

# 第1章 序論

## 1.1 研究背景

近年、科学技術の発展により、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、宇宙開発は急速に進んでいる。しかし、宇宙空間に存在するこれらの物体は、絶えず高エネルギーの宇宙線（宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線）の脅威に曝されている。

高エネルギーの宇宙線（宇宙線陽子、重イオンなど）が半導体デバイスに入射すると、ビット内情報が反転する（シングルイベントアップセット：SEU）という現象が起こることがある。この SEU 現象を起因として、コンピュータの誤動作（ソフトウェア）が起きる。ソフトウェア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、コンピュータの中核部で起こるとその影響は甚大である。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 回のペースでソフトウェアが起きたと報告されている[1]。

宇宙空間における高エネルギーの放射線（一次宇宙線）は、その起源によって銀河宇宙線、捕捉放射線帯粒子線（Van Allen 帯粒子線）、太陽高エネルギー粒子線の 3 つに分けることができる。Fig. 1.1 に宇宙放射線環境[2]の図を示す。これらの宇宙線の主な構成粒子は陽子（約 80~90%）であり、残りの大半が  $\alpha$  粒子、そして 1%程度が重イオン[3]である。つまり、宇宙機器に対しては高エネルギー放射線の脅威として、まず陽子からの影響を考える必要があるということがわかる。ここで高度 1000km における陽子の強度分布と SEU 発生場所[4]を Fig. 1.2 に示す。Fig. 1.2 からわかるように、宇宙ステーションなどが存在する捕捉放射線帯以下の中低軌道周回における SEU 現象は、陽子に起因していると考えられている。なお、陽子線に関する各放射線の特徴は、銀河宇宙線は、エネルギーが高く、フラックスは多くない、捕捉放射線帯粒子線、太陽高エネルギーは、エネルギーは低いフラックスは多い。

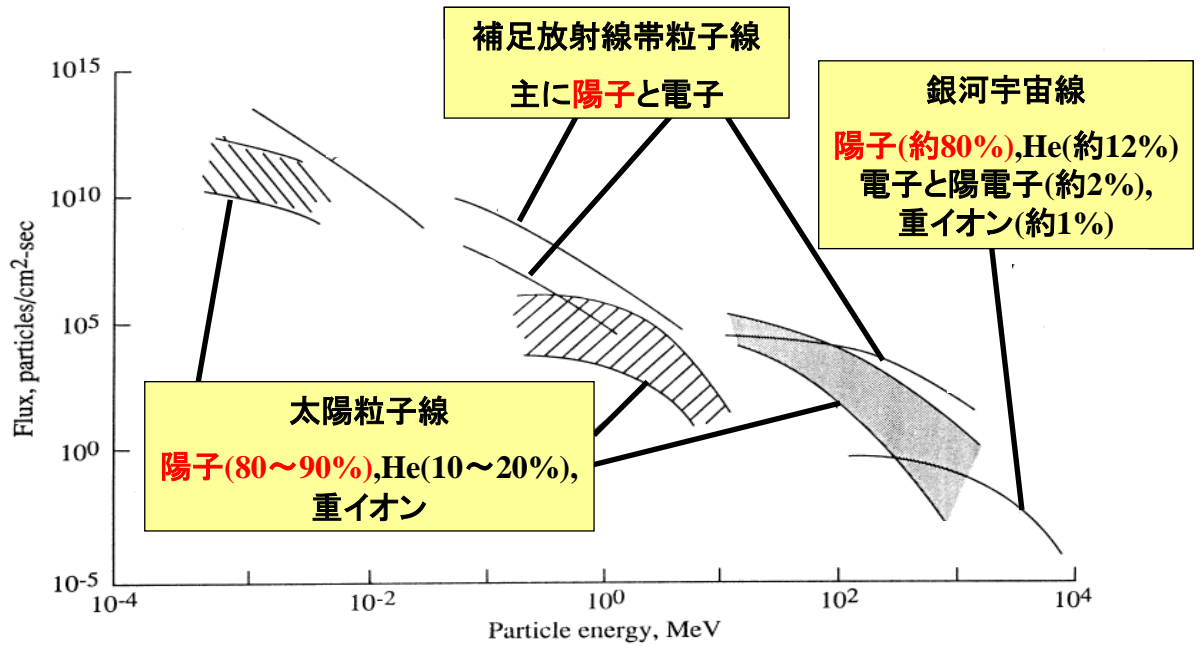


Fig. 1.1 宇宙放射線環境[2]

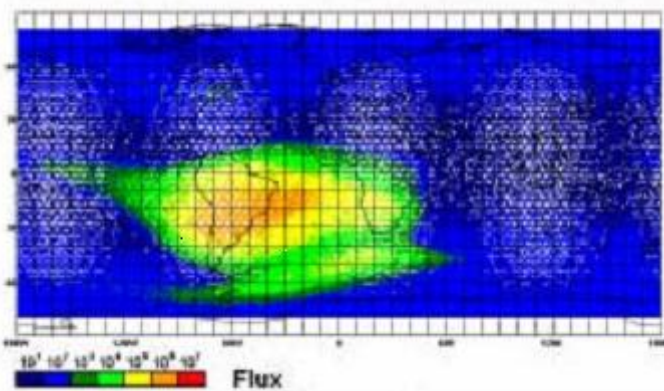


Fig. 1.2(a) 高度 1000km における陽子の強度分布[4]

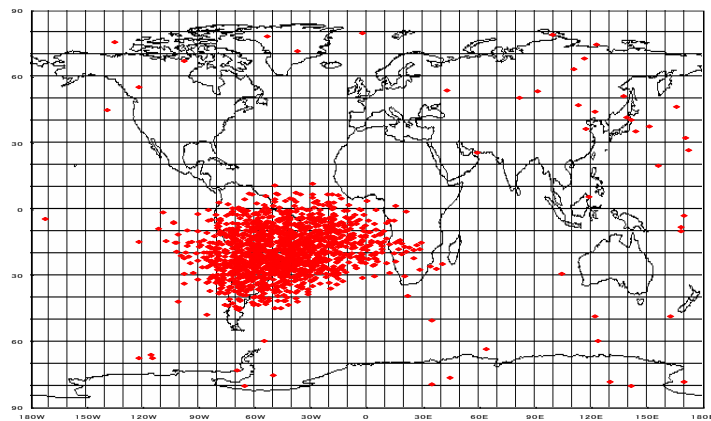


Fig. 1.2(b) 高度 1000km における SEU 発生場所[4]

現在、無人宇宙実験システム研究開発機構（USEF）において、宇宙環境信頼性実証システム（SERVIS）プロジェクト[5]が進行中である。このプロジェクトは、日本の民生部品を中低高度周回衛星の宇宙機器に転用することを目指すものである。衛星などに使用される電子部品は「高信頼性部品」と呼ばれ、民生部品と比較して値段が高く、特別設計により、時間がかかるため、性能的には2～3世代古い部品となり、結果的に衛星を性能の割に高価で、大きく重いものになっている。さらに、①宇宙政策が不明確で需要予測が難しい、②設備更新で認定設備の維持ができない、③製造量が少なく採算が合わない - などの理由で2001年頃から宇宙部品の製造を打ち切るメーカーが急増した。そこで着目したものが日本の民生電子部品である。自動車・パソコン・携帯電話などに使用されている電子部品は、世界的に見ても高品質な部類に入り、高い評価を得てきた。これらの点から考えて、民生部品を宇宙機器に転用することは、コストを削減し、高性能半導体デバイスを搭載することができるといった利点を生み出すことができる。そこで、民生部品を宇宙環境で使用できるか検討する必要がある。

また半導体デバイスは年々、微細化・高集積化が進んでいる。それに伴いソフトエラー率も増加している。つまり、今まで以上に、SEU現象のメカニズムの解析や、モデルの高度化が必要となっている。現在の半導体デバイスに対してモデル化ができれば、設計段階で対策を講じることができる。ソフトエラー評価には、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、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、後者はソフトエラー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、ソフトエラー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) [6]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。

本研究で、陽子誘起 SEU 現象について検討を行う際に、重イオン誘起 SEU 現象に関連付けて検討を行いたい。これには主に 4 つの理由がある。1 つ目の理由は、陽子誘起 SEU 現象は、核反応で生成した二次イオンとしての重イオンが主な原因であるということである。この点に関しては 2 章の陽子誘起 SEU 発生原理で詳しく述べる。2 つ目は、重イオンの照射試験のデータのみから陽子誘起 SEU 現象を予測できれば、陽子による実験をせずすみ、実験時間の短縮、そして、コストの削減にもつながるということである。3 つ目は、重イオン誘起 SEU の方が、陽子誘起 SEU に比べて実験しやすい特徴があるということである。4 つ目は、陽子誘起 SEU の実験を行う際、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である。以上の 4 つが、重イオン誘起の SEU から陽子誘起 SEU を予測したい主な理由である。

## 1.2 研究目的

そこで本研究では、陽子誘起 SEU 断面積を重イオン誘起 SEU 断面積に関連付けた手法で求めることを目的とする。手法としては、実験データに基づいて両者間の相関を調べ、関係式を求める現象論的アプローチと、微視的なシミュレーションの 2 つを行う。

SEU 現象における重イオンと陽子の相関は様々検討されてきた。Rollins による経験式[7]、Petersen による、Rollins の経験式と BENDEL model[8]の 2 式から求めた関係式[9]や FOM との関係式[10]、Barak による Petersen の FOM との関係式から発展させた関係式[11]、梨山による経験式[12]などがある。これらは簡易的に重イオン誘起 SEU 断面積から陽子誘起 SEU 断面積を求めることが出来る実用性がある。そこで、まずは本研究で用いたデバイスの実験データを整理、相関の傾向を調査し、上記で述べた相関の妥当性を検討する。

