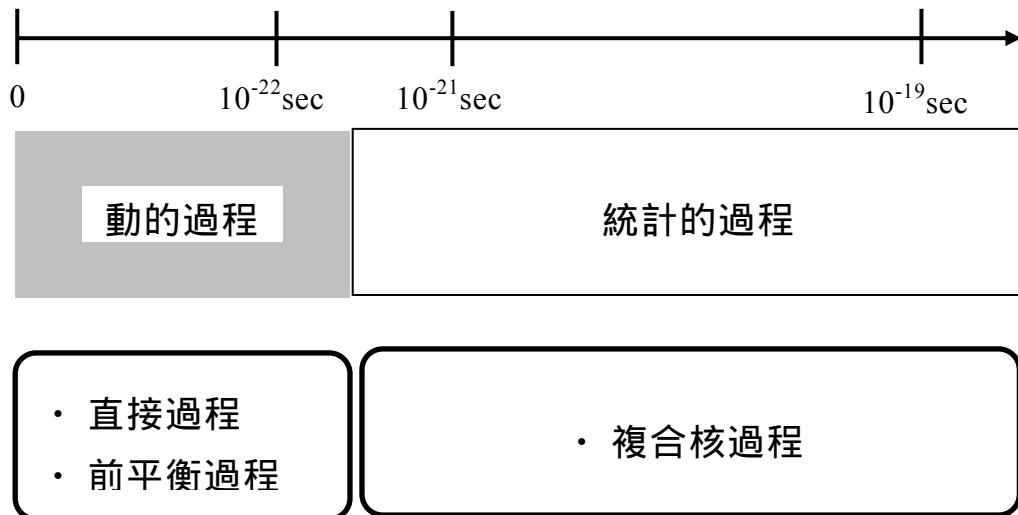


図 2.5 核反応機構の概要

## 第3章 計算によるソフトウェア評価法

### 3.1 原子核反応の計算入力データ

SEU 断面積を計算する際に使用する原子核反応データベースの形式は、包括的な核反応データベース（同時に放出された粒子間の相関は無視して、ある角度へ放出された粒子ごとのエネルギー分布情報のみを含んだ断面積データベース）と排他的な核反応データベース（反応の終状態が一意的に決定できる核反応データベース）に分けることができる。包括的な核反応データベースとして、核反応で生じた反跳イオンや荷電粒子の DX データベース（放出エネルギーに関する微分断面積）および DDX データベース（放出エネルギーと角度に関する微分断面積）が挙げられる。表 1 に各データベースで得られる核データを、表 2 に第 4 章で使用した原子核反応データベースの形式を示す。

次に、データベースを作成する際に使用した評価済み核データライブラリおよび核反応計算コードの概要について述べる。

#### 3.1.1 JENDL-3.3

JENDL (Japanese Nuclear Data Library) とは日本原子力研究所核データセンターとシグマ委員会（日本原子力学会のシグマ特別専門委員会と日本原子力研究所のシグマ研究委員会の総称）が協力して開発している、日本の標準として利用できる評価済み核データライブラリである。その中で、JENDL 汎用ファイル JENDL-3.3[9]には離散的または連続的な一軽粒子放出反応、あるいは順次崩壊による二系粒子放出核反応のデータが収められている。ただし、反跳イオン DDX データ（放出エネルギーと角度に関する微分断面積）は格納されていないので、中性子や軽イオン（陽子・ $\alpha$ 粒子）放出データから二体運動学を使って実験室系での反跳イオン DDX データベースを作成した。その詳細は文献[10]に報告されている。

#### 3.1.2 JENDL/HE-2004

原子力分野における高エネルギー加速器利用施設計画の本格化、宇宙工学、

医療照射を始めとする高エネルギー粒子線利用等多くの分野からの要求に応えるため、JENDL 高エネルギーファイルの整備が進められている。JEND/HE-2004[11]は、中性子及び陽子入射反応に対する核データを格納し、3GeV までの高エネルギー加速器用データまでが対象となっている。20MeV 以下のエネルギー領域に関しては JENDL - 3.3 を採用している。高エネルギーの評価に関しては、前平衡過程コード (GNASH、ALICE - F)、核内カスケードもしくは量子分子動力学法を用いたコードの組み合わせで行っている。現在 66 核種を収容した 2004 年版が公開されている。本研究では、SEU 現象に対する弾性散乱の影響を調査する際にこのライブラリを使用している。詳細については、3.3.1.2 節で述べる。

### 3.1.3 LA150

LA150[12]は、LANL ( Los Alamos National Laboratory ) により報告された入射エネルギー150MeV までの評価済み核データファイルである。これは、実験値の多く存在する陽子のデータからその光学ポテンシャルなどのパラメータを吟味し、その全断面積、弾性散乱断面積、弾性外断面積、エネルギーと角度に関する二重微分断面積などの評価値が与えられている。しかし、原子番号が 5 ( ホウ素 ) より大きい残留核の角度分布は実験室系で等方に放出されると仮定されている。また、Li, Be のデータは格納されていない。SEU 断面積を計算する際、DX データベースの形式で使用している。

### 3.1.4 TALYS コード

TALYS コードは、A.J.Koing, S.Hilaire, M.C.Duijvestijn によって開発され、2004 年に公開された最新の核反応理論計算コードである。直接反応、複合核反応、前平衡反応、核分裂反応に対する最新の核反応に対する最新の核反応モデルが組み込まれている。広い入射エネルギー範囲 ( 1keV ~ 200MeV ) と標的核の質量数範囲 (  $12 < A < 339$  ) に亘る核反応計算に適用可能である。また、LA150 の核データ評価に使用されている GNASH コードでは直接計算できなかった反跳核エネルギースペクトルも計算可能である。しかし、放出二次イオンの角度分布は計算することができない。SEU 断面積の計算を行う際は、LA150 と同様に

DX データベースの形式で使用している。

### 3.1.5 JQMD/GEM コード

JQMD[13]コードは、仁井田等によって開発された高エネルギー核反応のシミュレーションコードである。JQMD コードでは、反応過程を時間スケールによって分割し(約  $100\text{fm}/c=3 \times 10^{-24}$  秒)、動力的過程を QMD(Quantum Molecular Dynamics)モデルで、統計的過程を SDM(Statistical Decay Model)モデルで別々に計算するという手法が取られている。本研究では、統計的な過程の計算モデルとして降旗による GEM モデル[14]を採用し、QMD と組み合わせることにより SEU 断面積の計算に必要な核データベースの作成を行った。ただし弾性散乱についてのデータは含まれていない。

表 1 SEU 断面積を計算する際に使用する核反応データベースの形式

	Inclusive な核データベース		Exclusive な核データベース
	DX	DDX	
放出エネルギー			
放出角度	×		
放出数とそのイオン種	×	×	

表 2 各データベースで得られる二次イオンの核データ

第 4 章		入力データ形式	使用した評価済み核データライブラリ および計算コード
4.1	4.1.1	DX	LA150, TALYS, JQMD/GEM
	4.1.2	DDX & Exclusive	JQMD/GEM
	4.1.3	DDX & Exclusive	(弾性散乱) JENDL/HE-2004, (反応) JQMD/GEM
4.2		DDX & Exclusive	(弾性散乱) JENDL/HE-2004, (反応) JQMD/GEM

### 3.2 電子・正孔対生成量の計算入力データ

電子・正孔対生成量を得るためには、阻止能 ( Stopping Power ) モデルが必要となる。阻止能は、荷電粒子の媒質中での単位長さ当たりのエネルギー損失量を表し、(a)電子阻止能、(b)核阻止能、(c)制動放射阻止能の和で表現される。電子阻止能は荷電粒子が原子・分子を励起またはイオン化して失うエネルギー、核阻止能は原子核とラザフォード散乱することにより失うエネルギー、制動放射阻止能は、クーロン場の中で電磁波として放出されることにより失うエネルギーである。イオンの媒質中でのエネルギーが 1MeV 以上の領域では電子阻止能が支配的であるが、それ以下のエネルギー領域では核阻止能の寄与も大きくなる。制動放射阻止能は他の 2 つに比較すると非常に小さいので無視する。

本研究では、Ziegler の SRIM コード[15]を用いて荷電粒子の阻止能や飛程のデータベースを作成し、電子・成功対生成量の計算を行った。

### 3.3 三次元電荷収集モデルによる核子誘起 SEU 断面積の計算方法

三次元電荷収集モデルの計算体系を図 3.1 に示す。

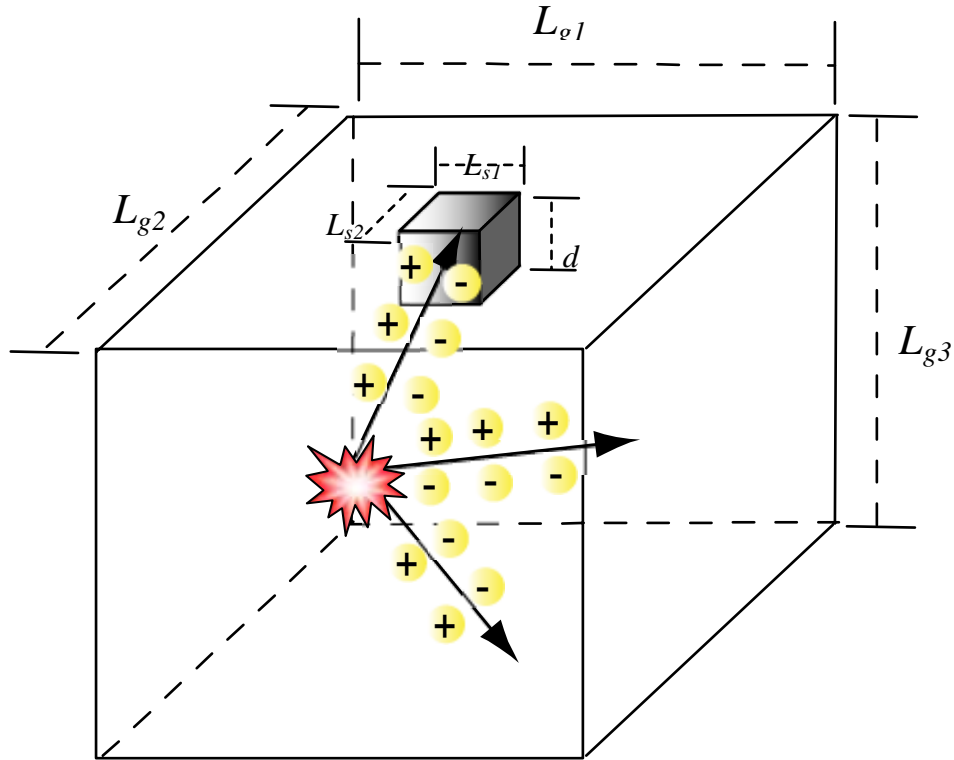


図 3.1 計算体系

計算の簡単化のために、半導体メモリ内の電荷収集領域を  $L_{s1}, L_{s2}, d$  で、その周りのシリコン母材領域（核反応領域）を  $L_{g1}, L_{g2}, L_{g3}$  の直方体でそれぞれ近似する。1 ビット当たりの情報が反転する確率である SEU 断面積  $\sigma_{SEU}(E_{in})$  は次のように表される。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = \int_0^{\infty} \sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) h(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.1)$$

上式より SEU 断面積は、初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$ （核反応によって発生した二次イオンが 1 ビット当たりにエネルギー  $\varepsilon$  を与える確率）と、二次イオンのエネルギー付与に対する SEU 発生確率分布  $h(\varepsilon)$  の積を積分したもので表される。ここで、 $E_{in}$  は核子の入射エネルギーを示す。次節では  $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$  と  $h(\varepsilon)$  について詳細に説明する。

### 3.3.1 初期エネルギー付与断面積 $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$

初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$  は次式で表される。

$$\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) = \sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon) + \sigma_{ED(elast)}(E_{in}, \varepsilon) + \sigma_{ED(direct)}(E_{in}, \varepsilon)$$

ここで、 $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  は反応による初期エネルギー付与分布、 $\sigma_{ED(elastic)}(E_{in}, \varepsilon)$  は弾性散乱による初期エネルギー付与分布、 $\sigma_{ED(direct)}(E_{in}, \varepsilon)$  は直接励起による初期エネルギー付与分布を示す。以下にそれぞれの計算方法について述べる。また、以下で使用される値として、 $N_{Si}$  はシリコンの数密度、 $V_{int}$  は核反応領域の体積 ( $= L_{g1} \times L_{g2} \times L_{g3}$ ) を示す。

#### 3.3.1.1 反応による初期エネルギー付与断面積 $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$

反応による初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  の計算方法は、使用する核反応データベースの形式によって異なる。

##### A) 包括的な核反応データベースを使用した場合

包括的な核反応データベースを使用した場合、初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  は以下のように表される。

$$\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon) = N_{Si} V_{int} \sum_j \sigma_j(E_{in}) g_j(E_{in}, \varepsilon) \quad (3.2a)$$

$$g_j(E_{in}, \varepsilon) = \frac{N_j(E_{in}, \varepsilon \leq \varepsilon < \varepsilon + \Delta\varepsilon)}{N_{total} \Delta\varepsilon} \quad (3.2b)$$

ここで、 $j$  は二次イオンの種類、 $\sigma_j$  は二次イオン  $j$  の生成核反応断面積を示す。

以下に包括的な核反応データベースを使用した場合の初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  の計算フローチャートを図 3.2 示す。

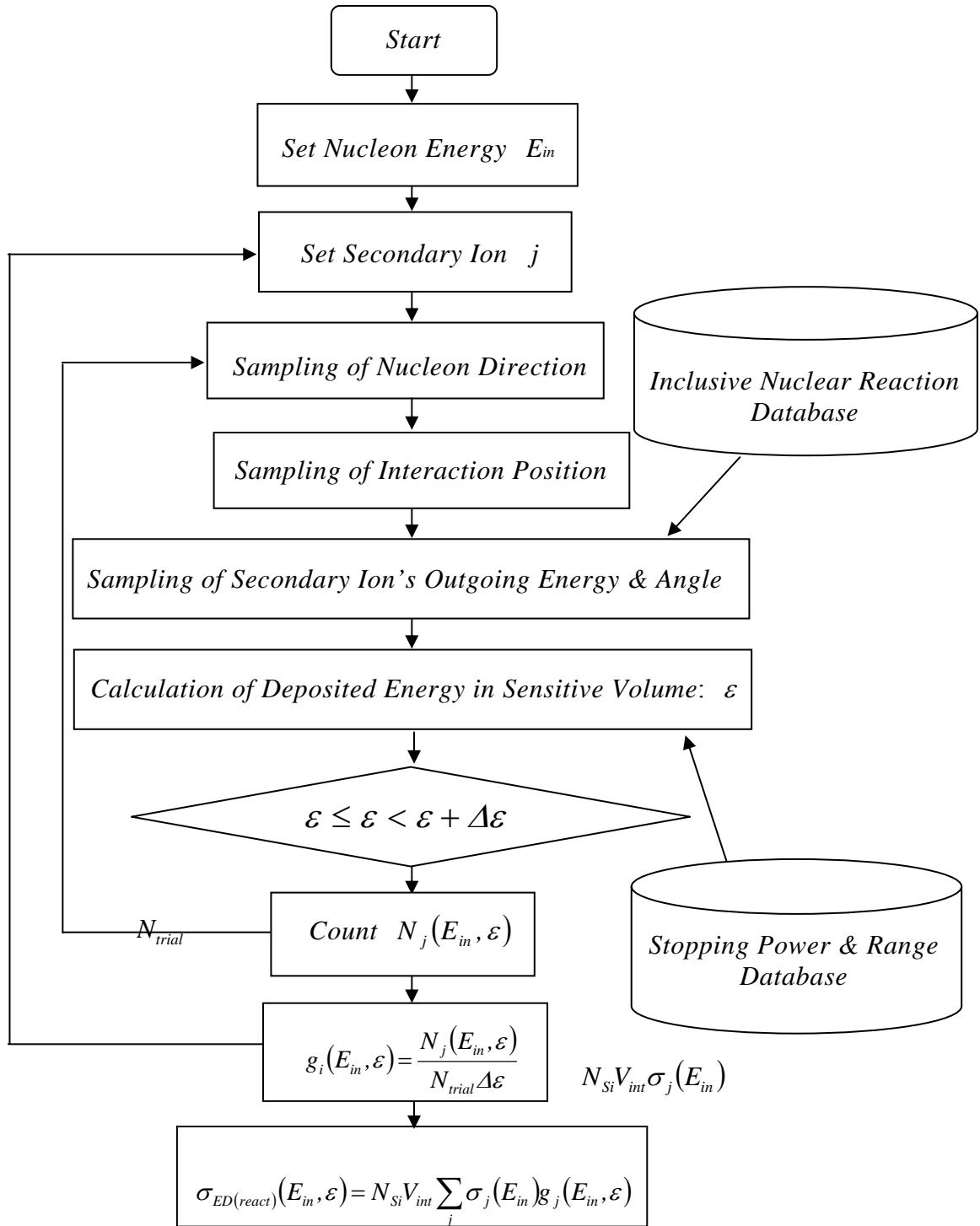


図 3.2 包括的な核データベースを用いた場合の  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  計算フローチャート