また、陽子誘起の SEU 断面積を求める式は様々あり、それに関して多くの研究がなされている。理論的に求める代表的なものは、W.J. Stapor らによる two parameter BENDEL model、P. Calvel らによる PROFIT model[13]、J. Barak らによる semi-empirical model[14][15]がある。当研究グループにおいても原子炉や加速器などの開発で利用され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、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 (McSEE-Q code : Monte Carlo simulation in Single-Event Effects –Kyudai version) を作成、SEU 断面積を評価してきた[16]。そこで、本コードを用いて、比較的新しい SRAM メモリに関して実験データとの比較を行うと共に、生成二次イオン種依存性の調査、将来のデバイスにおける陽子誘起 SEU 断面積の予測を行う。最後に、これから影響が出るであろう、高エネルギー陽子による直接電離の影響についても述べる。

## 第 2 章 陽子誘起シングルイベントアップセット (SEU)発生原理

陽子誘起シングルイベントアップセット (SEU: Single Event Upset) 発生メカニズムを Fig. 2.1 に従って以下に説明する。Fig. 2.1 はソフトエラー発現に関与する、物理過程の時間・空間依存性の模式図である。まず高エネルギーの宇宙線陽子が半導体デバイスに入射し、陽子と、半導体デバイスの主な構成物質であるシリコン原子核との核反応によって、様々な2次イオンが生成される。このとき生成されるイオン種の分布を Fig. 2.2 に示す。これには JQMD/GEM コード[17][18] (付録 A-2.3 に後述) を用いた計算結果を記載している。その後、生成されたイオンは半導体デバイス中にエネルギーを与えながら進み、それぞれの飛跡に沿って電子・正孔対を生成する。さらに、2次イオンが空乏層を通過した際には、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) が起きる。つまり、空乏層だけではなく、ファネリングの領域にも電荷を収集できる領域が増えることになる。2次イオンの影響により誘起された電子が半導体デバイス内において、空乏層、ファネリング領域の影響で、電荷を蓄積しているストレージノード内に流入し、ある一定の閾値以上の電荷が付与されると、それまで記録されていたビット内情報が  $0 \rightarrow 1$ 、あるいは  $1 \rightarrow 0$  と反転する。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 に起因して、コンピュータが誤動作する現象をソフトエラーという。つまり、SEU 現象を解析する上で考慮すべき物理過程は、入射宇宙線陽子のエネルギースペクトル、①高エネルギー陽子とデバイス中の原子核との核反応過程、②デバイス中で生成された2次イオンによる電子・正孔対の生成、③ドリフト・拡散による生成電荷の輸送過程である。

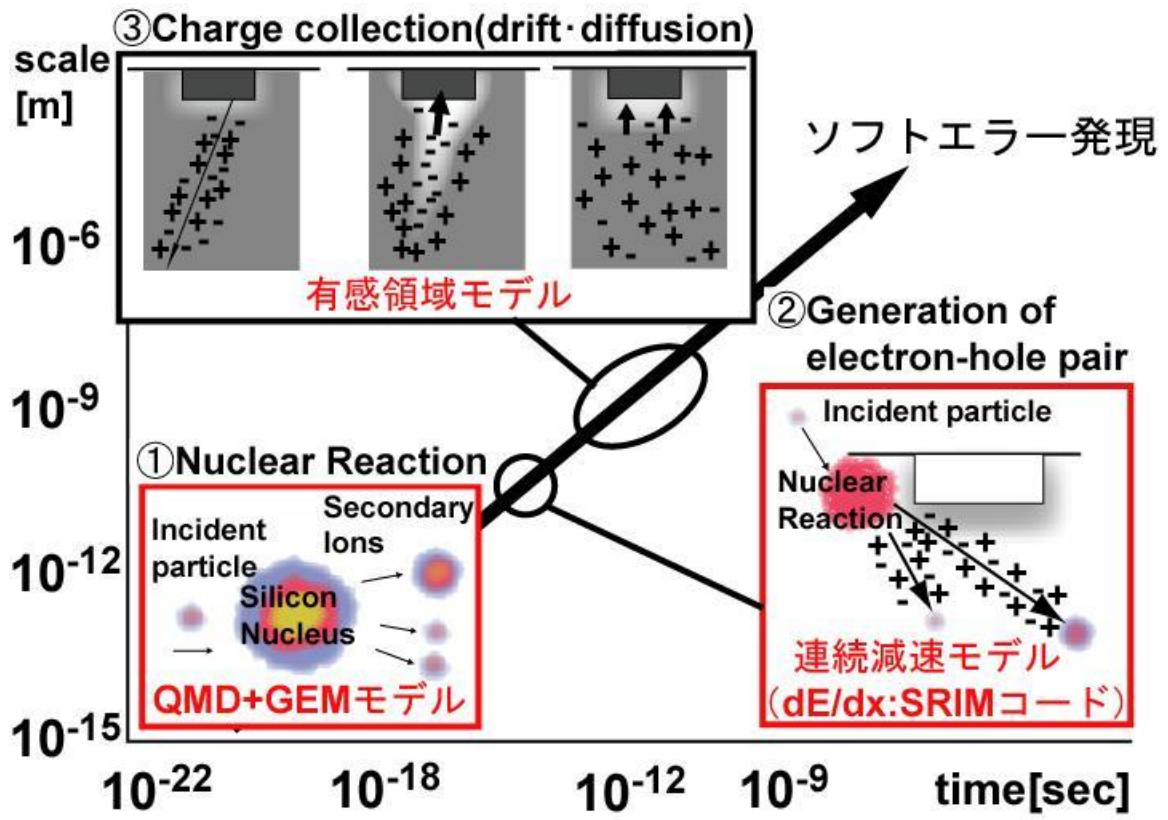


Fig. 2.1 ソフトエラーに関与する物理過程の時間・空間依存性

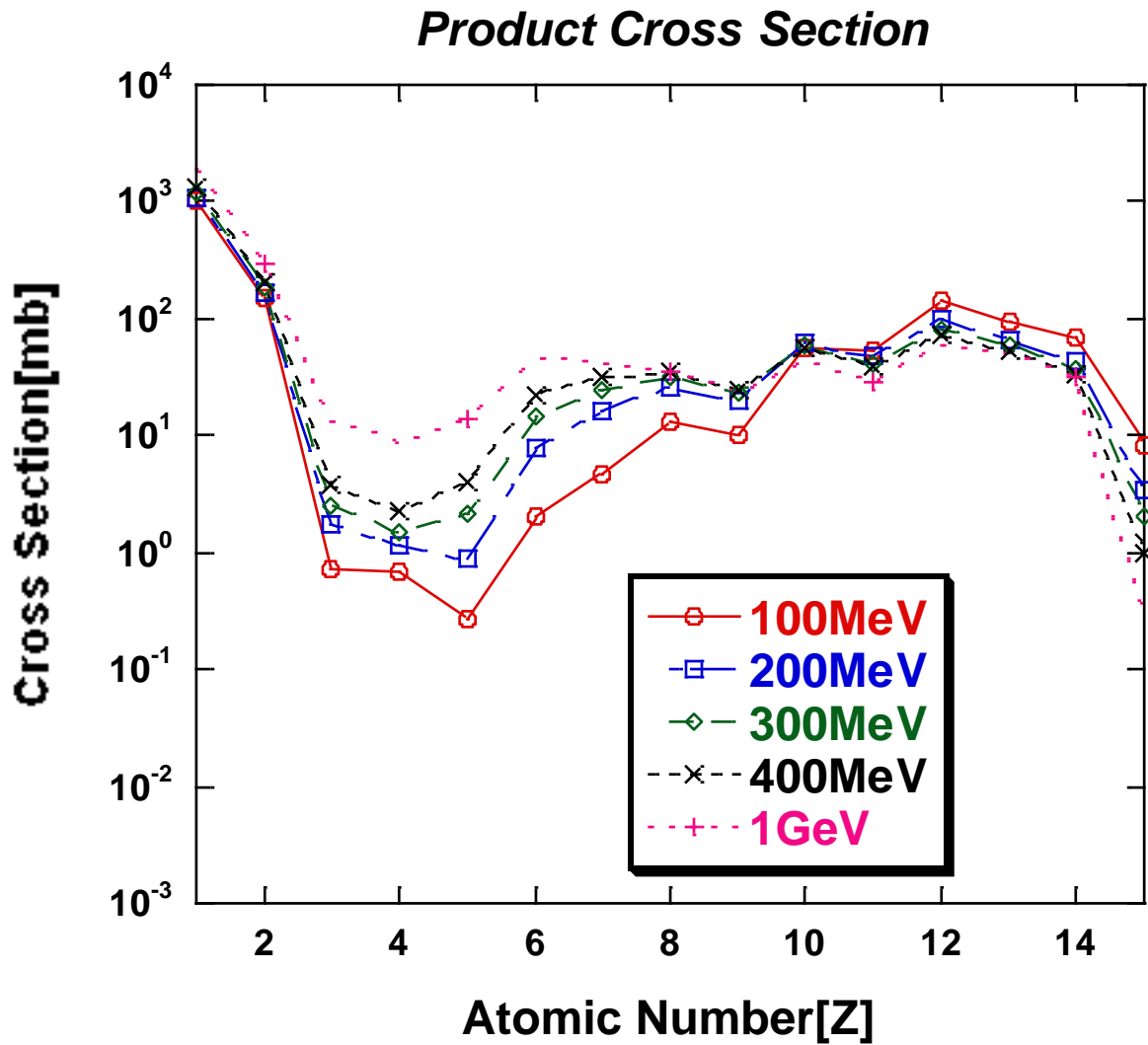


Fig. 2.2 陽子と  $^{28}\text{Si}$  の核反応によって生成される二次イオンの生成断面積の入射エネルギー依存性

## 第3章 計算手法

半導体が故障する割合を評価する際によく用いられる単位として「FIT (failures in time)」というものがある。1FIT は1時間当たり  $10^9$  件故障するという意味である。半導体業界で言われているソフトエラーの目安は  $1000[\text{FIT}/\text{デバイス}][19]$  である。つまり1チップあたり100年に1回エラーが発生するという意味である。

故障率を求める式は以下のように表される。

$$SEU\ Rate = \int \sigma_{SEU}(E) \cdot \phi(E) dE \quad (3.1)$$

ここで、 $\sigma_{SEU}(E)$  は SEU 断面積、 $\phi(E)$  は入射陽子のフラックスである。本章では(3)式の  $\sigma_{SEU}(E)$  の計算手法に関して述べる。

### 3.1 修正 Barak の半経験式

陽子誘起 SEU 断面積を計算する、修正 Barak の半経験式は次式で表される。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = CN_{Si} \sigma_{react}(E_{in}) d \int_0^{\infty} g(E_{in}, d, L) \sigma_{HI}(L) dL \quad (3.2)$$

(3.1)式における各パラメータは以下の通りである。

C : 電荷収集効率=0.6[15],  $N_{Si} = 5.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$  : シリコンの数密度

$\sigma_{react}$  : 反応断面積

d : 有感領域の厚さ

L : LET (線エネルギー付与)

$E_p$  : 陽子の入射エネルギー

$g(E_p, L)$  : 初期電荷付与分布 (核反応によるエネルギー付与の確率分布)

$\sigma_{HI}(L)$  : ある線エネルギー付与に対し SEU が起きる確率

オリジナルの Barak の半経験式[14][15]では、反応断面積を一定の 400mb と近似しており、さらに有感領域厚さも半導体デバイスに関係なく一定の  $2 \mu\text{m}$  としている。筆者の 2005 年度卒業論文[20]で述べたが、反応断面積を 400mb と一定することは実際の傾向と異なる。実際は、反応断面積は入射エネルギーに依存して変化する。

Fig. 3.1 に陽子とシリコンの反応断面積の図を示す。陽子の入射エネルギーが 200MeV のとき、反応断面積はほぼ 400mb であるが、200MeV よりも小さなエネルギーときは、400mb よりも大幅に大きい。そのため、実験値[21]は 20MeV～50MeV までしか無いのだが、その近傍をよく再現できている JENDL/HE-2004[22]の値を用いて、その他の値も実験値に近いものと仮定して、(3.2)式は反応断面積の入射エネルギー依存性をオリジナルの式に組み込んだ修正 Barak の半経験式である。JENDL/HE-2004 については付録 A-2.2 で述べる。

$g(E_p, d, L)$  : 初期電荷付与分布 (核反応によるエネルギー付与の確率) は、SBD(Surface barrier detector:表面障壁型シリコン半導体検出器)を使用し、得られた実験データから求めた実験式[14]で(3.3)式のように表される。

$$g(E_p, d, L) = \beta \exp(-\beta L) \quad (3.3)$$

$$\beta(E_p, d) = 0.234 \cdot d \cdot 0.108 \left[ 1 + 2.78 \exp\left(-\frac{E_p}{20}\right) + 1.34 \exp\left(-\frac{E_p}{80}\right) \right] \left[ 1 + 2.5 \exp\left(-\frac{d}{15}\right) \right] \quad (3.4)$$

$\sigma_{HI}(L)$  : ある線エネルギー付与に対し SEU が起きる確率は、重イオン誘起の SEU 断面積の実験値を用いて Weibull 関数フィッティングを行った(3.5)式を用い、この式を線エネルギー付与に対し SEU が起きる確率と考える。

$$\sigma_{HI}(L) = \sigma_0 \left[ 1 - \exp\left\{-\left[\frac{L - L_0}{W}\right]^s\right\}\right] \quad (3.5)$$

(3.5)式における各パラメータは実験値のフィッティングによって求められるが、(3.5)式中での意味は以下のとおりである。Weibull 関数フィッティングに関しては付録 A-1 で述べる。

$\sigma_0$  : 重イオン誘起の SEU 断面積の飽和値

$L_0$  : 閾値 LET (アップセットが起こす LET の値)

$W, s$  : 基本的にはグラフの絶対値や形状を決めるパラメータ

ただし(3.2)式の適用範囲は、 $25\text{MeV} \leq E_p \leq 300\text{MeV}$ 、 $2\mu\text{m} \leq d \leq 100\mu\text{m}$  とされている。

また、 $g(E_p, d, L)$ と $\sigma_H(L)$ の関係の図を Fig. 3.2 に示す。ただし、 $g(E_p, d, L)$ の式における陽子の入射エネルギーは(a)200MeV、(b)20MeV である。点線は $g(L) \times \sigma_H(L)$ を示しており、(3.2)式中の積分内部の値である。この点線部分を見てわかるように、陽子誘起の SEU 断面積を計算する際、特に陽子の入射エネルギーが低い場合、 $\sigma_H(L)$ のパラメータである  $L_0$  の値の設定が重要になる。