B) 排他的な核反応データベースを使用した場合

排他的な核反応データベースを使用した場合、初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  は以下のように表される。

$$\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon) = N_{Si} V_{int} \sigma_{react}(E_{in}) g_{react}(E_{in}, \varepsilon) \quad (3.3a)$$

$$g_{react}(E_{in}, \varepsilon) = \frac{N_{react}(E_{in}, \varepsilon \leq \varepsilon < \varepsilon + \Delta\varepsilon)}{N_{trial} \Delta\varepsilon} \quad (3.3b)$$

ここで、 $\sigma_{react}$  は反応断面積を示す。以下に排他的な核反応データベースを使用した場合の初期エネルギー付与断面積  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  の計算フローチャートを図 3.3 示す。

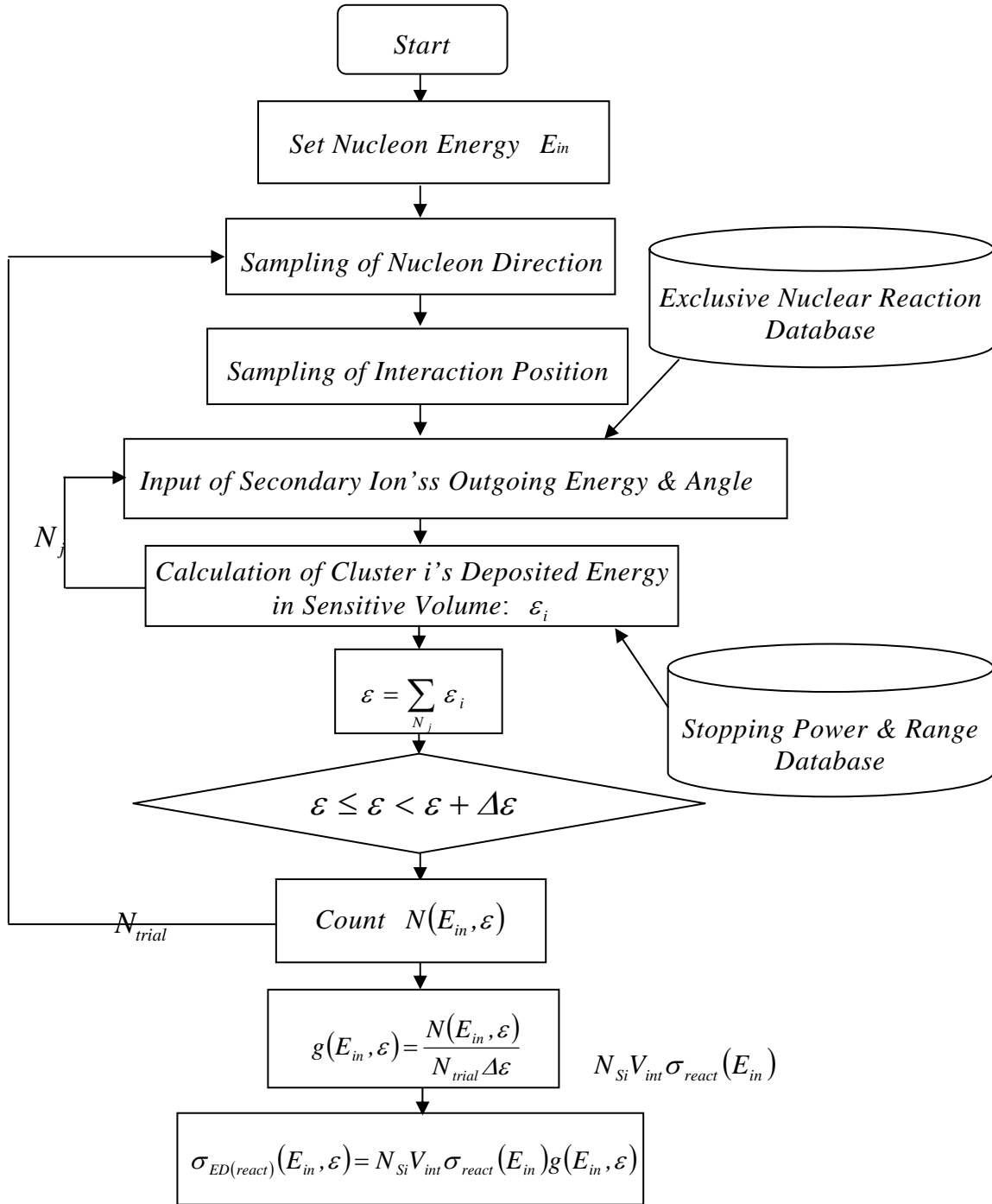


図 3.3 排他的な核データベースを用いた場合の  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  計算フローチャート

### 3.3.1.2 弾性散乱による初期エネルギー付与断面積 $\sigma_{ED(elastic)}(E_{in}, \varepsilon)$

$\sigma_{ED(elastic)}(E_{in}, \varepsilon)$  は以下のように表される。

$$\sigma_{ED(elastic)}(E_{in}, \varepsilon) = N_{Si} V_{int} \sigma_{elastic}(E_{in}) g_{elastic}(E_{in}, \varepsilon) \quad (3.4a)$$

$$g_{elastic}(E_{in}, \varepsilon) = \frac{N_{elastic}(E_{in}, \varepsilon \leq \varepsilon < \varepsilon + \Delta\varepsilon)}{N_{trial} \Delta\varepsilon} \quad (3.4b)$$

ここで、 $\sigma_{elastic}$  は弾性散乱断面積を示す。以下に  $\sigma_{ED(elastic)}(E_{in}, \varepsilon)$  の計算フローチャートを図 3.4 に示す。

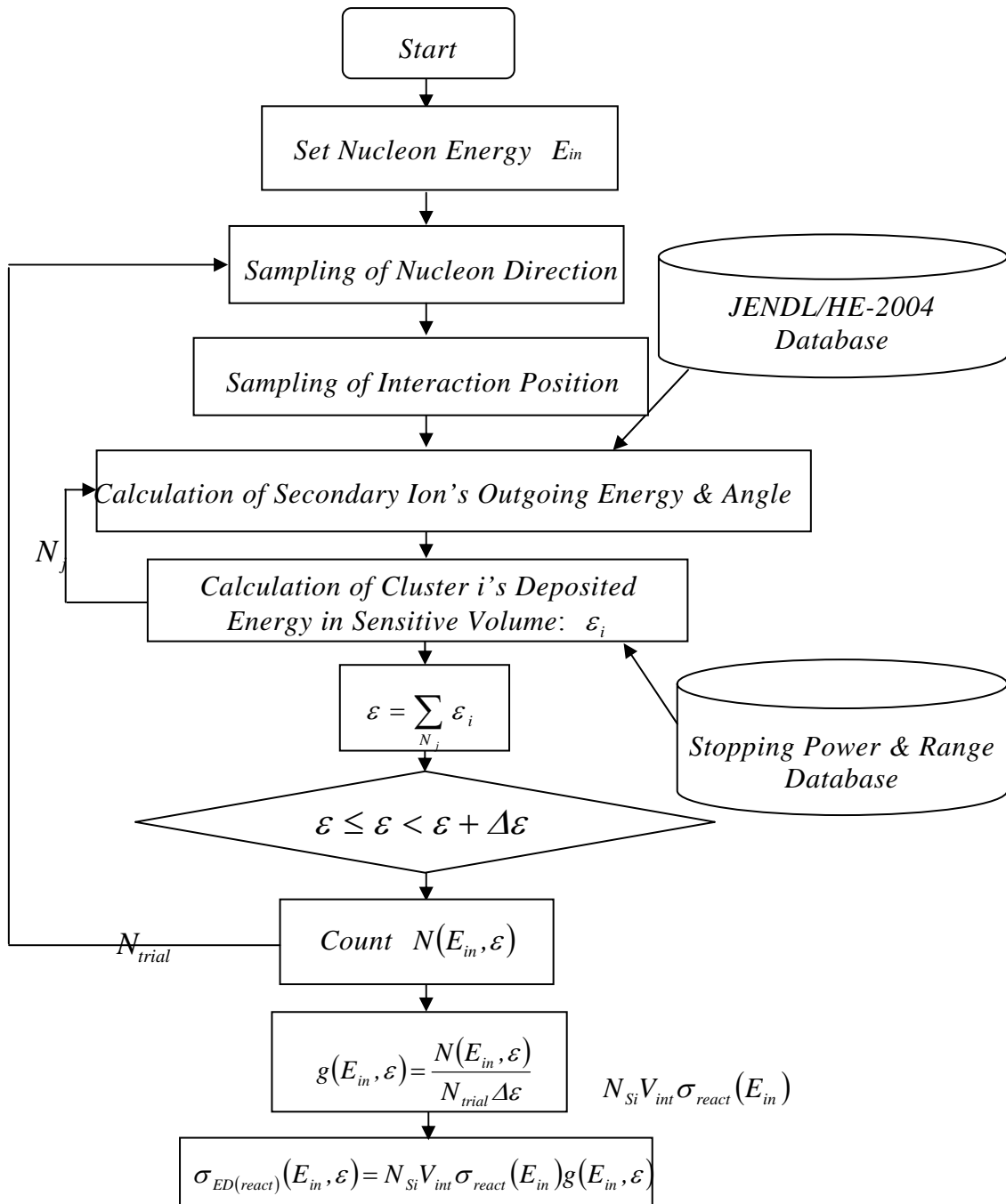


図 3.4  $\sigma_{ED(elastic)}(E_{in}, \varepsilon)$  計算フローチャート

弾性散乱で放出される散乱粒子と反跳シリコン、それぞれの実験室系での放出エネルギーと角度の計算方法について説明する。計算には、2章で述べた JENDL/HE-2004 を使用する。JENDL をはじめ LA150 などの核データライブラリでは弾性散乱微分断面積は次式で与えられる。

$$\sigma_{el}(E_{in}, \mu) = \frac{\sigma_{el}(E_{in})}{2\pi} p_{el}(E_{in}, \mu), \quad \int_{-1}^1 p_{el}(E_{in}, \mu) d\mu = 1 \quad (3.5a)$$

ここで  $\mu = \cos \theta$  である。確率分布関数である  $p_{el}(\mu, E)$  を使うことで CM 散乱角度  $\mu$  のサンプリングには次式に従って直接法を利用することができる。

$$r = \int_{-1}^{\mu} p_{el}(\mu, E) d\mu \quad (-1 \leq \mu \leq 1) \quad (3.5b)$$

ここで  $r$  は一様乱数である。

$\mu$  がサンプリングで決定されると、相対論的二体運動学に従って反跳核の実験室系での放出方向および運動エネルギーを決めることが可能である。これを元に、散乱粒子と反跳シリコンの実験室系での放出エネルギーと角度を求めた。

### 3.3.1.3 直接電離による初期エネルギー付与断面積 $\sigma_{ED(direct)}(E_{in}, \varepsilon)$

デバイスに入射する核子が、荷電粒子である陽子であるとき、陽子自らの電荷で有感領域に直接エネルギーを付与する可能性がある。(入射核子が中性子である場合は  $\sigma_{ED(direct)}(E_{in}, \varepsilon) = 0$ ) デバイスの高集積化が進んだとき直接電離の影響は無視できないと考えられるが、今回調査するデバイスに対してその影響は小さいと考え無視している。

## 3.3.2 二次イオンのエネルギー付与に対する SEU 発生確率分布 $h(\varepsilon)$

4.1 節において、 $h(\varepsilon)$  の分布は以下を用いた。

$$\begin{aligned} h(\varepsilon) &= 1(\varepsilon \geq \varepsilon_c) \\ &= 0(\varepsilon < \varepsilon_c) \end{aligned} \quad (3.6)$$

臨界エネルギー量  $\varepsilon_c$  は、二次イオンによるエネルギー付与量  $\varepsilon$  によって SEU が発生する閾値を表す。そのとき、(3.1)式は以下のようなになる。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} \sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) d\varepsilon \quad (3.7)$$

ここで、臨界エネルギー量  $\varepsilon_c$  はパラメータとしている。同時に表示している臨界電荷量  $Q_c$  と臨界エネルギー量  $\varepsilon_c$  は、次の関係で表される。

$$Q_c [fC] = \frac{\varepsilon_c [MeV]}{22.5} \times 10^3 \quad (3.8)$$

4.2 節において、 $h(\varepsilon)$  の分布には、重イオン入射 SEU 断面積の実験データを Weibull fitting したものをを用いた。(図 3.5) これを用いることにより、これまでパラメータとしていた値(臨界電荷量  $\varepsilon_c$ 、電荷収集領域上面の面積  $S_{sv}$ 、電荷収集効率  $C$ ) が省略可能となり、SEU 断面積の絶対値評価をできるようになった。 $h(\varepsilon)$  は以下の式で表される。

$$h(\varepsilon) = \frac{\sigma_{HI}(\varepsilon)}{\sigma_{\infty}} = 1 - \exp\left[-\left\{\frac{(\varepsilon - \varepsilon_c)}{W}\right\}^s\right] \quad (3.9)$$

ここで  $\sigma_{\infty}, \varepsilon_c, W, s$  は Weibull fitting パラメータを表す。7.2 節において  $\sigma_{\infty}$  は、電荷収集領域上面の面積  $S_{sv}$  として用いている。図 3.5 に示されるように、重イオン入射 SEU 断面積の実験データは一般的に、線エネルギー付与量(LET: Linear Energy Transfer)との関係で与えられる。そのため、LET をエネルギー付与量  $\varepsilon$  に変換する必要がある。その変換方法を以下に示す。

$$\varepsilon = \rho dL \quad (3.10)$$

ここで、 $\rho$  は質量密度( $^{28}Si: 2.34 [g/cm^3]$ )、 $d$  は電荷収集領域の厚さ、 $L$  は LET を表す。

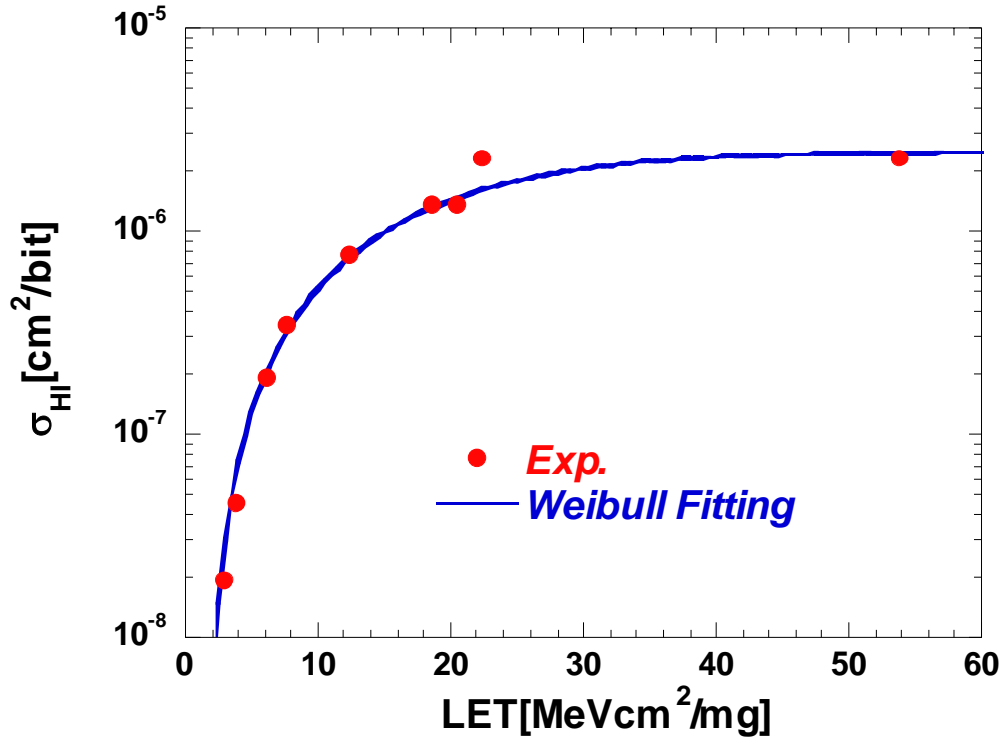


図 3.5 SRAM 256Kb ( HI62256 ) に対する重イオン誘起 SEU 断面積の実験データ

### 3.4 Barak の経験式による核子誘起 SEU 断面積の計算方法

陽子誘起の SEU 断面積を求める Barak の経験式[16][17]は以下の式で表される。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = CN_{Si}\sigma_{react}d \int_0^{\infty} g(E_{in}, d, \varepsilon)\sigma_{HI}(\varepsilon)d\varepsilon \quad (3.11)$$

$g(E_{in}, d, \varepsilon)$ は、SBD(Surface barrier detector:表面障壁型シリコン半導体検出器)の実験から得られた経験式[16][17]で、以下のように表される。

$$g(E_{in}, d, \varepsilon) = \beta \exp(-\beta\varepsilon) \quad (3.12)$$

$$\beta(E_{in}, d) = 0.108 \left[ 1 + 2.78 \exp\left(-\frac{E_{in}}{20}\right) + 1.34 \exp\left(-\frac{E_{in}}{80}\right) \right] \left[ 1 + 2.5 \exp\left(-\frac{d}{15}\right) \right] \quad (3.13)$$

(3.11)式の  $C$  は電荷収集効率を表す。上式を(3.1)式と比較するため、次のように変換した。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = C \int_0^{\infty} \sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) h(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.14)$$

$$\sigma_{ED}(E_{in}, d, \varepsilon) = N_{Si} \sigma_{\infty} d \sigma_{react}(E_{in}) g(E_{in}, d, \varepsilon) \quad (3.15)$$

ここで、Barak の方法で計算する際は、 $C = 0.6$ ,  $\sigma_{react} = 400[mb]$ ,  $d = 2.0[\mu m]$ を用いている。

## 第4章 計算結果および議論

### 4.1 SEU 解析に必要とされる核データが与える影響調査

#### 4.1.1 放出エネルギースペクトルの形状の差が与える影響調査

一般の核反応模型計算において CM-LAB 変換を行う際、励起状態にある複合核の運動エネルギーの取り扱い方によって放出二次イオンのエネルギースペクトルの形状は大きく異なる。そこで、このスペクトルの形状の差が SEU 現象に与える影響について調査した。

核反応データベースとして、JQMD/GEM による計算、LA150 および TALYS コードによる計算を用いている。JQMD/GEM 計算においては、励起状態にある複合核の運動エネルギー  $E_{cm}$  について、厳密な分布を取り扱っているのに対し、LA150 はそのエネルギーを平均値  $\overline{E_{cm}}$  に置き換えている。また、TALYS は両方の場合を取り扱うことができる。ここで、それぞれの場合を TALYS(exact)、TALYS(approx)とする。なお、TALYS と LA150 では、反跳核の放出角度は、核子の入射方向と同じ  $0^\circ$  と仮定しているため厳密な運動量保存則は成り立っていないことを注意しておく。図 4.1 に、中性子の入射エネルギー 80MeV に対する  $^{24}\text{Mg}$  のエネルギースペクトル（積分値を 1 に規格化）の図を示す。その結果、反跳イオンのエネルギー分布に対して同一の取り扱いを行っているグループ同士がほぼ同じ傾向を示している。

次に、これらのスペクトルを用いて、SEU 断面積の計算を行った。計算方法は(3.7)式を用いており、二次イオンの放出方向は等方、生成核反応断面積は TALYS のものに規格化している。有感領域  $1.0 \times 1.0 \times 1.0 [\mu\text{m}^3]$ 、臨界エネルギー 0,11MeV(50fC)に対する SEU 断面積の入射エネルギー依存性を図 4.2 に示す。低エネルギーでは、全てのスペクトルで差があるのに対し、高エネルギーになるにつれ反跳イオンのエネルギー分布に対して同一の取り扱いを行っているグループごとに収束している。また、TALYS(exact)と TALYS(approx)を用いた場

合の SEU 断面積の臨界エネルギー依存性を図 4.3(a),(b),(c)に示す。有感領域のサイズは  $1.0 \times 1.0 \times 1.0 [\mu\text{m}^3]$  と固定した。その結果、全ての入射エネルギーにおいて臨界エネルギー  $0.11 \text{MeV}$  ( $50 \text{fC}$ ) 以上で大きな差が見られるが、臨界エネルギー量が小さくなるにつれ、両者の差は小さくなっている。このことから、臨界エネルギー量が小さくなると考えられる今後のデバイスに対しては、エネルギースペクトルの形状の差の影響は小さくなることが予想される。

#### 4.1.2 多イオン同時放出過程が与える影響調査

入射エネルギーが増加するにつれ、核反応で同時に放出されるイオンの数は増加する。(図 4.4) 一方、過去に行った包括的な核反応データを用いた SEU 現象の解析では、核反応で同時に放出される二次イオン同士の相関関係(時間、エネルギー、運動量)は含まれていない。そこで、包括的な核データ(Cal.1)と排他的な核データ(Cal.2)それぞれからなる 2 つの核反応データベースを用いて計算した SEU 断面積の比較を行い、SEU 現象に対して多イオン同時放出過程が与える影響について調査した。SEU 断面積の計算には(3.7)式を用いている。入射エネルギー  $20 \text{MeV}$ ,  $150 \text{MeV}$ ,  $1 \text{GeV}$ 、計算体系  $1.0 \times 1.0 \times 1.0 [\mu\text{m}^3]$ 、 $5.0 \times 5.0 \times 2.0 [\mu\text{m}^3]$ 、 $20.0 \times 20.0 \times 2.0 [\mu\text{m}^3]$  について、比較した結果をそれぞれ図 4.5(a), (b), (c)に示す。

その結果、小さい有感領域 ( $1.0 \times 1.0 \times 1.0 [\mu\text{m}^3]$ 、 $5.0 \times 5.0 \times 2.0 [\mu\text{m}^3]$ ) の場合には、Cal.1 と Cal.2 の間にほとんど差は見られなかった。その要因として、図 4.6 に見られるように 1 回の核反応で複数放出されるイオンは LET の低い軽イオンであり、小さい有感領域に対して軽イオンは、重イオン (Mg, Ne 等) に比べてエネルギー付与量が小さいことが挙げられる。(図 4.7) また、同時に 2 個以上のイオンが同じ有感領域を通過する確率が小さいことも一因である。

一方、大きい有感領域 ( $20.0 \times 20.0 \times 2.0 [\mu\text{m}^3]$ ) の場合には、入射エネルギー  $20$ ,  $150 \text{MeV}$  において Cal.1 と Cal.2 の間に臨界エネルギー量  $2 \text{MeV}$  以上で大きな差が表れた。その要因として、大きい有感領域に対しては、LET の低い軽イオンでも十分にエネルギーを与えるためと考えられる。

以上のことから、有感領域の小さくなるにつれ、多イオン同時放出過程の影

響は小さくなると考えられる。しかし、包括的な核反応データベースを用いた計算では、一回の反応で複数の素子が反転するタイプのマルチビットアップセット (MBU) [18]は計算することができない。このため、これについては今後検討していく必要がある。

### 4.1.3 弾性散乱が与える影響調査

図 4.8 より、弾性散乱はほぼ全エネルギー領域で影響が大きいことがわかる。また、弾性散乱において放出される反跳シリコンの阻止能は、中性子とシリコンとの核反応で放出される二次イオンの中で最も大きい。(図 4.9) これらのことから、弾性散乱が SEU 現象に与える影響は大きいと考えられる。そのため弾性散乱が SEU 現象に与える影響について調査した。JQMD/GEM コードでは弾性散乱の計算が含まれていないことから、JENDL/HE-2004 を用いた。将来の高集積デバイスに対して弾性散乱の影響がどの程度であるか調査するため、(3.7)式を用いて、有感領域のサイズを  $1.0 \times 1.0 \times 1.0 [\mu\text{m}^3]$  に固定したまま、臨界エネルギー量のみ変化させた。図 4.10(a)に放出角度依存性を含んだ場合を、(b)に等方分布とした場合の、弾性散乱 SEU 断面積が全 SEU 断面積を占める割合を計算した結果を示す。(a)、(b)ともに、臨界電荷量の低下に伴い、全 SEU 断面積に対する影響は大きくなっている。しかし、入射エネルギー 20MeV 以上においては、臨界エネルギー量 0.11MeV(5fC)でも最大 20%以下である。その理由として、図 4.11 に示されるように、弾性散乱で放出される反跳シリコンの運動エネルギーが他の重イオンに比べて非常に小さいことが挙げられる。

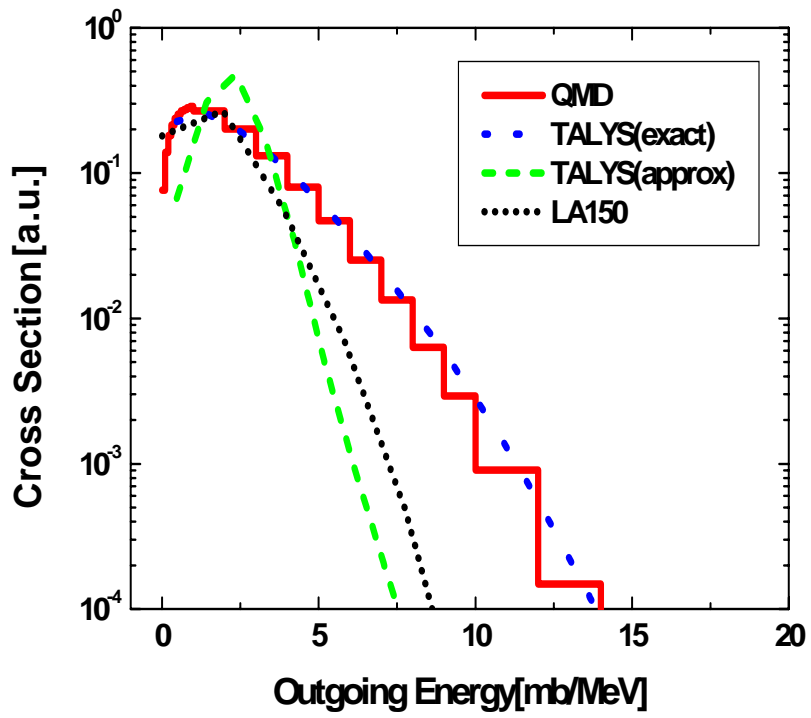


図 4.1 入射エネルギー80MeV に対する  $^{24}\text{Mg}$  のエネルギースペクトル

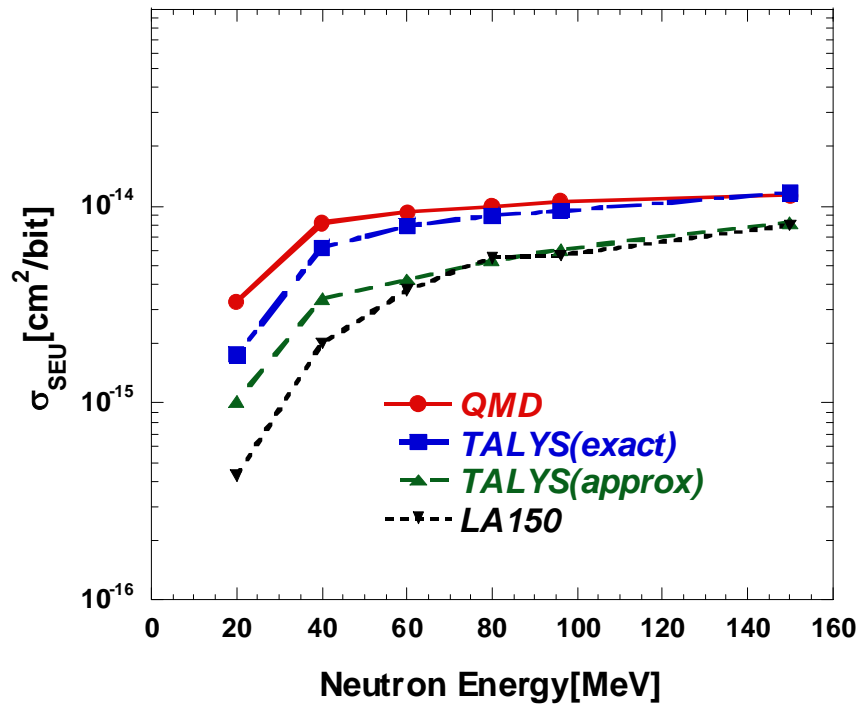


図 4.2 各エネルギースペクトルに対する入射エネルギー依存性

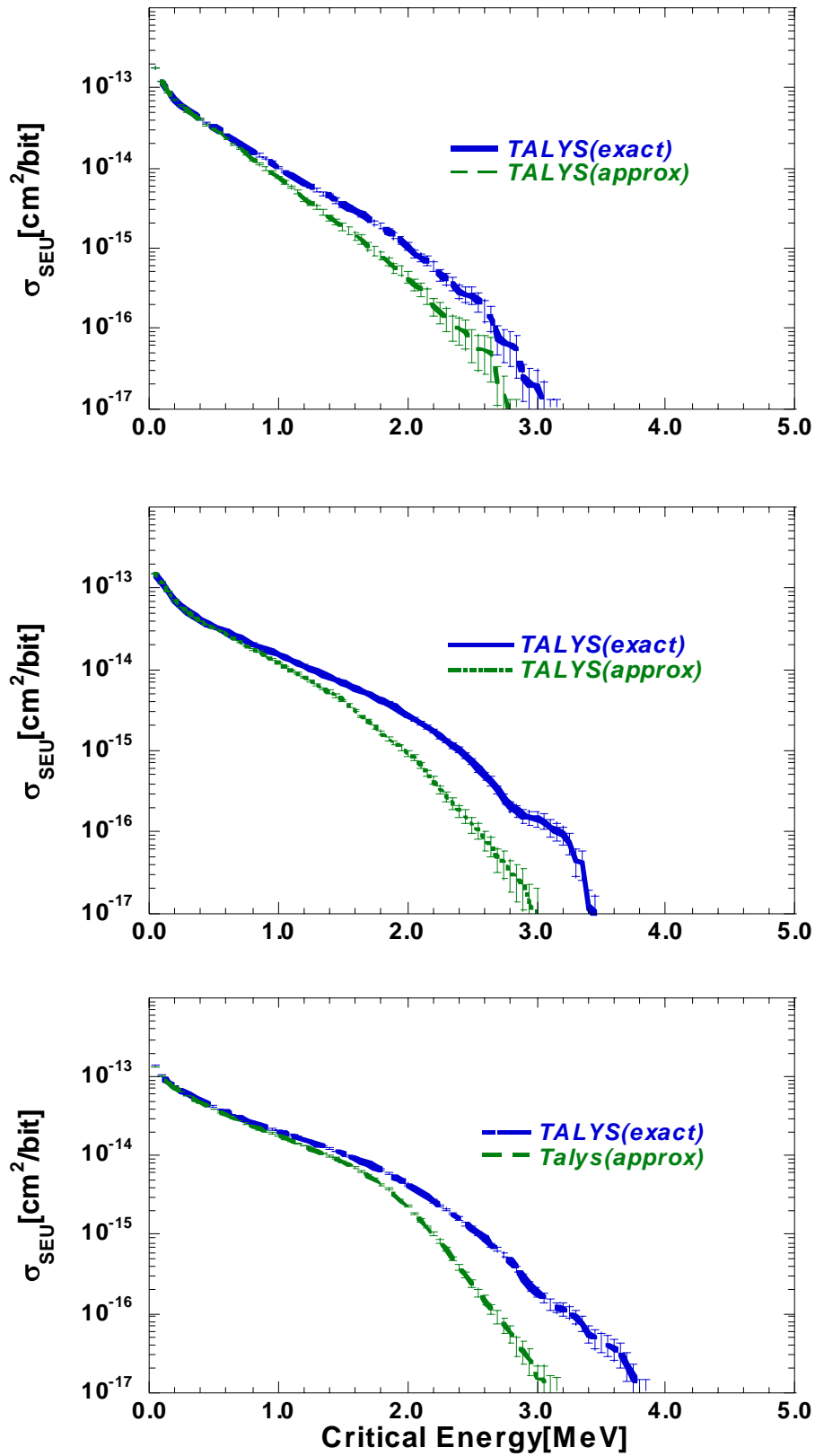


図 4.3 TALYS(approx)と TALYS(exact)の SEU 断面積の臨界電化量依存性の比較 (a)40MeV, (b)80MeV, (c)150MeV