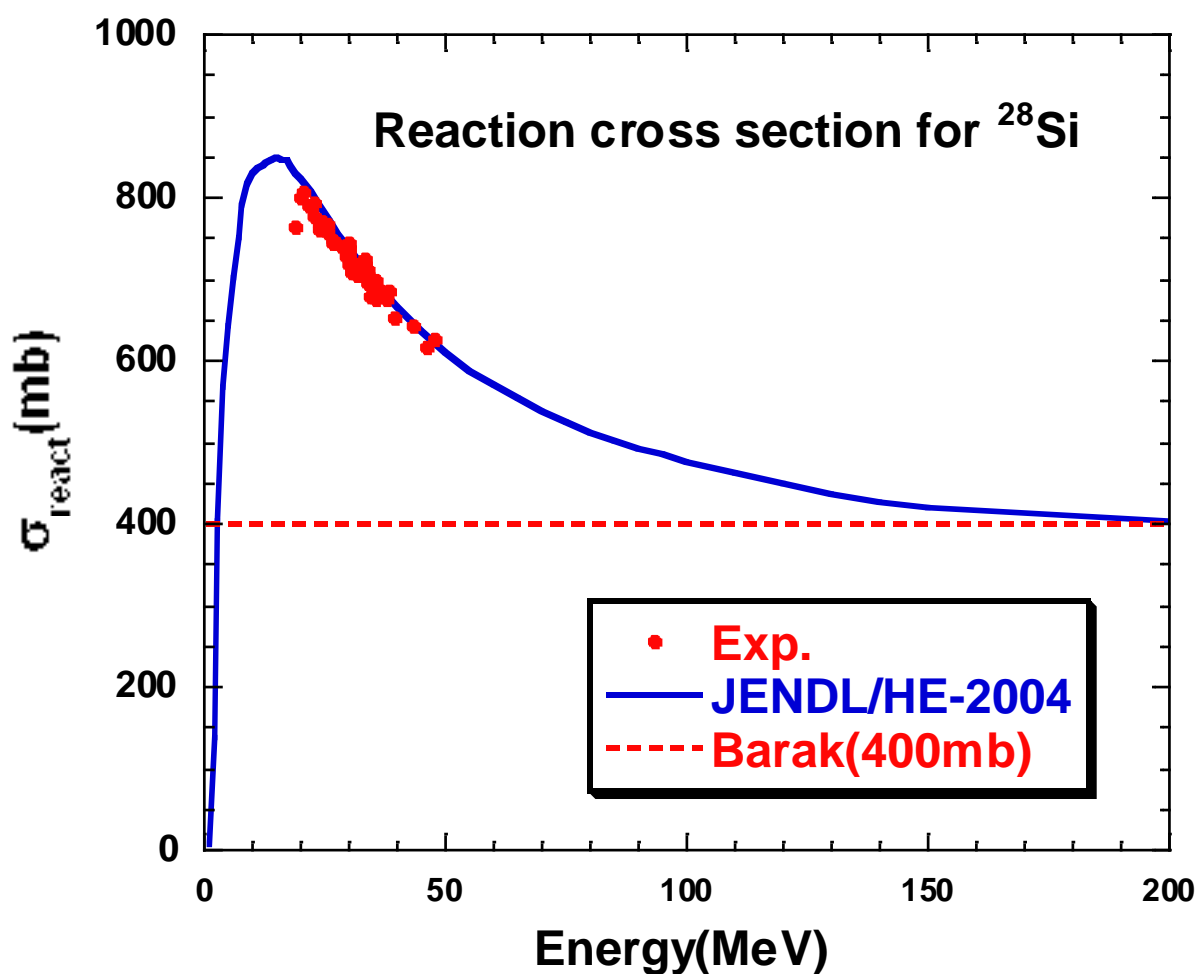


Fig. 3.1 陽子とシリコンの反応断面積

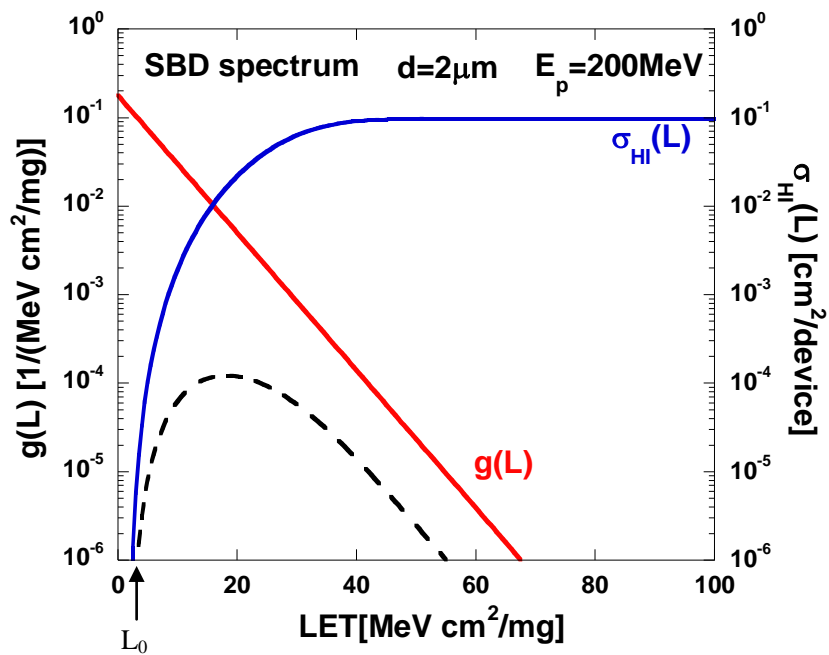


Fig. 3.2(a) 陽子の入射エネルギー200MeVにおける  $g(E_p, d, L)$  と  $\sigma_{HI}(L)$  の関係図

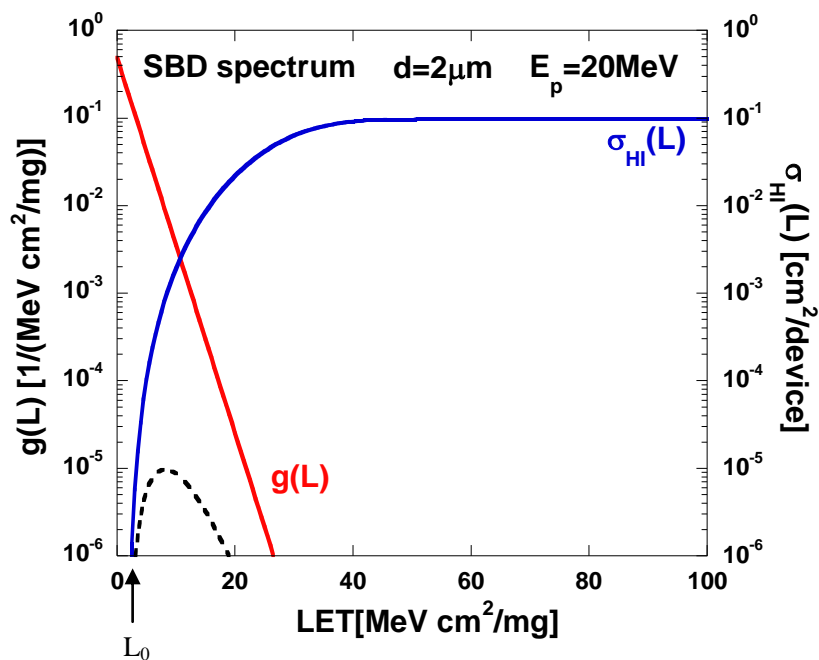


Fig. 3.2(b) 陽子の入射エネルギー20MeVにおける  $g(E_p, d, L)$  と  $\sigma_{HI}(L)$  の関係図

## 3.2 McSEE-Q コードによる陽子誘起 SEU 断面積の計算方法

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、陽子誘起 SEU 断面積を計算する半経験的モデル計算コード (McSEE-Q) [16]の概要を 2 章の Fig. 2.1 と本章の Fig. 3.3 を用いて述べる。Fig. 3.3 は有感領域モデルの計算体系である。2 章で述べたが、SEU 現象をシミュレーションする上で必要な物理過程は、①高エネルギー陽子とデバイス中の原子核との核反応過程、②デバイス中で生成された 2 次イオンによる電子・正孔対の生成、③ドリフト・拡散による生成電荷の輸送過程の 3 つであった。McSEE-Q コードでは、①には、JQMD/GEM コードを、②には、阻止能データを用いて連続減速モデルを、③には、有感領域モデルを用いている。JQMD/GEM コードに関しては付録 A-2.3 で述べる。

まず、デバイス中の原子は主に Si のため、陽子と  $^{28}\text{Si}$  の核反応のみを考える。核反応点はサンプリングにより決定する。反応断面積、放出する二次イオンとそのエネルギー・放出角度は、JQMD/GEM コードを用いて計算したものをデータベースとし、それを用いて決定した。

次に電子・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 SRIM2003 コード[23]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・正孔対生成量の計算を行った。

最後にドリフト・拡散による生成電荷キャリアの輸送過程である。これは本来電子輸送デバイスシミュレーション等で電荷の輸送量を決定する必要がある。しかし、

ここでは有感領域モデルを用いる。Fig. 3.3 のような直方体を考える。半導体メモリ内の電荷収集する有感領域を  $L_{s1}, L_{s2}, d$  の直方体、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。この有感領域に電荷（エネルギー）が一定値以上付与された場合、SEU をカウントする。この有感領域 1 つが 1 ビットに相当する。

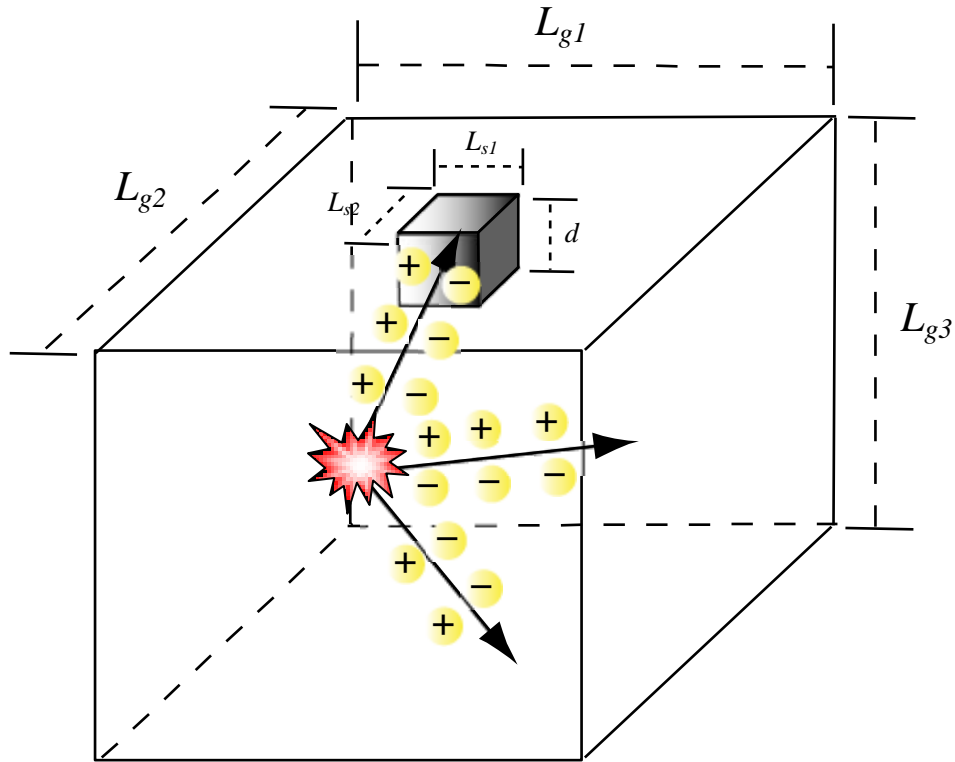


Fig. 3.3 計算体系

1 ビット当たりの情報が反転する確率である SEU 断面積  $\sigma_{SEU}(E_{in})$  は以下の式で表す。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = \int_0^{\infty} \sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) h(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.6)$$

(3.6)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、 $E_{in}$  は陽子の入射エネルギーを示す。次項では  $\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon)$  と  $h(\varepsilon)$  について詳細に説明する。

### 3.2.1 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。

$$\sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) = \sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon) + \sigma_{ED(elast)}(E_{in}, \varepsilon) + \sigma_{ED(direct)}(E_{in}, \varepsilon) \quad (3.7)$$

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 ( $= L_{g1} \times L_{g2} \times L_{g3}$ ) を表す。

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

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。

$$\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon) = N_{Si} V_{int} \sigma_{react}(E_{in}) g_{react}(E_{in}, \varepsilon) \quad (3.8)$$

$$g_{react}(E_{in}, \varepsilon) = \frac{N_{react}(E_{in}, \varepsilon \leq \varepsilon < \varepsilon + \Delta\varepsilon)}{N_{trial} \Delta\varepsilon} \quad (3.9)$$

ここで、 $\sigma_{react}(E_{in})$  は反応断面積を示す。Fig. 3.4 に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示す。反応断面積、放出する二次イオンとそのエネルギー・放出角度は、JQMD/GEM コードを用いて計算したものをデータベースとしている。

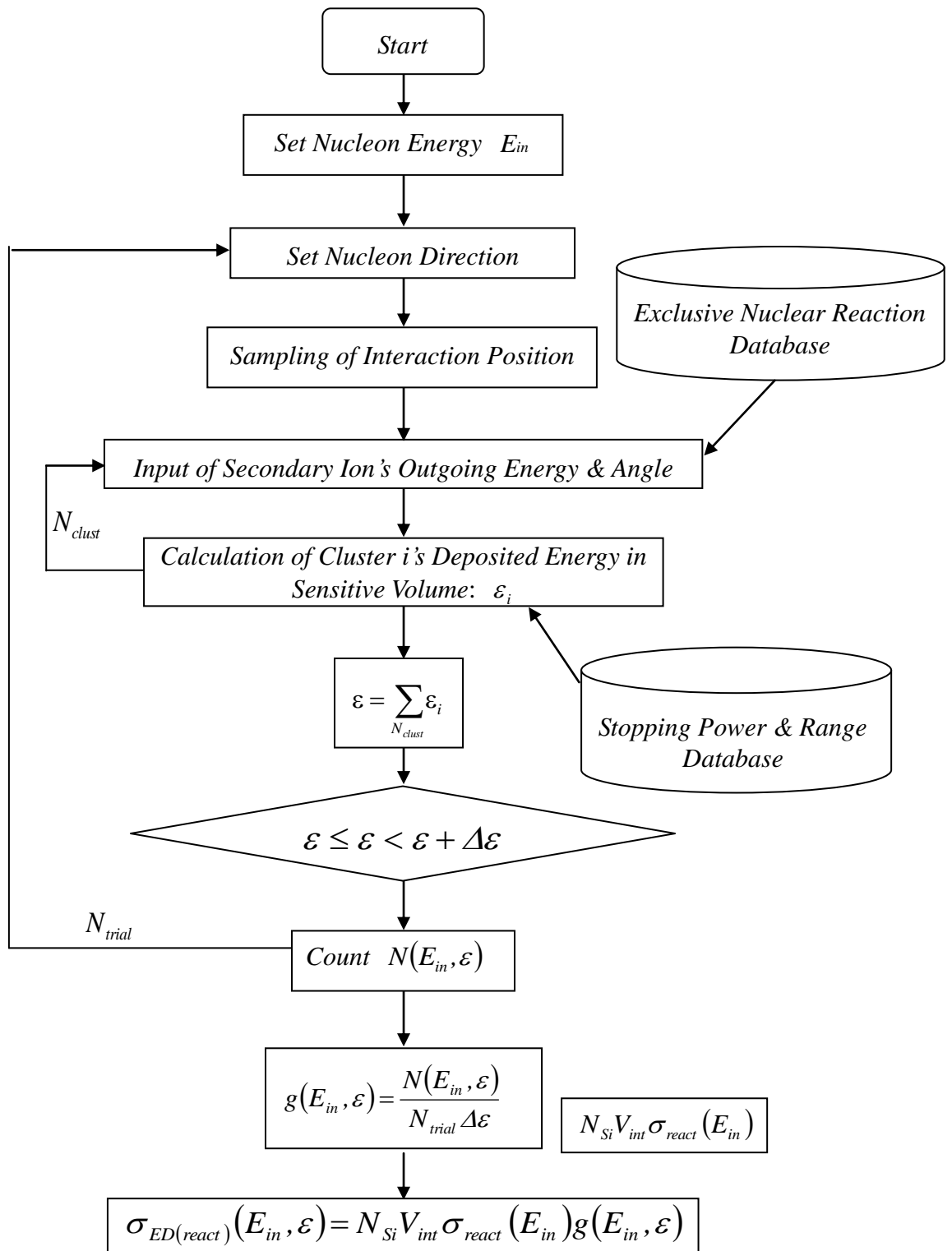


Fig. 3.4  $\sigma_{ED(react)}(E_{in}, \varepsilon)$  計算フローチャート

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

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

$$\sigma_{ED(ela\text{st})}(E_{in}, \varepsilon) = N_{Si} V_{int} \sigma_{ela\text{st}}(E_{in}) g_{ela\text{st}}(E_{in}, \varepsilon) \quad (3.10)$$

$$g_{ela\text{st}}(E_{in}, \varepsilon) = \frac{N_{ela\text{st}}(E_{in}, \varepsilon \leq \varepsilon < \varepsilon + \Delta\varepsilon)}{N_{trial} \Delta\varepsilon} \quad (3.11)$$

ここで、 $\sigma_{ela\text{st}}$  は弾性散乱断面積を示す。Fig. 3.5 に  $\sigma_{ED(ela\text{st})}(E_{in}, \varepsilon)$  の計算フローチャートを示す。

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、JENDL/HE-2004 データベースを使用する。JENDL 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。

$$\sigma_{el}(E_{in}, \mu) = \frac{\sigma_{el}(E_{in})}{2\pi} p_{el}(E_{in}, \mu), \quad \int_{-1}^1 p_{el}(E_{in}, \mu) d\mu = 1 \quad (3.12)$$

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。

$$r = \int_{-1}^{\mu} p_{el}(\mu, E) d\mu \quad (-1 \leq \mu \leq 1) \quad (3.13)$$

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ている。JENDL/HE-2004 については付録 A-2.2 で述べる。

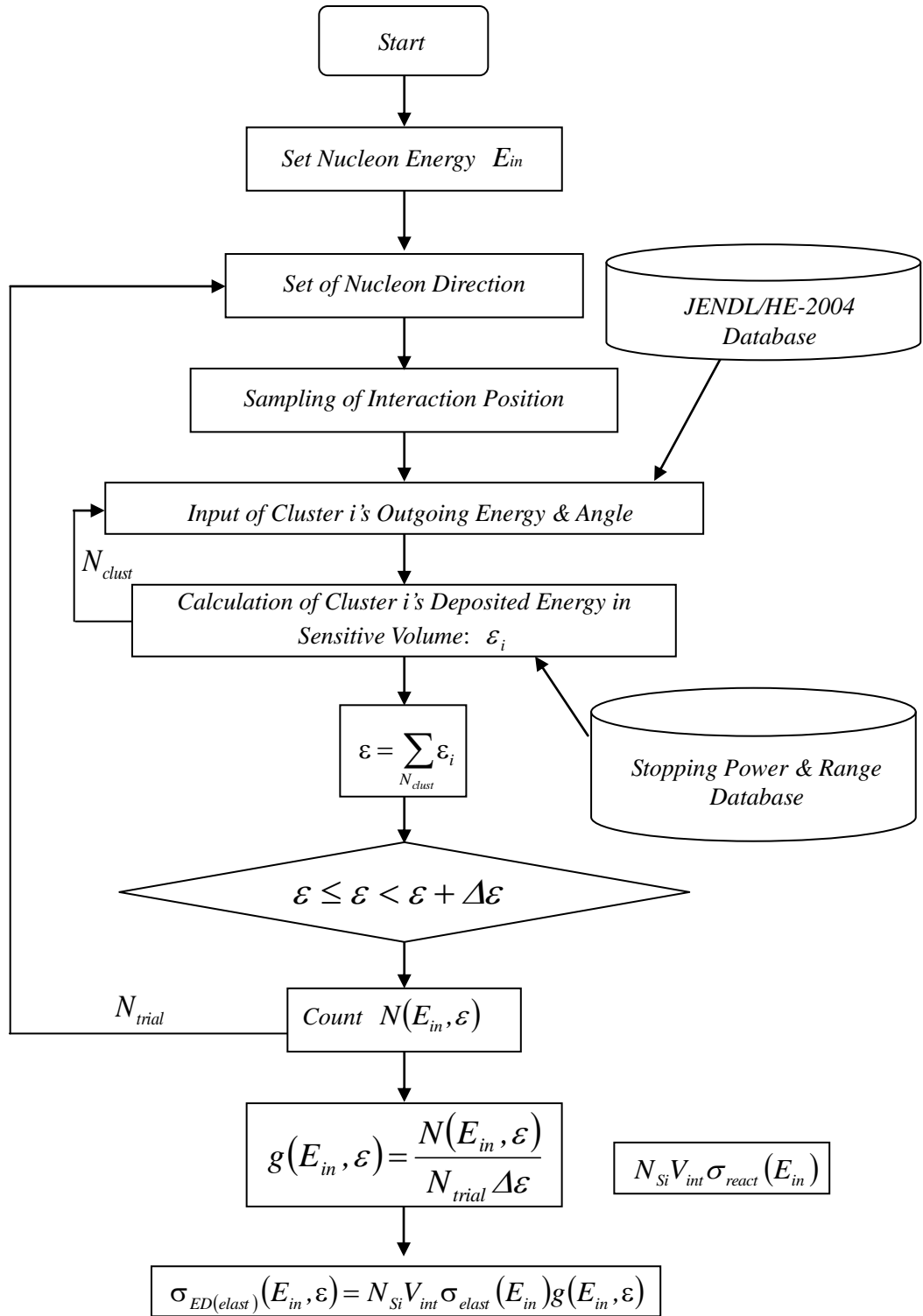


Fig. 3.5  $\sigma_{ED(elast)}(E_{in}, \varepsilon)$  計算フローチャート

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

陽子がデバイスに入射する際、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。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、この影響は無視している。しかしながら、デバイスの高集積化が進んだ場合、1つの陽子の持つ電荷は小さいかもしれないが、宇宙空間において陽子のフラックスは非常に多いため、直接電離の影響は無視できないと考えられる。そのため、第4章の最後に直接電離の影響を改めて考察することにする。