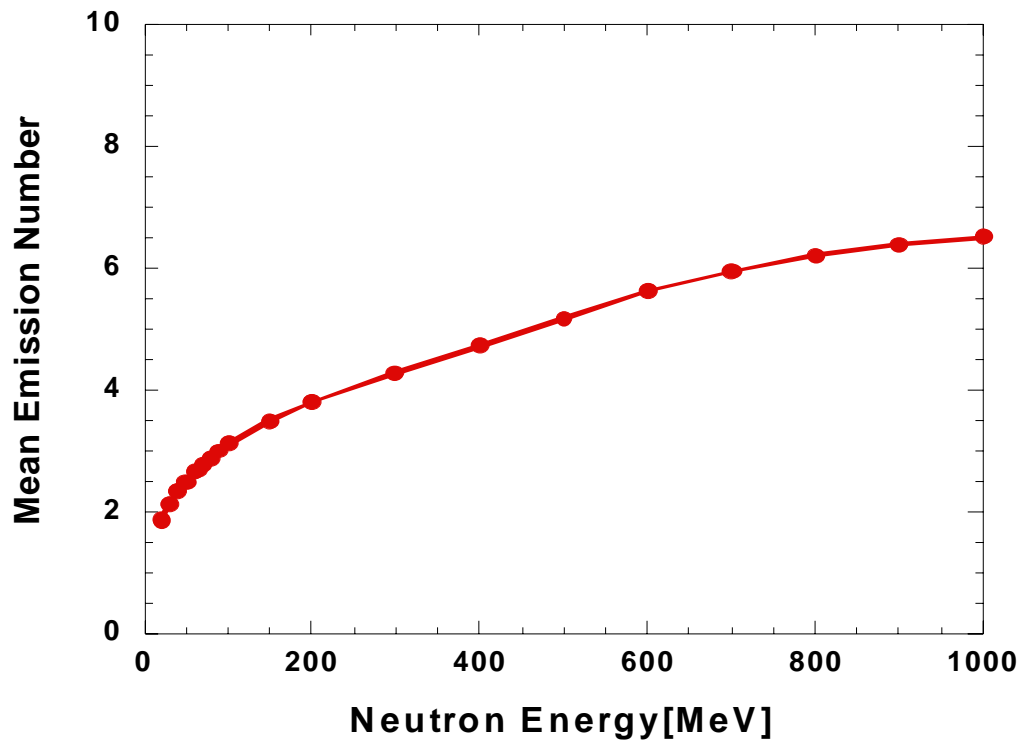


図 4.4 一回の核反応における平均放出粒子数の入射エネルギー依存性

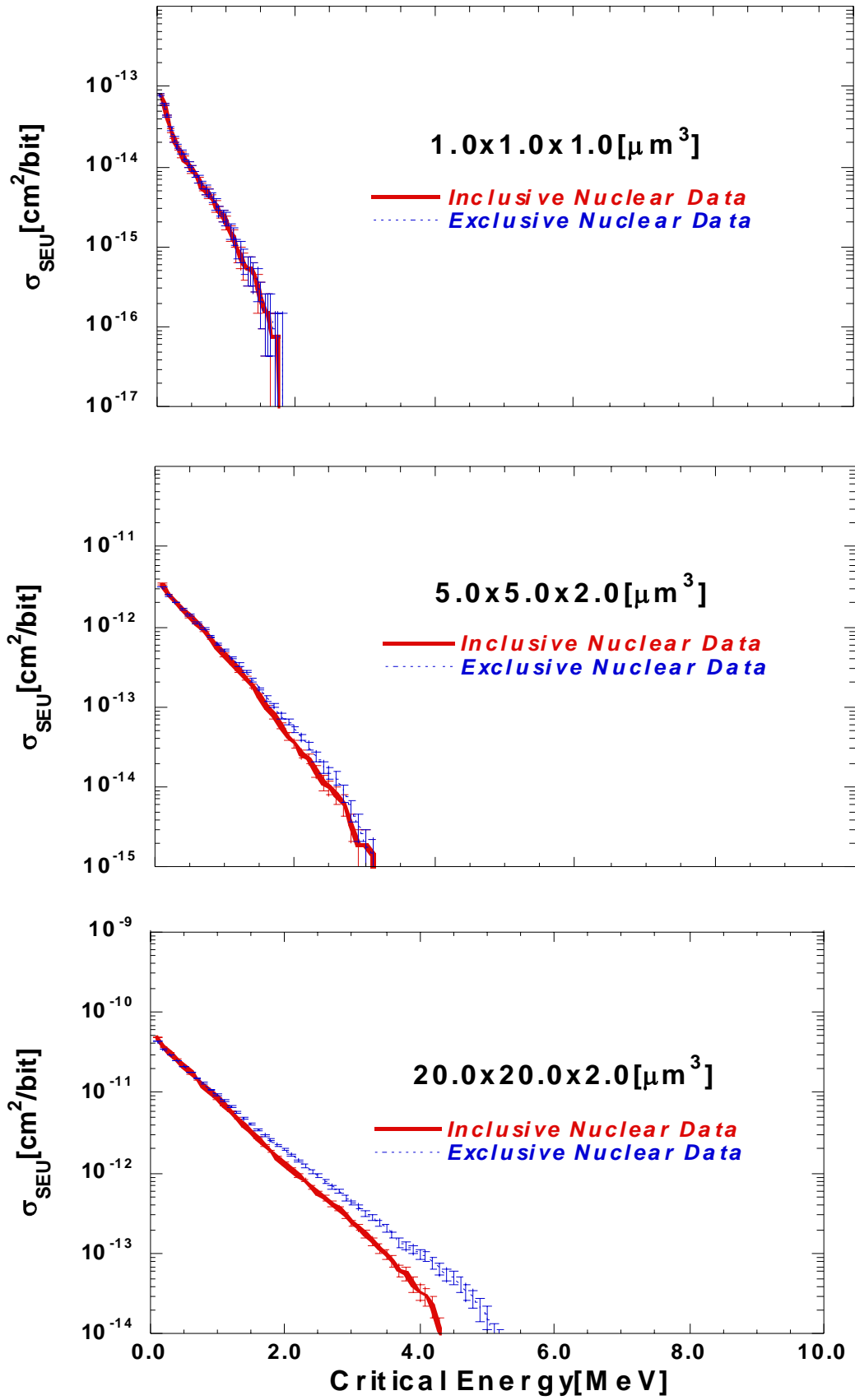


図 4.5 (a) 包括的な核データと排他的核データを用いたときの SEU 断面積の臨界電荷量依存性 ( $E_{\text{in}}=20\text{MeV}$ )

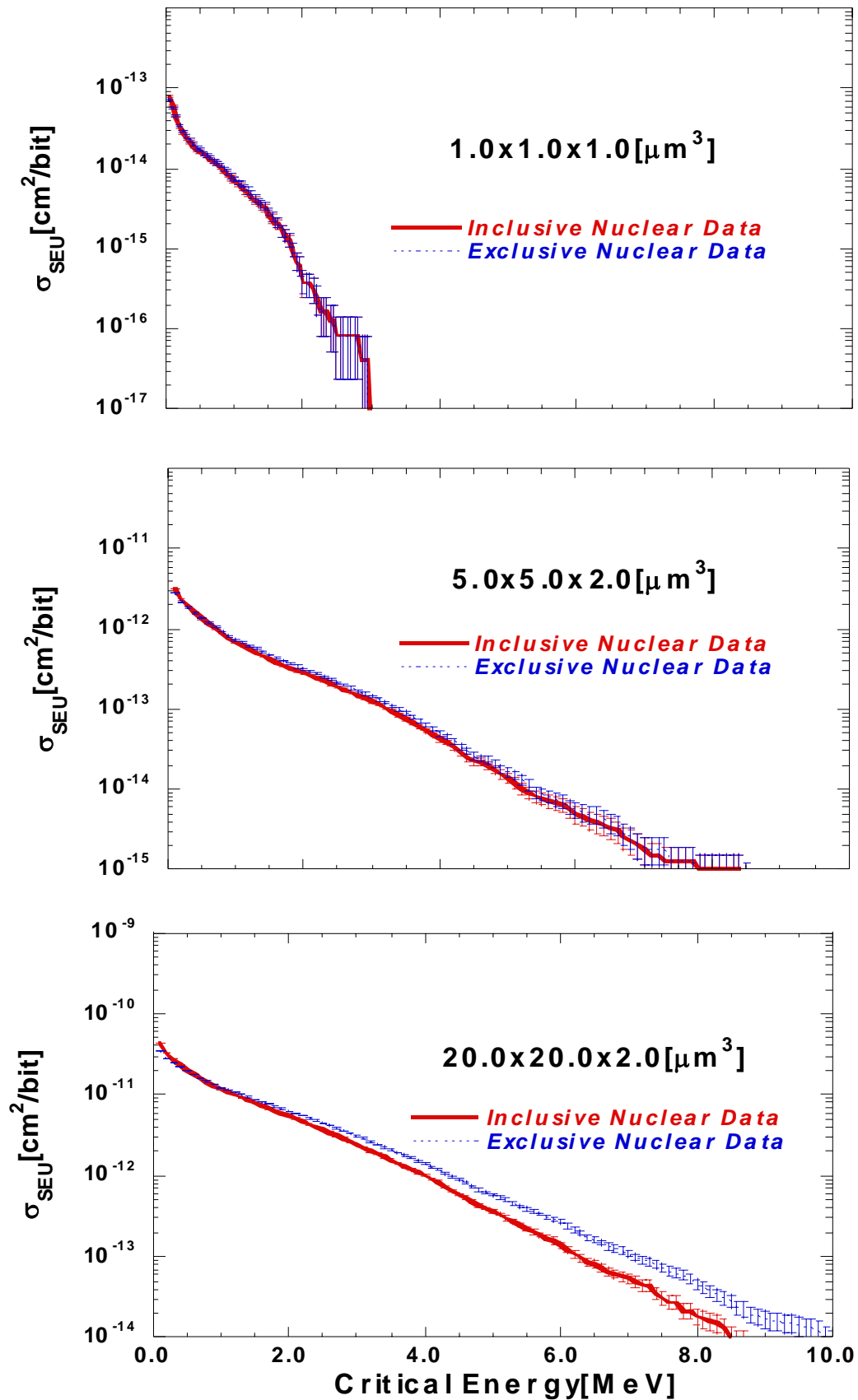


図 4.5 (b) 包括的な核データと排他的核データを用いたときの SEU 断面積の臨界電荷量依存性 ( $E_{\text{in}}=150\text{MeV}$ )

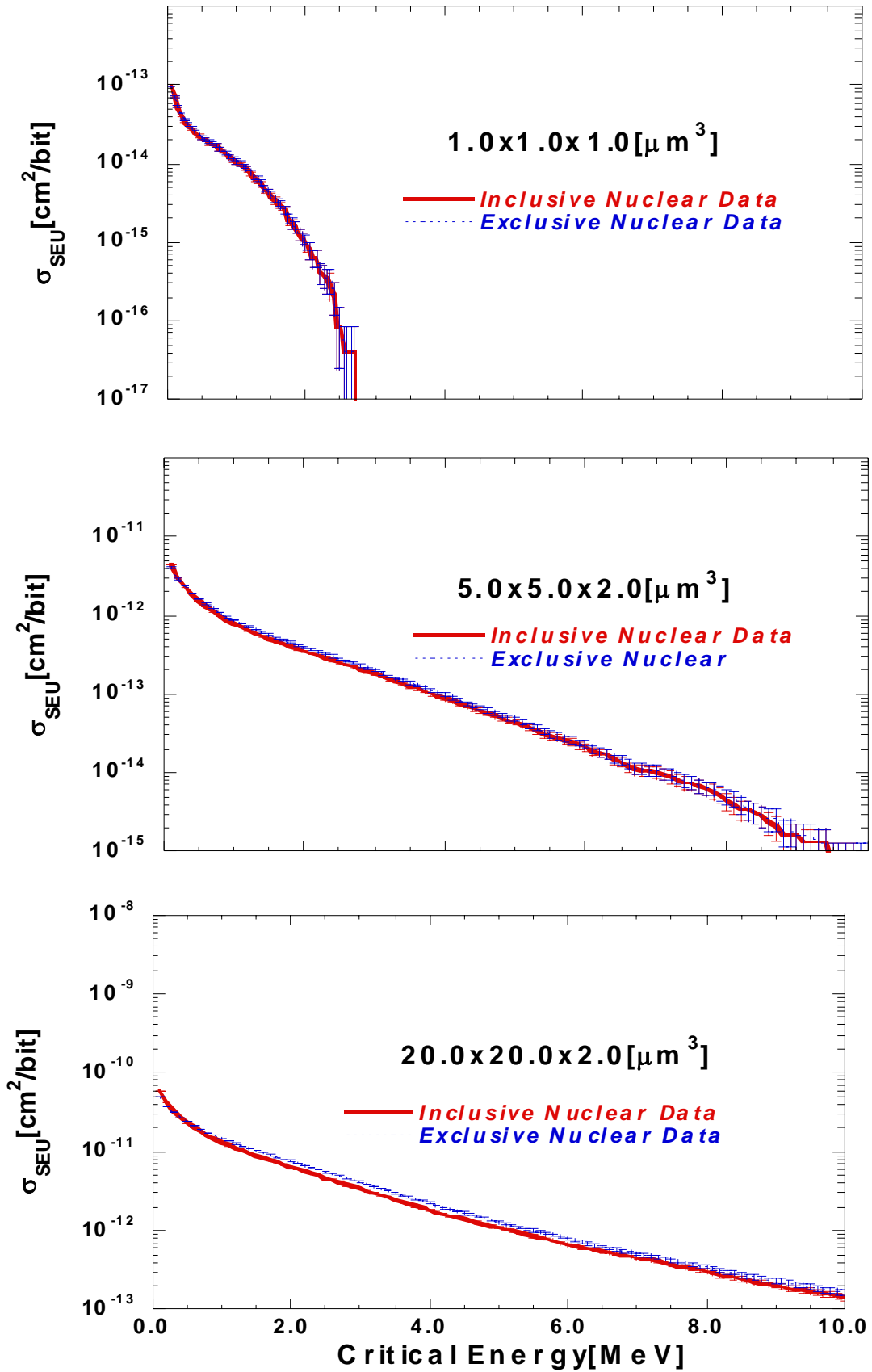


図 4.5 (c) 包括的な核データと排他的核データを用いたときの SEU 断面積の臨界電荷量依存性 ( $E_{\text{in}}=1\text{GeV}$ )