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

$h(\varepsilon)$ の分布には、重イオン入射 SEU 断面積の実験データを Weibull 関数フィッティングしたものを用いた。 $h(\varepsilon)$ は以下の式で表される。Weibull 関数フィッティングは Barak の半経験式のとおり同様である。

$$h(\varepsilon) = \frac{\sigma_{HI}(\varepsilon)}{\sigma_0} = 1 - \exp\left[-\left\{\frac{(\varepsilon - \varepsilon_c)}{W}\right\}^s\right] \quad (3.14)$$

ここで $\sigma_0, \varepsilon_c, W, s$ は Weibull fitting パラメータを表す。4.3 節において $\sigma_0$ は、電荷収集領域上面の面積 $S_{sv}$ として用いている。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。

$$\varepsilon = \rho dL \quad (3.15)$$

ここで、 $\rho$ は質量密度( $^{28}\text{Si}$ :  $2.34[\text{g}/\text{cm}^3]$ )、 $d$ は電荷収集領域の厚さ、 $L$ は LET を表す。ここで、臨界エネルギー量 $\varepsilon_c$ はパラメータとしている。臨界電荷量 $Q_c$ と臨界エネルギー量 $\varepsilon_c$ は、以下の関係で表される。

$$Q_c[\text{fC}] = \frac{\varepsilon_c[\text{MeV}]}{22.5} \times 10^3 \quad (3.16)$$

3.1 節で述べた修正 Barak の半経験式を(3.6)式と比較するため、(3.2)式を(3.14)式、(3.15)式の2つを用いて以下の(3.17)式のように変換を行う。

$$\sigma_{SEU}(E_{in}) = C \int_0^{\infty} \sigma_{ED}(E_{in}, \varepsilon) h(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.17)$$

$$\sigma_{ED}(E_{in}, d, \varepsilon) = N_{Si} \sigma_0 d \sigma_{react}(E_{in}) g(E_{in}, d, \varepsilon) \quad (3.18)$$

(3.17)式、(3.18)式のパラメータ等は(3.2)式と同様である。

## 第4章 結果と考察

### 4.1 実験データ

本研究では、Calvel の論文[13]に記載され、更に 2000 年の Barak の論文[15]にも記載されていたもの（7 種類）、SERVIS のデータベース[24]に記載されていたもの（16 種類）、陽子の入射エネルギーが約 500MeV まであり、陽子誘起 SEU 飽和断面積が明らかな 4Mb の SRAM（4 種類）[25][26]、以上の計 27 種（SRAM:17 種、DRAM:10 種）の半導体デバイスに関して比較を行った。以降、Calvel の論文に記載され、さらに Barak の論文にも記載されていたものを「①Calvel データ」、SERVIS のデータベースに記載されていたものを「②SERVIS データ」、陽子の入射エネルギーが約 500MeV まであるものを「④4Mb-SRAM データ」と呼ぶこととする。Calvel データと SERVIS データ、4Mb-SRAM データの違いは、後者 2 つの方が Calvel データと比較してより新しい半導体デバイスのため、集積度が格段に高いということである。この 3 組の半導体デバイスを比較することで、集積度が変化することによる、SEU に関する傾向と半経験モデルの適用可能性を探る。

比較を行った半導体デバイスの種類、集積度、型名、そして Weibull 関数のパラメータである、重イオン誘起の SEU 断面積の飽和値( $\sigma_0$ )、閾値 LET( $L_0$ )、 $W$ 、 $s$  を Table 1 に示す。ただし、Calvel データは論文記載の値、SERVIS データ、4Mb-SRAM データにおいては、重イオン誘起 SEU 断面積の実験データを Weibull 関数フィッティングで求めた値を示している。また同時に陽子誘起 SEU 飽和断面積の実験値、SEU 断面積比（陽子誘起 SEU 飽和断面積 ( $\sigma_p^\circ$ ) を重イオン誘起 SEU 飽和断面積 ( $\sigma_{HI}^\circ$ ) で割ったもの) を記載している。なおここでは  $\sigma_{HI}^\circ$  は  $\sigma_0$  と同じ意味である。

Table 1 本研究で使用したデバイスのパラメータ一覧

データ	種類	集積度	型名	Heavy ion Weibull parameters (論文記載またはフィッティングによる)				Exp.	Ratio $[\sigma_p^\infty/\sigma_0]$
				$\sigma_0$	$L_0$	W	s	$\sigma_p^\infty$	
①	SRAM	16kb	(A) HM6516	$1.83 \times 10^{-6}$	5.00	14.00	1.90	$1.54 \times 10^{-13}$	$8.40 \times 10^{-8}$
①	SRAM	256kb	(B)62832H	$3.81 \times 10^{-7}$	3.40	20.00	1.50	$1.13 \times 10^{-13}$	$2.96 \times 10^{-7}$
①	SRAM	256kb	(C)62256R	$2.44 \times 10^{-6}$	1.60	20.00	1.65	$5.47 \times 10^{-13}$	$2.35 \times 10^{-7}$
②	SRAM	1Mb	(a)	$1.36 \times 10^{-9}$	1.17	14.62	0.95	$1.00 \times 10^{-13}$	$7.33 \times 10^{-5}$
②	SRAM	1Mb	(b)	$1.35 \times 10^{-7}$	1.50	22.06	0.59	$7.00 \times 10^{-14}$	$5.18 \times 10^{-7}$
②	SRAM	1Mb	(c)	$1.13 \times 10^{-9}$	1.40	80.00	0.36	$1.00 \times 10^{-13}$	$8.88 \times 10^{-5}$
②	SRAM	4Mb	(d)	$8.55 \times 10^{-8}$	1.05	42.34	1.14	$1.00 \times 10^{-13}$	$1.17 \times 10^{-6}$
②	SRAM	4Mb	(e1)	$5.16 \times 10^{-7}$	0.18	29.46	1.50	$1.00 \times 10^{-13}$	$1.94 \times 10^{-7}$
②	SRAM	4Mb	(e2)	$5.94 \times 10^{-7}$	1.50	20.00	1.30	$1.00 \times 10^{-13}$	$1.68 \times 10^{-7}$
②	SRAM	4Mb	(f)	$2.83 \times 10^{-7}$	1.50	5.90	2.33	$1.00 \times 10^{-13}$	$3.53 \times 10^{-7}$
②	SRAM	4Mb	(g)	$1.16 \times 10^{-7}$	1.50	9.47	0.88	$7.00 \times 10^{-14}$	$6.02 \times 10^{-7}$
②	SRAM	4Mb	(h)	$6.30 \times 10^{-7}$	0.50	26.62	1.68	$1.00 \times 10^{-13}$	$1.59 \times 10^{-7}$
②	SRAM	8Mb	(i)	$2.02 \times 10^{-7}$	0.67	40.87	1.90	$3.00 \times 10^{-14}$	$1.48 \times 10^{-7}$
③	SRAM	4Mb	(I)KM684000	$2.19 \times 10^{-7}$	1.71	22.08	0.58	$8.25 \times 10^{-14}$	$3.76 \times 10^{-7}$
③	SRAM	4Mb	(II a)HM628512A	$4.54 \times 10^{-8}$	1.66	3.84	0.80	$8.36 \times 10^{-14}$	$1.84 \times 10^{-6}$
③	SRAM	4Mb	(II b)HM628512B	$4.54 \times 10^{-8}$	1.66	3.84	0.80	$3.90 \times 10^{-14}$	$8.58 \times 10^{-7}$
③	SRAM	4Mb	(III)M5M5408	$2.81 \times 10^{-7}$	1.56	10.97	1.17	$1.52 \times 10^{-13}$	$5.42 \times 10^{-7}$
①	DRAM	4Mb	(D)KM41C4000Z-8	$3.10 \times 10^{-7}$	1.52	18.00	1.45	$8.18 \times 10^{-14}$	$2.64 \times 10^{-7}$
①	DRAM	4Mb	(E) IBM01G9274	$2.31 \times 10^{-8}$	1.60	28.00	3.25	$1.05 \times 10^{-15}$	$4.53 \times 10^{-8}$
①	DRAM	4Mb	(F) MT4C4001	$3.10 \times 10^{-7}$	1.49	20.00	1.20	$7.35 \times 10^{-14}$	$2.37 \times 10^{-7}$
①	DRAM	16Mb	(G)IBM_16MEG	$7.75 \times 10^{-9}$	1.70	20.00	3.00	$1.33 \times 10^{-15}$	$1.71 \times 10^{-7}$
②	DRAM	128Mb	(j)	$1.44 \times 10^{-7}$	1.50	59.17	0.73	$5.00 \times 10^{-16}$	$3.47 \times 10^{-9}$
②	DRAM	128Mb	(k)	$1.15 \times 10^{-8}$	1.50	21.90	0.77	$3.00 \times 10^{-16}$	$2.61 \times 10^{-8}$
②	DRAM	128Mb	(l)	$6.00 \times 10^{-8}$	0.10	55.59	2.35	$7.00 \times 10^{-17}$	$1.17 \times 10^{-9}$
②	DRAM	256Mb	(m)	$2.37 \times 10^{-8}$	0.50	29.20	2.29	$8.00 \times 10^{-17}$	$3.37 \times 10^{-9}$
②	DRAM	256Mb	(n)	$1.21 \times 10^{-8}$	1.10	16.47	2.31	$2.55 \times 10^{-16}$	$2.07 \times 10^{-8}$
②	DRAM	256Mb	(o)	$2.61 \times 10^{-9}$	0.50	34.83	2.26	$1.00 \times 10^{-16}$	$3.83 \times 10^{-8}$

なおそれぞれの単位は以下の通りである。

$\sigma_0$  :  $\text{cm}^2/\text{bit}$  ,  $L_0$  :  $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$  ,  $W$  :  $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$  ,  $\sigma_p^\infty$  :  $\text{cm}^2/\text{bit}$

## 4.2 重イオン SEU と入射陽子 SEU の相関

本節では重イオン SEU と陽子 SEU の相関の傾向を調査し、他の研究者等が求めた関係式の妥当性を検証する。

### 4.2.1 飽和 SEU 断面積の比較

まず初めに、系統性の調査として、重イオン誘起 SEU 飽和断面積と陽子誘起 SEU 飽和断面積を比較した。比較した図を Fig. 4.1 に示す。重イオン誘起 SEU 飽和断面積、陽子誘起 SEU 飽和断面積にはそれぞれ、Table 1 における  $\sigma_0$  の値、 $\sigma_p^\infty$  の値を用いている。この図を見ると、重イオン誘起 SEU 飽和断面積と陽子誘起 SEU 飽和断面積にはある程度の正の相関があることを予測できる。つまり、集積度が上がるに従って陽子誘起 SEU 飽和断面積と重イオン誘起飽和 SEU 断面積は共に減少するものとなっている。更にこの図から SRAM と DRAM では集まる位置が異なることもわかる。本研究では全てのメモリの構造について詳細を調査しておらず断定はできないが、これは SRAM、DRAM の構造の違いに起因した結果だと推測される。ただし、SERVIS データの(a)、(c)は他の SRAM、そして同程度の集積度のものと比較して重イオン誘起 SEU 飽和断面積が極端に（2桁から3桁程度）小さい。そのため上記で述べた傾向から大きく外れている。

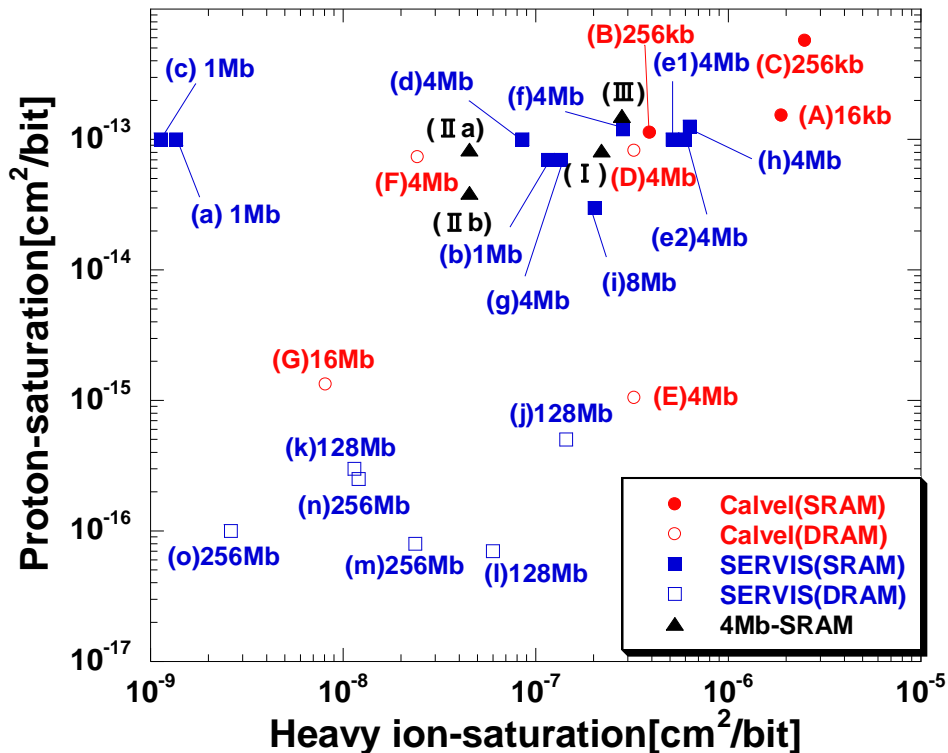


Fig. 4.1 重イオンと陽子の SEU 飽和断面積の比較

#### 4.2.2 重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET( $L_{0.1}$ )と飽和断面積比の比較

次に重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET( $L_{0.1}$ )と飽和断面積比の関係を Fig. 4.2 に示す。 $L_{0.1}$ とは重イオン誘起 SEU 断面積の飽和値に対して、SEU 断面積が 1/10 になるときの LET の値である。Fig. 4.2 より、前項で述べた飽和 SEU 断面積の比較と同じように、SRAM と DRAM で傾向が異なることがわかる。SRAM においては、一部 (Table.の(a)、(c)) を除いて指数関数的に減少し、DRAM においては分散しており、相関を持つ傾向は見られない。特に、SERVIS データの DRAM データは飽和断面積比の値が他のデバイスと比較して小さく、 $L_{0.1}$ との関連性を見出すのが困難である。

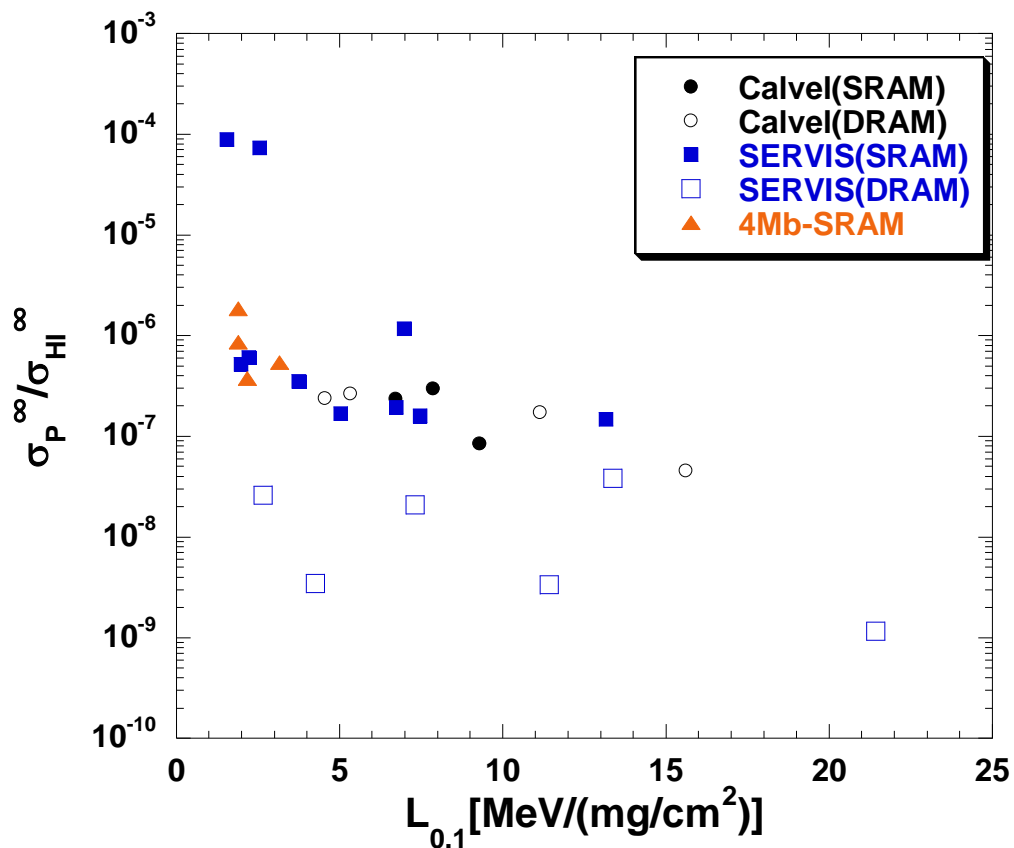


Fig. 4.2 SEU 飽和断面積比と閾値 LET( $L_{0.1}$ )の相関



#### 4.2.4 重イオン誘起SEU断面積の閾値LET(L<sub>0.25</sub>)と飽和断面積比の比較

次に重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET(L<sub>0.25</sub>)と飽和断面積比の関係を Fig. 4.4 に示す。L<sub>0.25</sub> は先ほどと同様に重イオン誘起 SEU 断面積の飽和値に対して、SEU 断面積が 1/4 になるときの LET の値である。この結果においても、今までの傾向と同様、SRAM と DRAM とでは傾向が異なり、SRAM においては、一部 (表の(a)、(c)) を除いて指数関数的に減少し、SERVIS の DRAM は分散している。