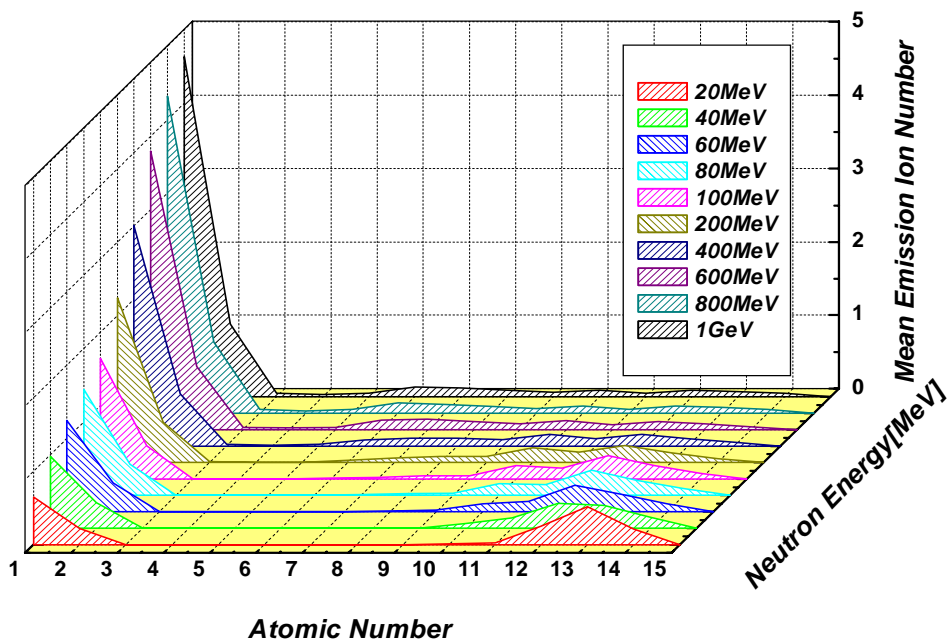


図 4.6 核入射エネルギーに対するイオン種ごとの平均放出イオン数

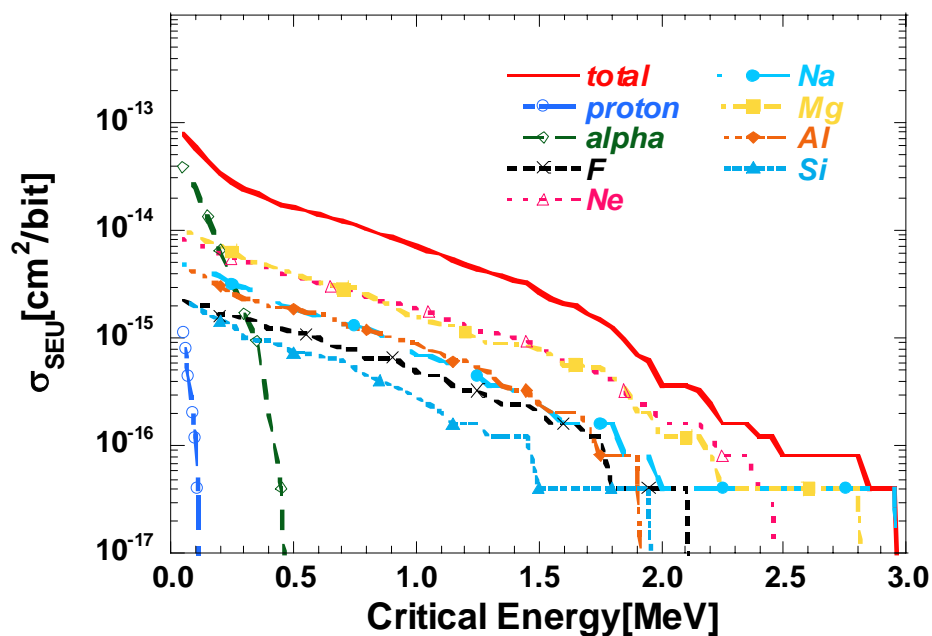


図 4.7 イオン種ごとの SEU 断面積臨界エネルギー量依存性 ( $E_{\text{in}}=150\text{MeV}$ )

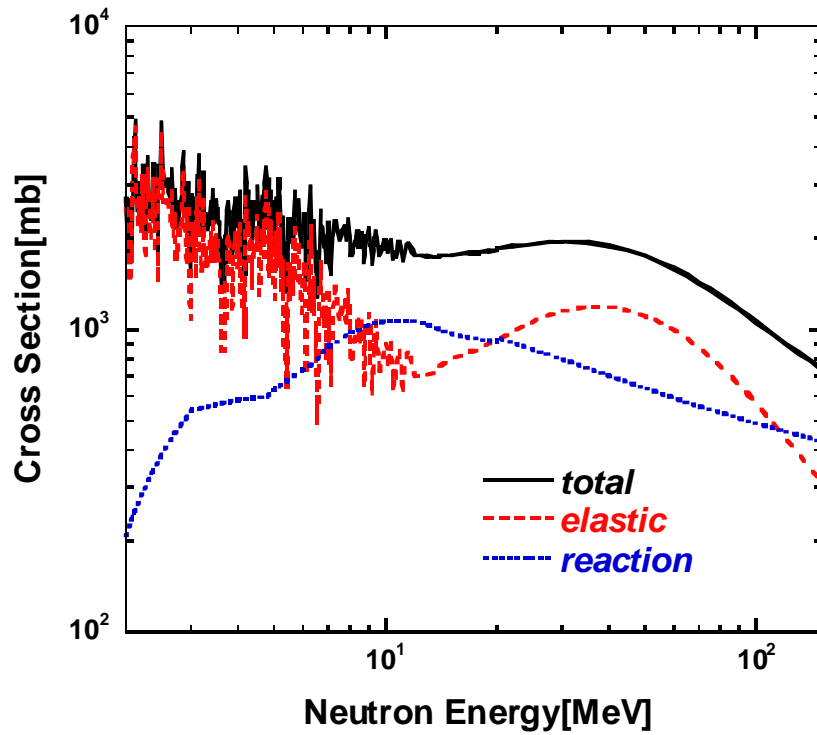


図 4.8 全断面積、反応断面積、弾性散乱断面積の入射エネルギー依存性 (JENDL/HE-2004)

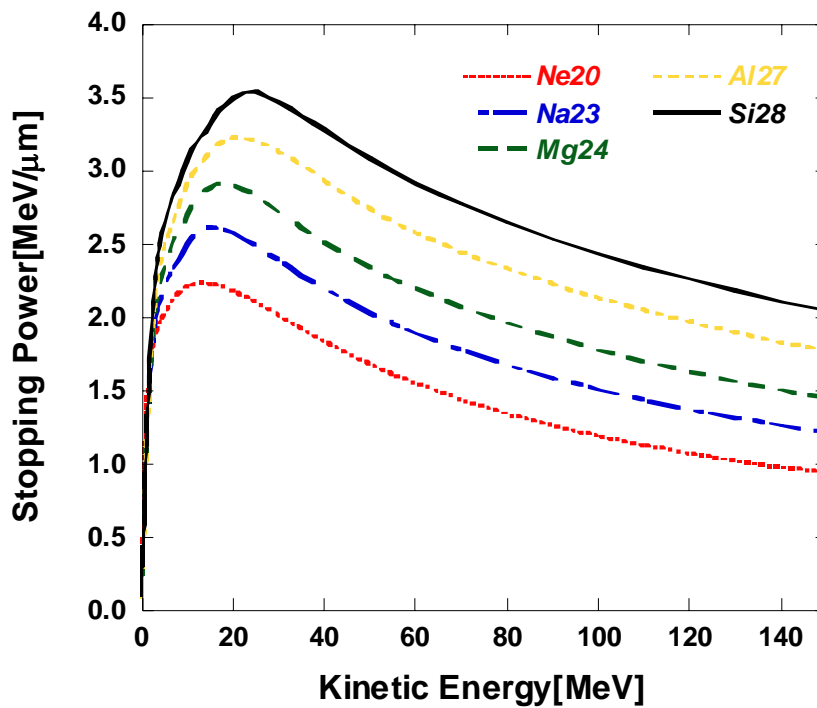


図 4.9 重イオンに対する電子阻止能の運動エネルギー依存性

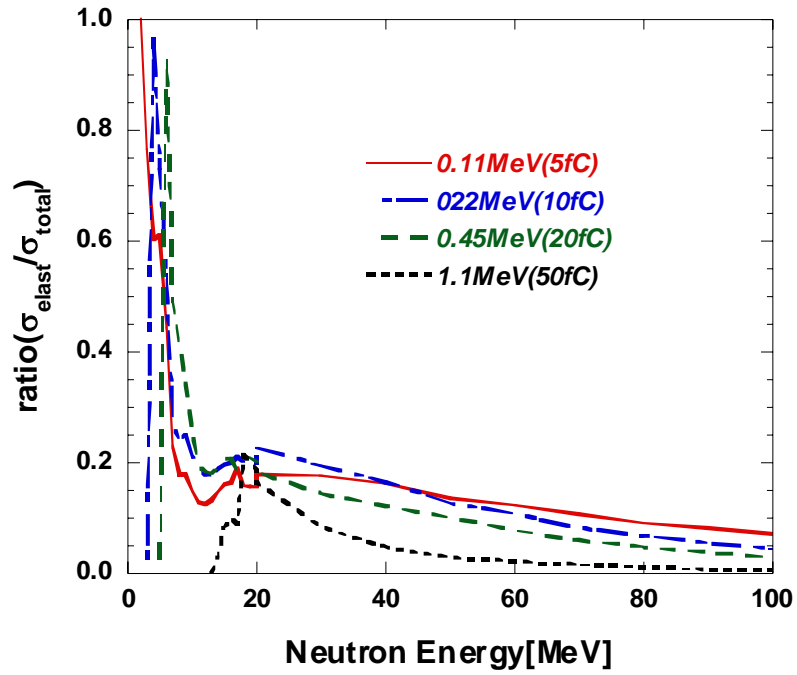


図 4.10(a) 放出角度依存性を含めた全 SEU 断面積を占める弾性散乱の割合

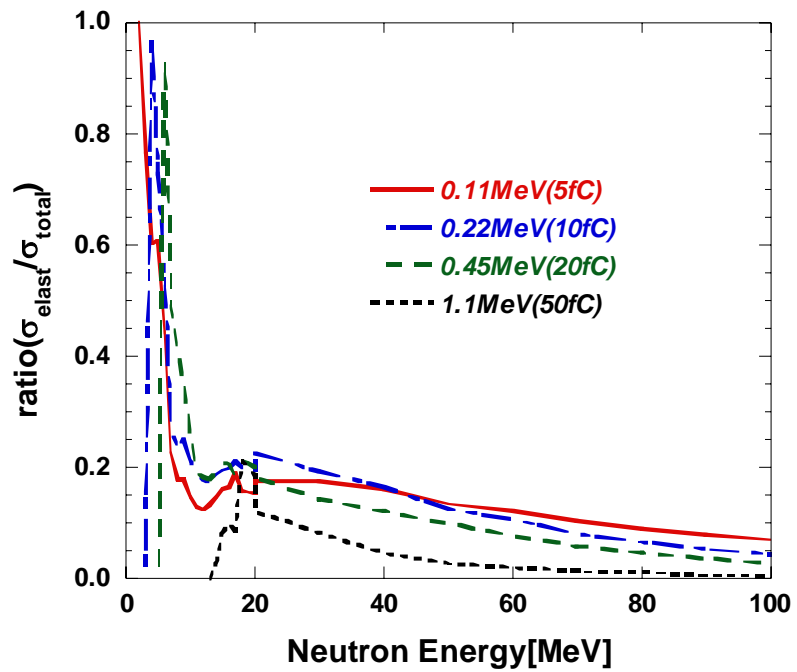


図 4.10(b) 等方分布とした場合の全 SEU 断面積を占める弾性散乱の割合

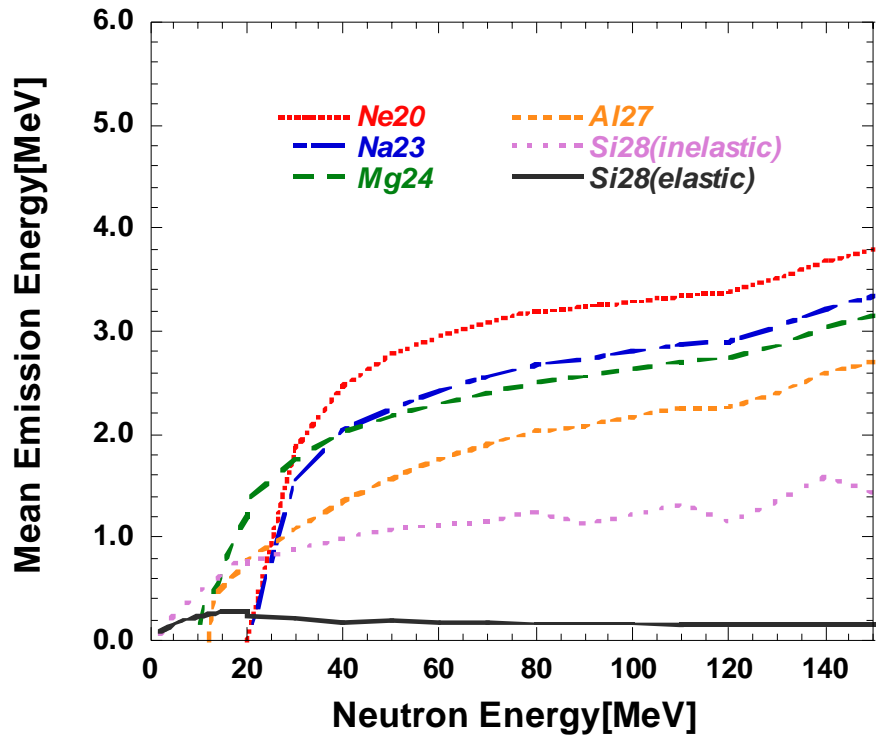


図 4.11 重イオンの平均放出エネルギー(LA150)

## 4.2 重イオン入射 SEU 断面積の実験データを用いた陽子誘起 SEU 断面積の絶対値評価

この節では、重イオン入射 SEU 断面積の実験データを用いた陽子誘起 SEU 断面積を(3.1)式に従って計算し、表 3 に示されるデバイスに対して実験データの解析を行った。表には論文、品種、集積度、型名、Weibull 関数のフィッティングパラメータを示す。ここで、表 3 に記述されている Calvel('96)は文献[16]、Calvel('00)は文献[17]を指す。

表 3 計算に使用したデバイスに対する重イオン SEU 断面積のフィッティングパラメータ

論文	品種	集積度	型名	Heavy ion Weibull parameters (論文記載の値)			
				$\sigma$ [cm <sup>2</sup> /bit]	$L_0$ [MeV cm <sup>2</sup> /mg]	$W$ [MeV cm <sup>2</sup> /mg]	$s$
Calvel('96)	SRAM	16Kb	HM6516	$1.83 \times 10^{-6}$	5.00	14.0	1.9
Barak	SRAM	16Kb	HM65162	$2.44 \times 10^{-6}$	2.14	17.5	1.95
R.Harboe	SRAM	256Kb	HM62256	$7.63 \times 10^{-7}$	2.14	11.0	4.31
JPL	SRAM	256Kb	MT5C2568	$2.38 \times 10^{-6}$	2.55	50.6	1.83
Calvel('96)	SRAM	256Kb	62832H	$3.81 \times 10^{-7}$	3.40	20.0	1.5
Calvel('96)	SRAM	256Kb	62256R	$2.44 \times 10^{-6}$	1.60	20.0	1.65
Calvel('96)	DRAM	4Mb	KM41C4000Z-8	$3.10 \times 10^{-7}$	1.52	18.0	1.45
Calvel('96)	DRAM	4Mb	01G9274	$2.31 \times 10^{-8}$	1.60	28.0	3.25
Calvel('96)	DRAM	4Mb	MT4C4001	$3.10 \times 10^{-7}$	1.49	20.0	1.2
Calvel('96)	DRAM	16Mb	IBM_16MEG	$7.75 \times 10^{-9}$	1.70	20.0	3

また、4.2 節では、有感領域上面を、面積  $\sigma_s$  の正方形として計算している。表 4 に、各デバイスに対する有感領域上面の一辺の長さ  $L_s$  を示す。

表 4 各デバイスに対する有感領域上面の 1 辺の長さ

型名	$L_s$ [μm]
HM6516	13.5
HM65162	15.6
HM62256	8.73
MT5C2568	15.4
62832H	6.17
62256R	15.6
KM41C4000Z-8	5.57
01G9274	1.52
MT4C4001	5.57
IBM_16MEG	0.88

#### 4.2.1 Calvel の実験データとの比較

陽子誘起 SEU 断面積について、Calvel の実験データおよび Barak の式と比較した。図 4.12 - 4.18 に、各デバイスに対して、重イオン SEU 断面積の実験データを Weibull 関数でフィッティングしたもの(a)と、陽子誘起 SEU 断面積の計算結果(b)を示す。有感領域の厚さは  $d = 2[\mu\text{m}]$ 、有感面積は重イオン誘起 SEU の飽和断面積  $\sigma_{\infty}$  としている。その結果、7 つのデバイス中、4 つが実験データとよい一致を示した。特に、HM6516 は Barak の結果よりも実験値とよい一致を示している。

それに対して、IBM\_16MEG や IBM01G9274 のように  $\sigma_{\infty}$  が小さいものに対して実験値と大きな差が表れた。その要因は、実際の陽子誘起 SEU の有感面積は、今回有感面積とした  $\sigma_{\infty}$  に比べ大きいいため、 $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$  の高エネルギー部分を過小評価しているためと考えられる。なぜなら、重イオン誘起 SEU の実験では、ビームを垂直に入射しているため、縦方向しかファネリングの影響は表れない。しかし、陽子誘起 SEU では、核反応で生じた二次イオンは横方向にもファネリングを形成するため、陽子誘起 SEU の有感面積は、重イオン誘起 SEU に比べ、横方向にファネリング長だけ長くなることが予想される。そこで、IBM\_16MEG に対する陽子誘起 SEU 断面積の有感面積依存性を調査した。その結果を図 4.19 に示す。図 4.19 より、有感面積  $3.0 \times 3.0[\mu\text{m}^2]$  で、実験値とよい一致を示した。このことから、ファネリング長が  $1.0[\mu\text{m}]$  程度であると仮定すれば説明可能な範囲にあると考えられる。

#### 4.2.2 有感領域の厚さが示されたデバイスの実験データとの比較

陽子誘起 SEU 断面積について、有感領域の厚さ  $d$  が示されている 256Kb SRAM(HM62256)に対して実験データと比較した。 $d$  は文献[19]に記載されている  $0.9, 2.2[\mu\text{m}]$  の 2 つを用いる。また、有感面積は重イオン誘起 SEU の飽和断面積  $\sigma_{\infty}$  とした。図 4.20 に、陽子誘起 SEU 断面積の計算結果を示す。図より、 $d = 0.9[\mu\text{m}]$  で実験値とよい一致を示すことが分かる。このことから、SEU 断面積の絶対値に対して有感領域の厚さ  $d$  は大きな影響を与えることが分かった。

次に、 $d$  が示されているもう一つのデバイス、16Kb SRAM (HM65162)につい

でも調査した。ここで、 $d$ は文献[16]に記載されてある  $2.0[\mu\text{m}]$ 、有感面積は重イオン誘起 SEU の飽和断面積  $\sigma_{\infty}$  とした。図 4.21 に、陽子誘起 SEU 断面積の計算結果を示す。参考のため、Barak の計算結果も同時に示す。その結果、実験データとよい一致を示した。

### 4.2.3 Uppsala の実験データとの比較

過去に解析した、Uppsala の中性子誘起 SEU 断面積の測定実験[14]で使用されたデバイスのひとつ、256Kb SRAM (MT5C2568)の解析を行った。重イオン誘起 SEU 断面積の実験データは[15]から得たものを使用している。また、有感領域の厚さは  $d = 2[\mu\text{m}]$ 、有感面積は重イオン誘起 SEU の飽和断面積  $\sigma_{\infty}$  とした。図 4.22 と 4.23 に、重イオン SEU 断面積の実験データを Weibull 関数でフィッティングしたものと、陽子誘起 SEU 断面積の計算結果を示す。参考のため、Barak の計算結果も同時に示す。図より、中性子誘起 SEU 断面積の計算は実験データを一桁程度過小評価していることが分かる。

重イオン誘起 SEU と陽子誘起 SEU の相関性を調査するには、同一ロットデバイスに対する実験データを得ることの必要性が述べられている。今回使用した実験データは、陽子誘起 SEU 断面積と重イオン誘起 SEU 断面積で半導体のロットが異なる。このため、より正確な絶対値評価を行うためには、同一ロットの供試体に対する陽子誘起 SEU 断面積と重イオン誘起 SEU の実験データを用いる必要があると考えられる。

### 4.2.4 SBD 陽子入射実験との比較

Barak[16]は、陽子の入射により SBD (Surface barrier detector: 表面障壁型シリコン半導体検出器) に付与されるエネルギースペクトルの実験データを用いて(3.17)式の  $g(E_{in}, \varepsilon)$  の経験式を導いた。ここで、Barak の実験データとモンテカルロ計算を比較する。図 4.24 は、有感領域の面積  $10[\text{cm}^2]$ 、厚さ  $2.0[\mu\text{m}]$  の SBD に対して、300MeV の陽子が入射したときの積分エネルギー付与スペクトルを示す。積分スペクトルは第 2 章で説明された  $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$  を用いて以下のように表される。

$$Integrated\ Number = \int_{\varepsilon}^{\infty} \phi \sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) d\varepsilon \quad \phi = 10^7 \quad (4.1)$$

図 4.24 を見ると、7MeV 以上のエネルギーで実験値を過小評価している。SBD の有感領域の面積が大きいため、軽イオンによるエネルギー付与が 4.1.2 節の議論から重要な役割を果たすことが予想される。QMD コードの現在のバージョンは、文献[19]に記載されているように重陽子および $\alpha$ のような軽イオンの高エネルギー成分を過小評価している。軽イオンの高エネルギー成分の不足と図 4.24 のエネルギー付与の過小評価に関係があるかどうか確かめるため、文献[19]で改善された QMD モデルを使用して計算したものと、実験値との比較を行った。その結果、10MeV 以上のエネルギーで過小評価が見られるが、以前に比べてよい一致が得られた。このことから、高エネルギー付与の不一致の一因として、QMD コードで、軽イオンの前平衡過程が再現できていないことが挙げられる。また、どの軽イオンを放出する反応が、高エネルギー付与で重要となるか調査するため、QMD コードの現在のバージョンを使用したものと修正したもの、それぞれについて各反応に対する積分エネルギースペクトルの計算を行った。結果を図 4.25(a), (b)に示す。その結果、修正前は、 $\alpha$ を放出する反応の影響が大きいのに対し、修正後は $\alpha$ と重陽子を放出する反応の影響が大きくなっていることが分かる。

また、QMD コードの現在のものと修正したもの、それぞれの包括的核データと排他的核データを用いて、積分エネルギースペクトルの計算を行った。その結果を図 4.26 に示す。図より、修正 QMD の包括的核データを用いた場合のスペクトルが、現在の QMD の包括的および排他的核データを用いた場合のスペクトルよりも高エネルギー付与成分が大きくなっている。このことから、修正 QMD を用いた場合の高エネルギー付与成分の増加は、 $\alpha$ や重陽子を放出する反応の反跳イオンの影響が大きいと考えられる。

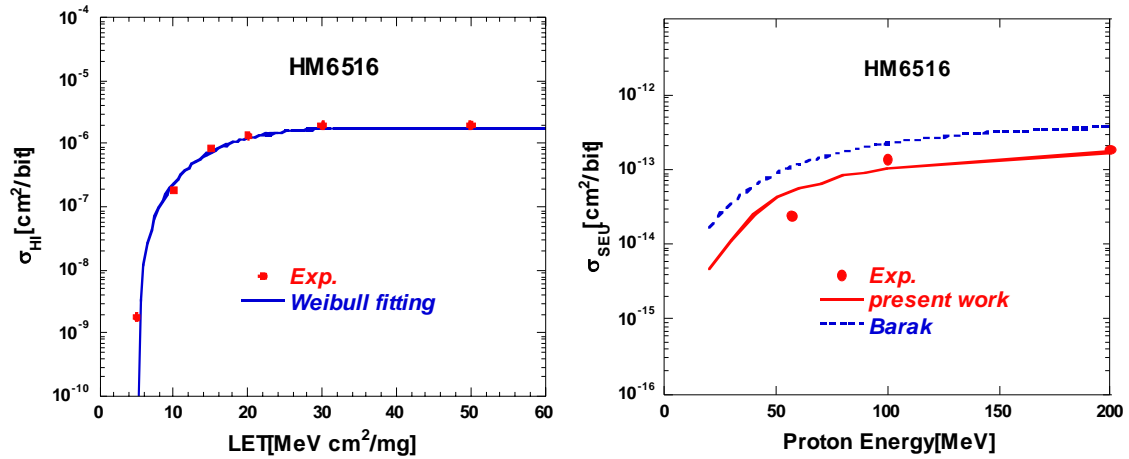


図 4.12 SRAM 16Kb (HM6516) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

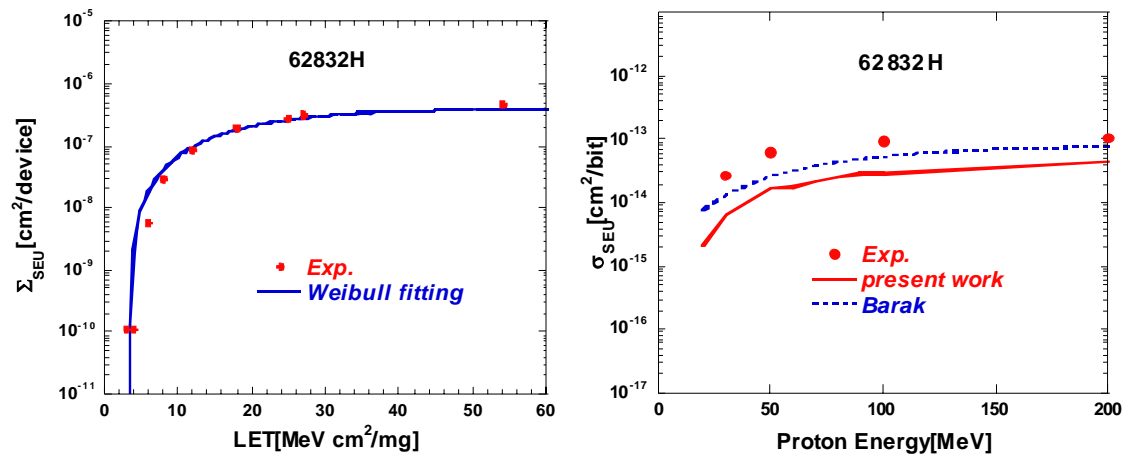


図 4.13 SRAM 256Kb (62832H) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

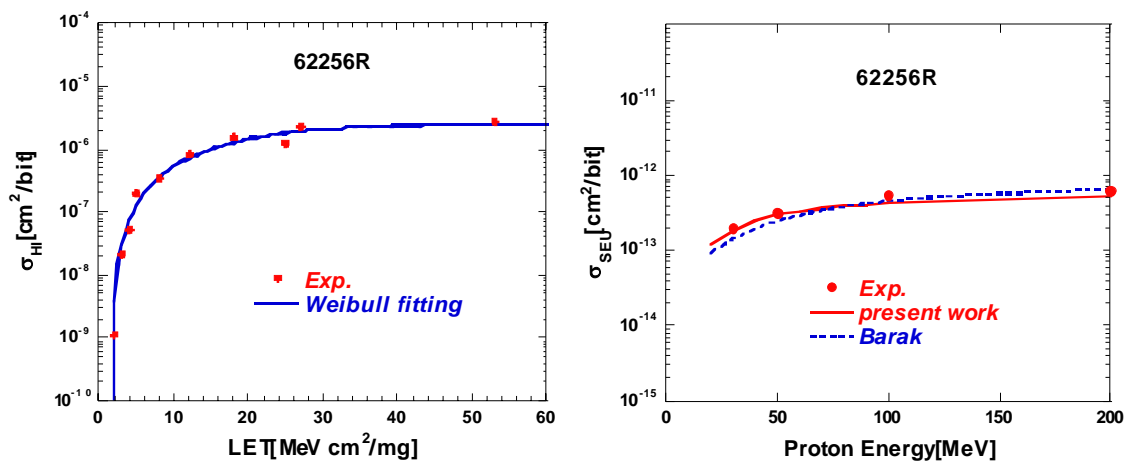


図 4.14 SRAM 256Kb (62256R) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

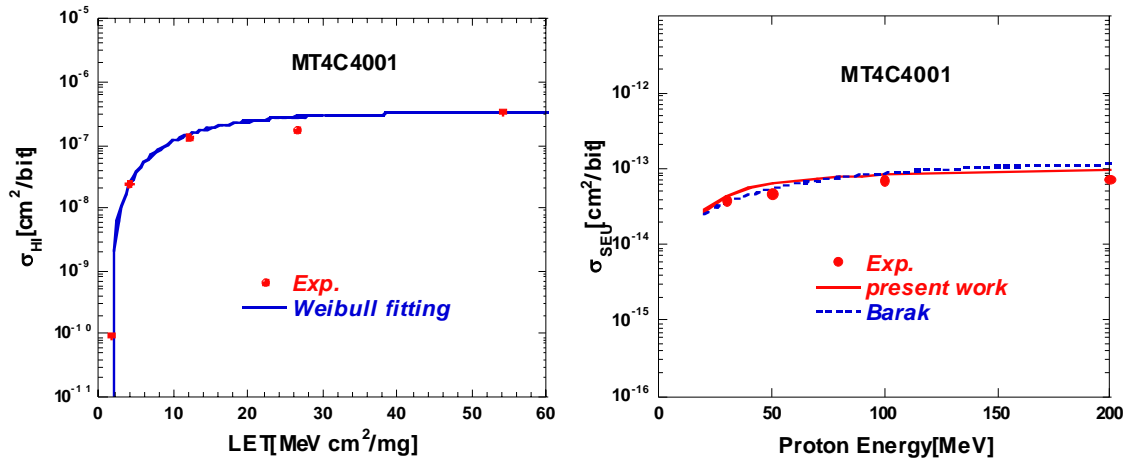


図 4.15 DRAM 4Mb ( MT4C4001 ) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

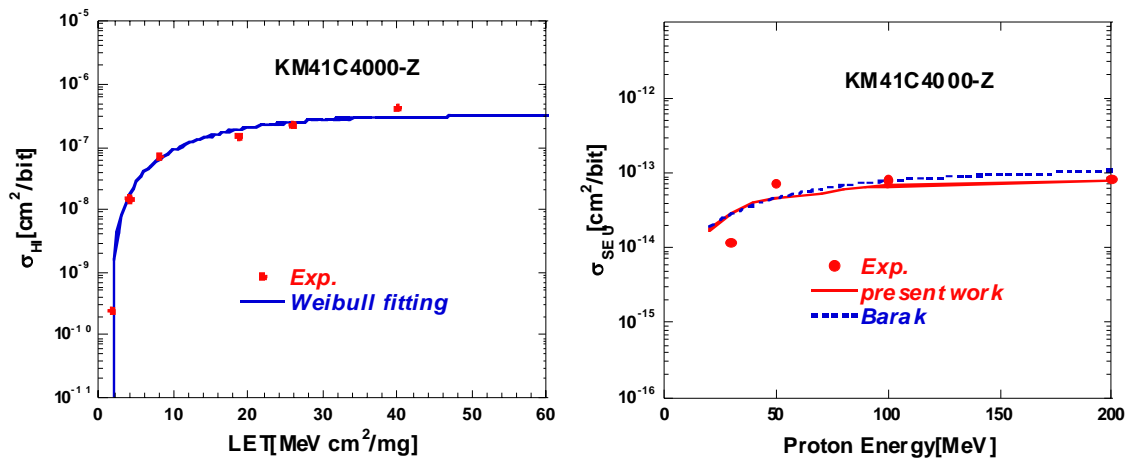


図 4.16 DRAM 4Mb ( KM41C4000Z-8 ) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

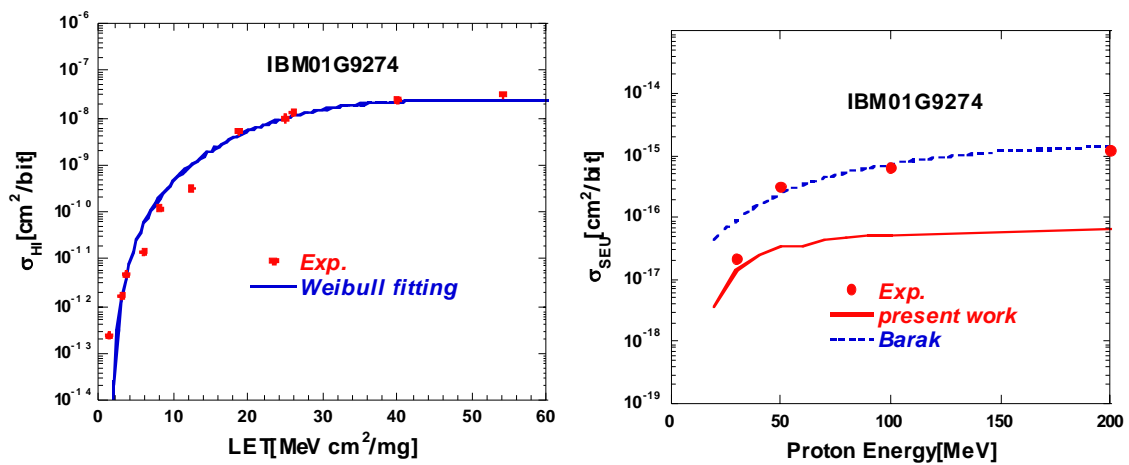


図 4.17 DRAM 4Mb ( IBM01G9274 ) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

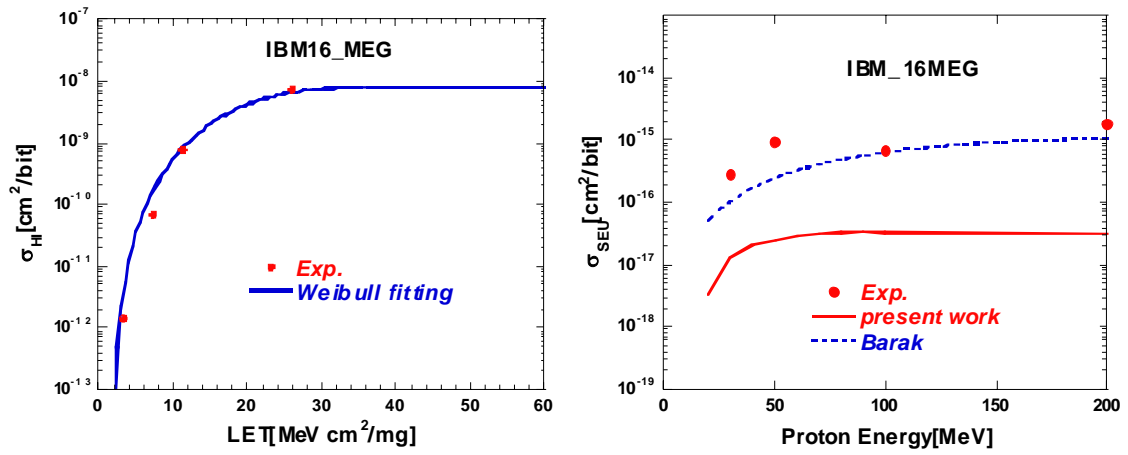


図 4.18 DRAM 16Mb ( IBM\_16MEG ) に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

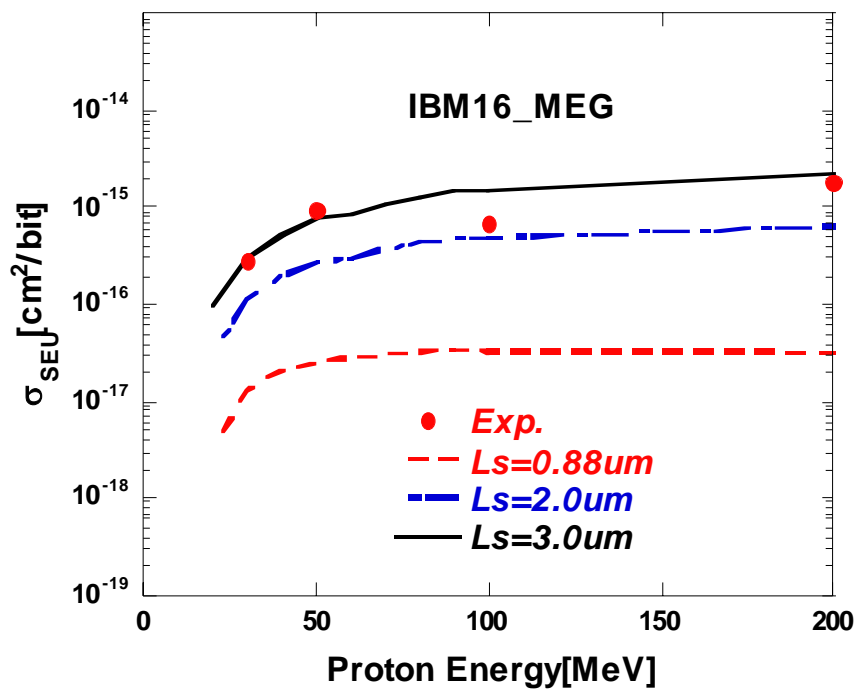


図 4.19 DRAM 16Mb ( IBM\_16MEG ) に対する有感領域上面の面積依存性

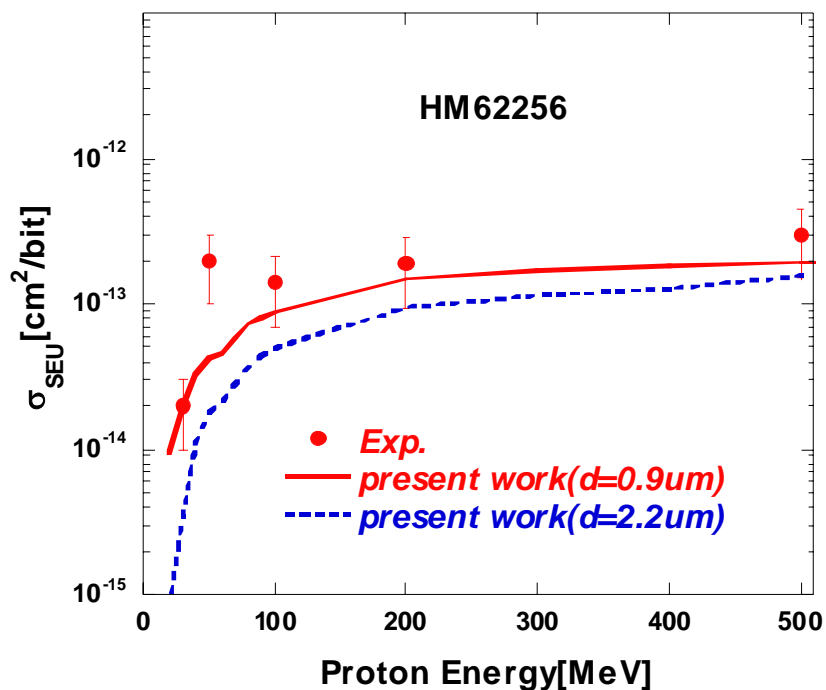


図 4.20 SRAM 256Kb (HM62256) に対する陽子誘起 SEU 断面積

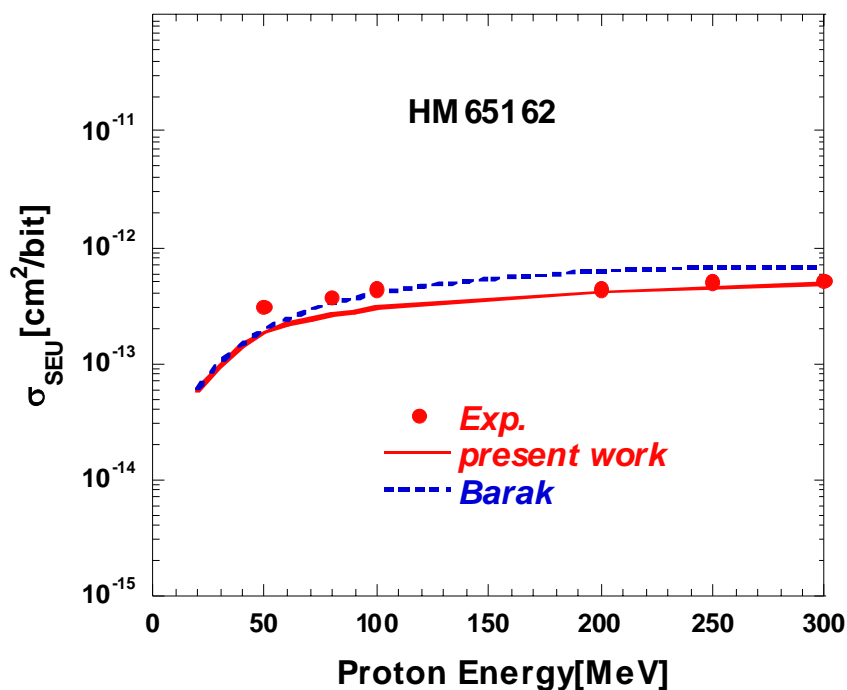


図 4.21 SRAM 16Kb (HM65162) に対する陽子誘起 SEU 断面積

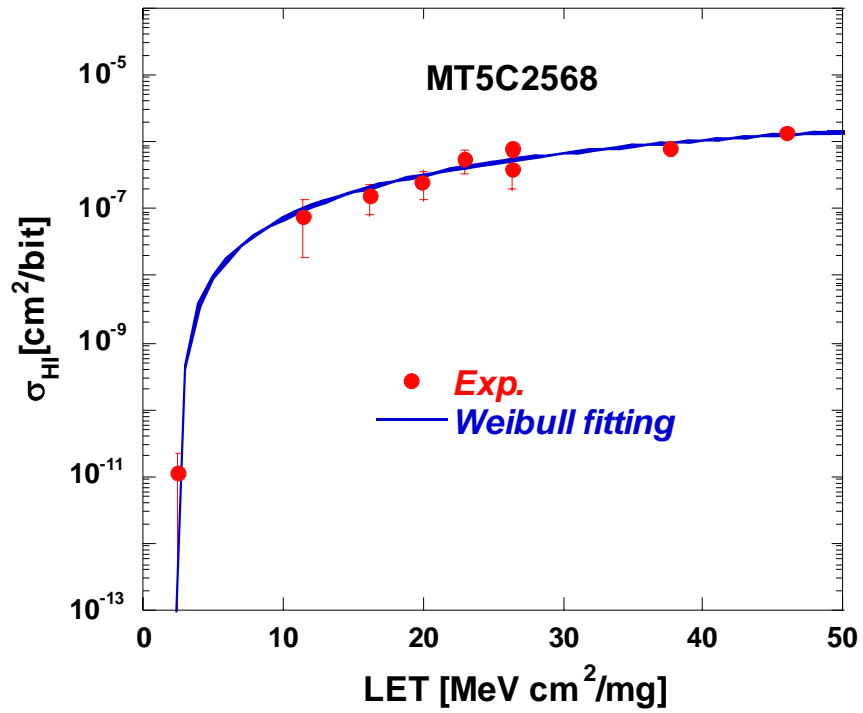


図 4.22 SRAM 256Kb (MT5C2568)に対する  
重イオン誘起 SEU 断面積

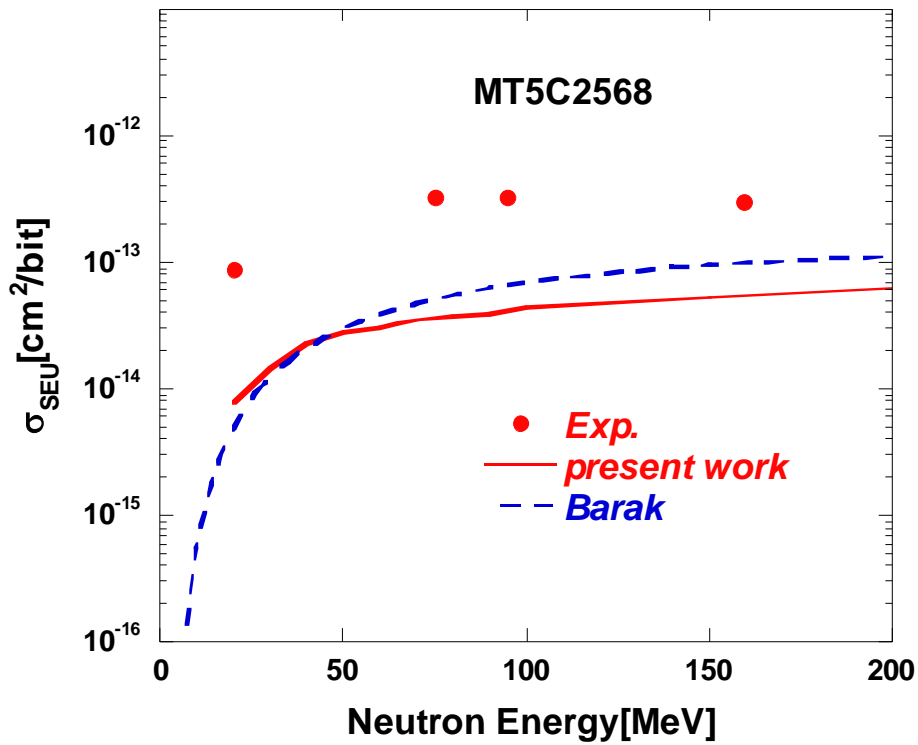


図 4.23 SRAM 256Kb (MT5C2568)に対する  
陽子誘起 SEU 断面積

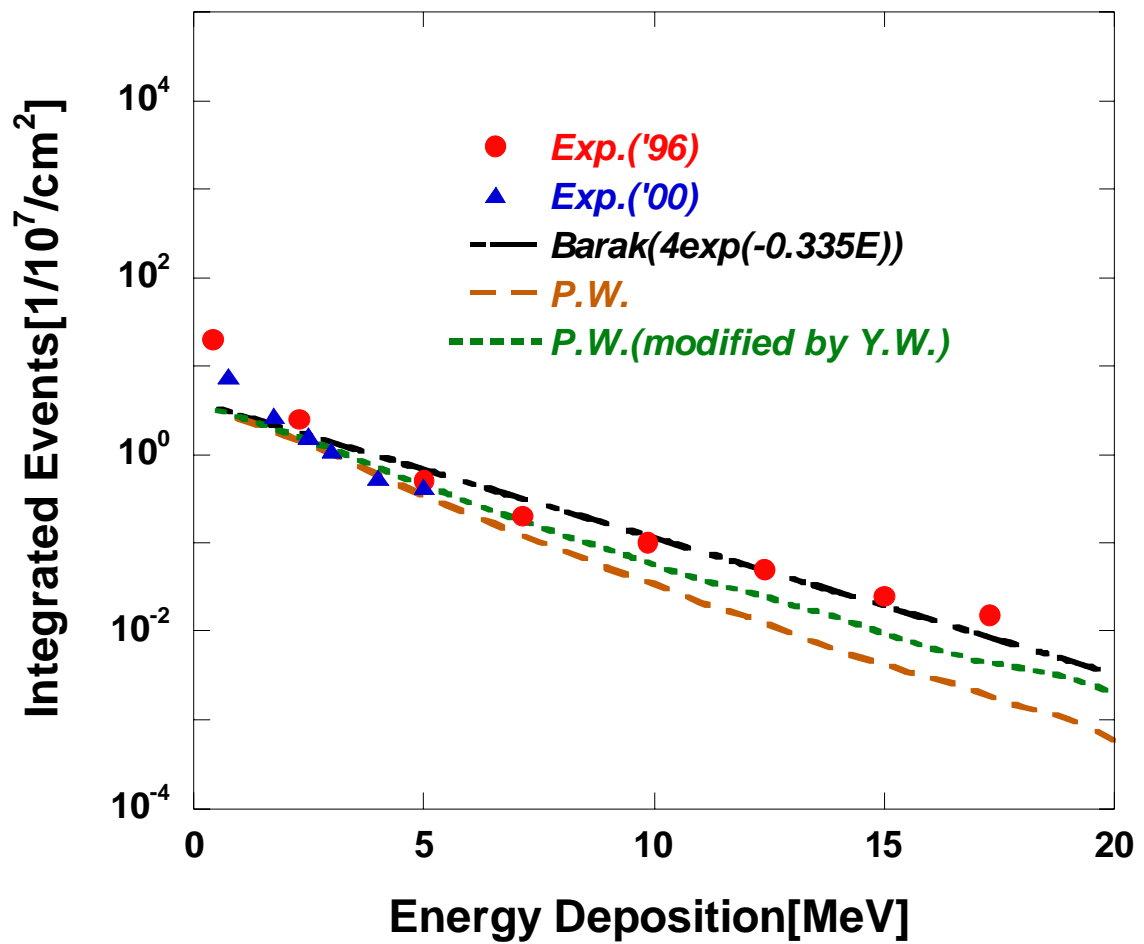


図 4.24 SBD に対する 300MeV 陽子入射実験に対するエネルギー付与分布 ( $d=2\mu\text{m}$ )

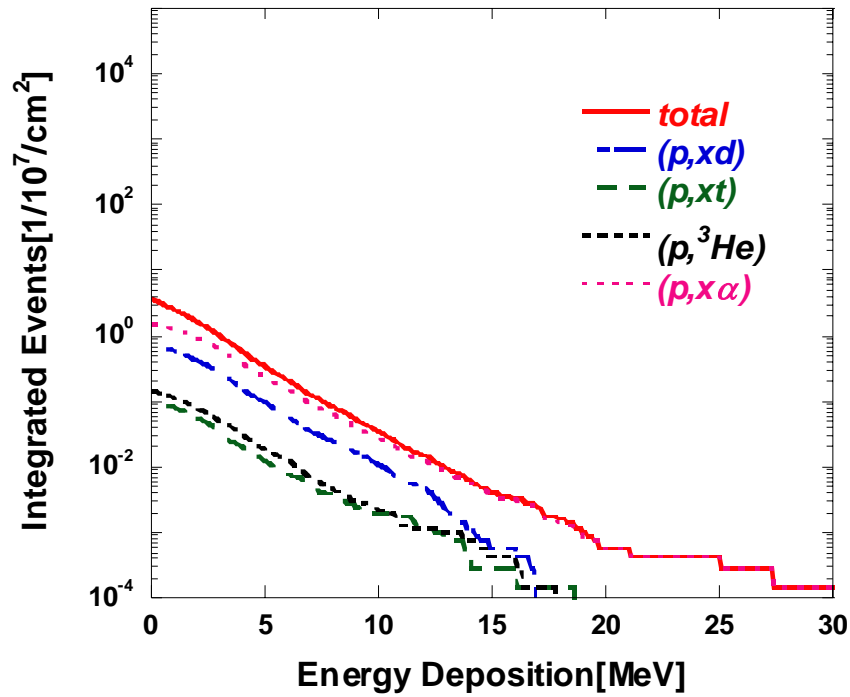


図 4.25(a) 各反応における SBD に対する 300MeV 陽子入射実験に対するエネルギー付与分布 (QMD 修正前)

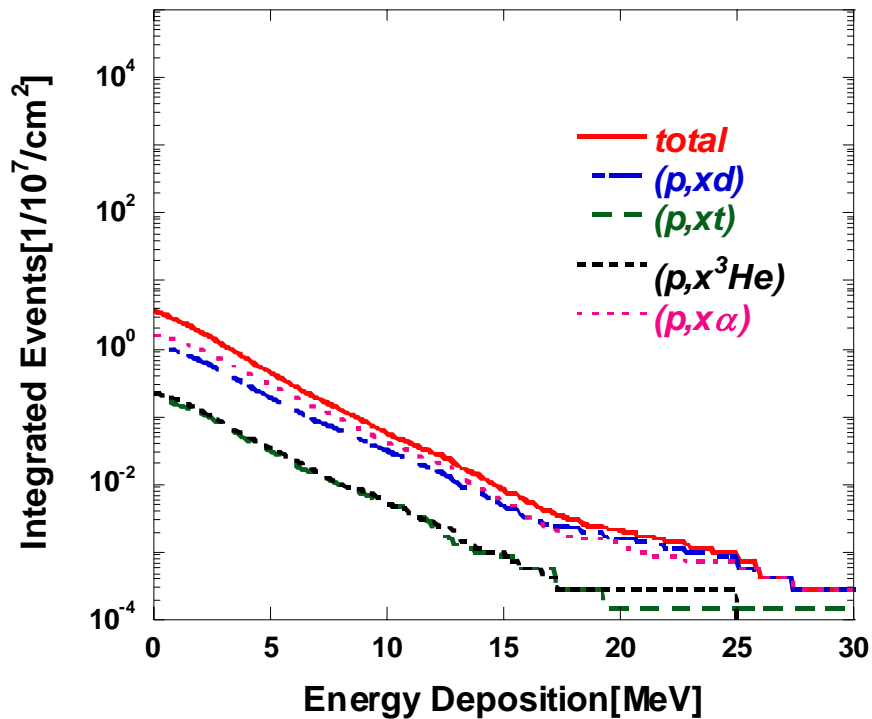


図 4.25(b) 各反応における SBD に対する 300MeV 陽子入射実験に対するエネルギー付与分布 (QMD 修正後)

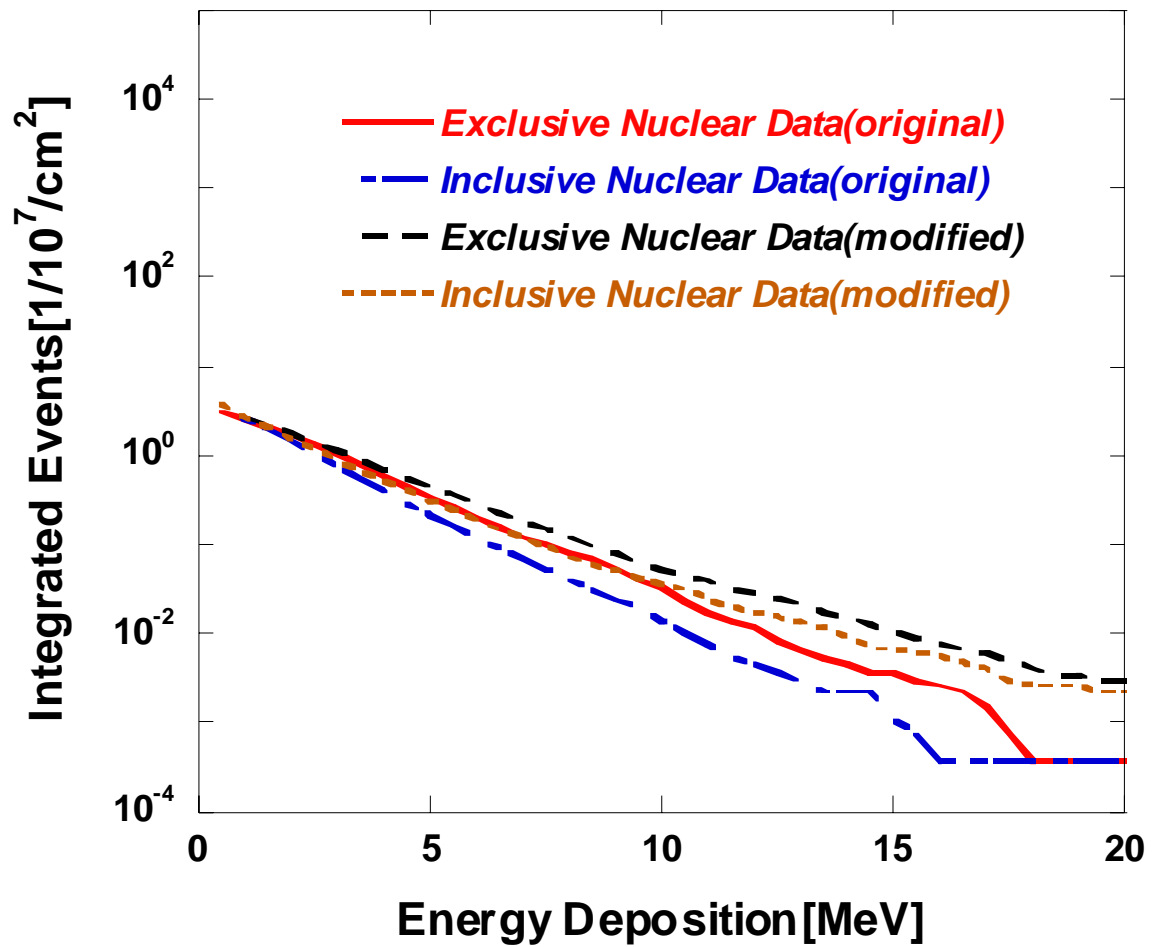


図 4.26 包括的な核データと排他的核データを用いたときのSBD に対する 300MeV 陽子入射実験に対するエネルギー付与分布の比較

## 第5章 結論

本研究では、SEU 現象の初期過程で必要とされる放出二次イオンの核データ（エネルギースペクトルの形状、多イオン同時放出）の拡張を行い、それらのデータが SEU に与える影響を調査した。また、弾性散乱が SEU 現象に与える影響についても調査した。結果を整理すると以下ようになる。

- エネルギースペクトルの形状の差が SEU 現象に与える影響を調査した結果、臨界エネルギー量が小さくなるにつれ、その影響が小さくなっていくことが分かった。
- 多イオン同時放出過程が SEU 現象に与える影響を調査した結果、1 回の反応で複数放出されるイオンは、LET の小さい軽イオンであるため、有感領域のサイズが小さくなるにつれその影響は小さくなっていくことが分かった。しかし、包括的な核反応データベースを用いた計算では、一回の反応で複数の素子が反転するタイプのマルチビットアップセット (MBU) は計算することができない。そのため、これについては今後検討していく必要がある。
- 弾性散乱が SEU 現象に与える影響を調査した結果、弾性散乱断面積が反応断面積より大きい入射エネルギー領域においてもその影響は最大 20%程度であることが分かった。

さらに、重イオン入射 SEU 断面積の実験データを使用した半経験モデルと陽子誘起 SEU 断面積の実験データと比較した。

- 半経験モデルを用いて SEU 断面積の実験データを解析した結果、ほとんどのデバイスで、絶対値およびその入射エネルギー依存性を再現することができた。

- 陽子誘起 SEU 断面積に対する有感面積および有感領域の厚さの影響を調査した結果、両者とも陽子誘起 SEU 断面積の絶対値に大きな影響を与えることが分かった。

最後に、本研究で行った宇宙線中性子および陽子誘起 SEU の評価については、今後検討すべき点がいくつか残っている。今後の課題を以下にまとめておく。

1. 今回、半経験モデルを用いて調査したデバイスは比較的世代の古いものであったので、無人宇宙実験システム研究開発機構 (USEF) のデータなどを用いて、集積度の高いデバイスに対して、この半経験モデルが適用できるか調査する。
2. 有感領域のサイズは絶対値に対して大きな影響があるため、回路シミュレーションなどで厳密に有感領域のサイズが分かっているデバイスに対する実験データ解析を行い、半経験モデルの妥当性を調査する。

## 参考文献

- [1] 五家建夫, 衛星のソフトウェアから地上のソフトウェアへ (1998).  
(<http://reaj.i-juse.co.jp/essay/2000/000114-5.html>)
- [2] Compaq White Paper, 新たな挑戦 - Compaq アドバンスドメモリプロテクションストラテジの推進 (2001).  
(<http://www.compaq.co.jp/tec/whitepaper161.pdf>)
- [3] P.C. Murley et al., IBM J. Res. Develop., Vol. **40**, No.1, (1996), p.109.
- [4] P. Shivakumar et al., Int. Conf. on Dependable Systems and Networks, IEEE Proc. (2002).
- [5] Y. Watanabe, et al., Int. Conf. on Nucl Data for Science and Technology, AIP CP Vol. **769**, (2005), p. 1646.
- [6] 恩田忠典, 丸橋克英, 「宇宙環境科学」, オーム社, (2000).
- [7] K. O'Brien, Report No. EML-338, United States Department of Energy (1978).
- [8] 核反応論入門 (<http://art.aees.kyushu-u.ac.jp/members/watanabe/rensai.htm>)
- [9] K. Shibata et al., J. of Nucl. Sci. and Technol. Vol.**39**, 1125 (2002).
- [10] 塚本泰幸, 2002 年修士論文 (2003).
- [11] Y. Watanabe et al., Int. Conf. on Nucl Data for Science and Technology, AIP CP Vol. **769**, (2005), p. 326.
- [12] M.B. Chadwick et al., Nucl. Sci., Vol. **131**, 293 (1998).
- [13] K. Niita et al., JQMD/GEM code, JAERI-Data/Code 99-042 (1999).

- [14] S. Furihata, Nucl. Inst. Method in Phys. Res. B **171**, 251 (2000); S. Furihata and T. Nakamura, J. Nucl. Sci. and Technol., Suppl. **2**, 1380 (2002).
- [15] J. Ziegler, SRIM code, (1990).  
(<http://www.research.ibm.com/ionbeams/SRIM/SRIMLEGL.HTM>)
- [16] J. Barak, et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **43**, No.3, (1996), p.979.
- [17] J. Barak, et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **47**, No.3, (2000), p.545.
- [18] F. Wrobel et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. Vol. **48**, (2000), p.1946.
- [19] P. D. Bradley et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. **45**, (1998), p.2929.
- [20] Y. Watanabe, to be published in Proc. Of Workshop on the Future of Theory- and Experiment-based Nuclear Data Evaluation, Bruyeres-Chatel, France, Sept. 26-28, 2005.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり貴重なアドバイスをして頂いた中島秀紀教授には深く感謝しております。渡辺幸信助教授には研究、本論文の作成にあたり適切な御指導、御助言を与えてくださり、また研究に限らず日頃から様々な知識やものの捉え方、考え方、また、相手に物事を伝えることの難しさなどをご教授頂き、非常に充実した3年間を送ることができました。社会に出てもこの経験を生かしたいと思います。研究分野は異なっておりましたが、どんなつまらないことでも質問に答えてくださった梶村好宏講師に大変感謝しております。また、私が困っていたときなど様々なアドバイスをして頂いた山本直嗣助手には大変感謝しております。いつも明るい岡安秘書には大変感謝しております。

同じ研究グループにおきまして、林真照氏にはこの研究室配属当初から研究のことだけでなくパソコン等非常に役立つ知識を与えていただき感謝しております。直接お礼が言えないのが非常に残念です。加来大輔氏には様々な相談にも乗って頂き大変感謝しております。就職活動頑張ってください。西嶋康太氏には、研究面で非常にお世話になりました。来年以降、一人で大変だと思いますが頑張ってください。応援しています。Dimitre. N Kadrev氏には短い期間でしたが、久しぶりに英語に触れる機会を与えて頂き大変感謝しております。

宮本尚使氏は研究室配属当初から様々な話を聞かせて頂き大変感謝しております。増井博一氏には、豊富な知識でいつも私の疑問に対して快く答えて下さり大変感謝しております。

研究分野は異なっておりましたが、素晴らしい時間を過ごさせて頂いた修士課程2年和泉敬介氏、篠原大介氏、新屋敷佳祐氏、谷所正彦氏、修士課程1年小川真司氏、笠岳幸氏、近岡貴行氏、野田賢治氏、宗貞伸孝氏、学部4年金川隆保氏、川淵亮氏、近藤慎哉氏、三好誠氏には大変感謝しております。

最後になりましたが、長い学生生活を支えてくださった父、母、そして妹に心から感謝致します。