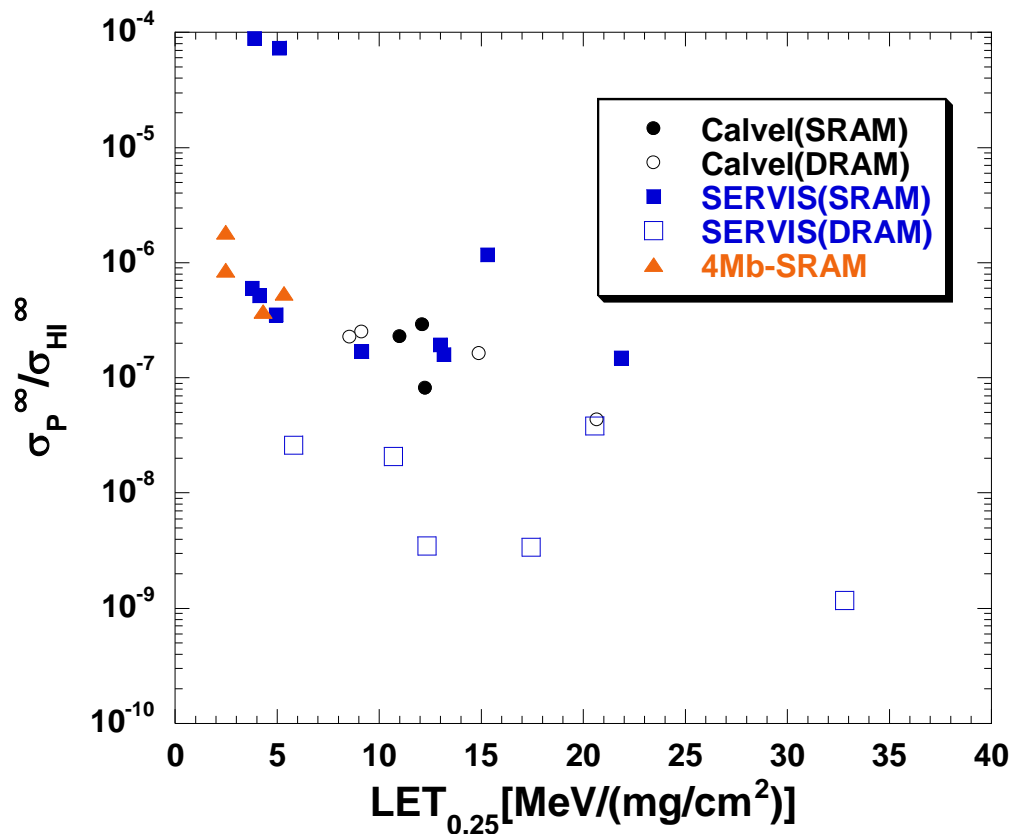


Fig. 4.4 SEU 飽和断面積比と閾値 LET(L<sub>0.25</sub>)の相関

今まで述べてきた傾向から、SRAM と DRAM (特に SERVIS データ) では傾向が異なることがわかった。また、SERVIS データにおける一部の SRAM デバイス (Table. の(a)、(c)) は他のデバイスと傾向が明らかに異なることがわかった。(重イオン誘起 SEU 飽和断面積が他のデバイスと比較して一桁以上小さい) そのため次節においては SRAM のみ、更に一部のデバイス (Table. の(a)、(c)) を除いたもので議論を進めていくこととする。

#### 4.2.5 他の相関関係式の妥当性検討

まずは、重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET( $L_{0.1}$ )と飽和断面積比に関して述べる。この関係において、有感領域厚さを  $d[\mu\text{m}]$ とした場合、Rollins は次の(4.1)式[7]を導いた。

$$\sigma_p^\infty / (\sigma_{HI}^\infty \cdot d) = 1.27 \times 10^{-5} \times \exp(-0.383L_{0.1}^{1.41}) \quad (4.1)$$

Rollins は①  $L_{0.1} > 10\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ では陽子誘起 SEU は発生しない。ただし、 $L_{0.1} < 10\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ であっても厳しい放射線環境で使う場合は、陽子誘起 SEU 試験が必要、②  $L_{0.1} < 3\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ では陽子誘起 SEU の発生率が一桁高くなる、③(4.1)式は係数 6 程度の誤差があると結論付けている。また、(4.1)式は、重イオン誘起 SEU 飽和断面積と陽子誘起 SEU 飽和断面積が比例関係にあるというモデルに立脚している。本研究においても Fig. 4.1 に示した結果において、両者にある程度の比例関係が見られたことから、このことは妥当であると考ええる。そのため、本項においても両者に比例関係があるとして、議論を進めていく。

Fig. 4.2 から SRAM のみ（一部を除く）抽出したものと、(4.1)式を同時にプロットしたものを Fig. 4.5 に示す。本研究で用いたデバイスにおいて、有感領域厚さに関しては未知のため、(4.1)式では現在標準的な値である  $2\mu\text{m}$  ではなく、 $1\mu\text{m}$  と  $5\mu\text{m}$  を用いた。これは、(4.1)式は有感領域厚さに比例しているため、有感領域厚さが  $2\mu\text{m}$  の計算結果はこの 2 つの破線の間に入り、この 2 つの破線に囲まれた部分で議論をできるようにするためである。実線の値は、本研究で用いたデバイスに関してフィッティングを行い求めたもので、本研究での経験式と呼ぶことが出来る。この経験式を以下の(4.2)式に示す。

$$\sigma_p^\infty / \sigma_{HI}^\infty = 8.0224 \times 10^{-7} \times \exp(-0.19787L_{0.1}) \quad (4.2)$$

実線で示したように、閾値 LET( $L_{0.1}$ )と飽和断面積比にはある程度の相関が見られるものの、Rollins の式（破線）は有感領域厚さを変化させても成り立たないことがわかる。なお、(4.2)式の導出において、4Mb-SRAM データのデバイスをフィッティングのためのデータとして用いていない。しかしながら、4Mb-SRAM データのデバイスがこの経験式付近に値を持つということは、1996 年以前に実験されたデバイス（Calvel データ）から、比較的新しいデバイスに対してもこの経験式を

適用できることが示唆できる。

次に重イオン誘起 SEU 断面積の閾値  $LET(L_{0.25})$  と飽和断面積比に関して述べる。この関係においては、Barak が(4.3)式[11]を導出した。

$$\sigma_p^\infty / \sigma_{HI}^\infty = 2.22 \times 10^{-5} \times L_{0.25}^{-2} \quad (4.3)$$

(4.3)式は Petersen の 1998 年モデル[10]に立脚している。Petersen は FOM(The Figure of Merit) [27][28][29]の考え方をを用いた。これは、重イオンのデータを用いて衛星軌道上の SEU を計算するモデルである。Petersen はこれに軌道固有の係数をかけることで宇宙放射線環境下での SEU 発生率を求める手法を提案した。FOM は重イオン誘起 SEU 飽和断面積を用いて以下の(4.4)式で計算する。

$$FOM = \sigma_{HI}^\infty \div L_{0.25}^2 \quad (4.4)$$

また、Petersen は FOM と陽子誘起 SEU 飽和断面積との関係も実験値との比較から以下の(4.5)式を導出した。

$$FOM = 4.5 \times 10^4 \times \sigma_p^\infty \quad (4.5)$$

Barak は上記の(4.4)、(4.5)式の関係から最終的に(4.3)式を導出した。

Fig. 4.4 から SRAM のみ（一部を除く）抽出したものと、(4.3)式を同時にプロットしたものを Fig. 4.6 に示す。Fig. 4.6 から、2 倍程度の範囲内で(4.3)式が良く傾向を再現できていることがわかる ((d)を除いて)。この経験式は本研究で用いた実験データ程度の設計ルールで設計されたデバイスに関しては適用できると考えられる。

Fig. 4.6 での結果で見られるように Barak の経験式の予測性は高い。そこで、重イオン誘起 SEU 断面積から陽子誘起 SEU 断面積を求める、Barak の半経験式((3.2)式) から重イオン誘起 SEU 断面積の閾値  $LET(L_{0.1})$  と飽和断面積比について、以下考察する。筆者の 2005 年度卒業論文[20]で述べたが、(3.1)式は有感領域厚さを変化させることでより実験値をより再現できた。Fig. 4.7 に Barak の半経験式の有感厚さ依存性を調べた結果を示す。破線が、(3.1)式中の有感領域厚さを  $1 \mu\text{m}$ 、 $3 \mu\text{m}$ 、 $5 \mu\text{m}$  と変化させて計算した結果である。Fig. 4.7 から、LET が大きいデバイスは有感領域厚さに敏感であり、逆に LET が小さいデバイスにおいては有感領域厚さの

依存性は弱いことがわかった。また、実験値をフィッティングした結果（(4.2)式、実線）は、有感領域厚さが  $3\ \mu\text{m}$  程度の値を使うと、比較的広い閾値 LET ( $L_{0.1}$ ) の範囲で、Barak の半経験式による計算結果と良い一致 (SERVIS データの(d)は除く) を得られることがわかった。

ここで他のデバイスの傾向と少し異なる結果となった、SERVIS データ(d)のデバイスについて、その理由を考察する。Fig. 4.9 は SERVIS データにおける、SRAM 4Mb の重イオン誘起 SEU 断面積の実験結果を Weibull 関数フィッティングし、規格化したものである。Table 1 と合わせて比較すると、Weibull 関数のパラメータ  $W$  が大きくなるに従い、関数の形状が緩やかな曲線を描いていることがわかる。SERVIS データ 4 Mb の SRAM の中で最も  $W$  の値が大きなデバイス(d)は、この形状から、関数の立ち上がり部分で LET 依存性が大きくなり、Figs. 4.6,4.7 で他のデバイスと異なる結果となった。しかし、形状は少し異なるものの、 $LET_{0.1}$  や  $LET_{0.25}$  で(d)と近い値を取る(e1)・(h)は、他の 4Mb SRAM のデバイスと傾向は似ている。これは、(d)・(e1)・(h)において陽子誘起飽和 SEU 断面積は同じであるが、 $\sigma_0$ は(d)が一桁近く小さいことが起因している。そのため(d)が飽和断面積比において一桁近い違いとなったと理解できる。

SERVIS データの各デバイスは、規定の実験手順に従い、メーカー毎に SEU 実験が行われている。また、(d)、(i)のデバイスのみ、SERVIS データにおける他の SRAM デバイスと実験場所が異なる。以上のことから、実験値に系統的な誤差がある可能性は否定できない。

よって、重イオン・陽子共に、実験データは Weibull 関数の立ち上がり（低エネルギー、低 LET）部分のデータを数多くとること、飽和断面積の絶対値を正確に測定することが要求される。そのため、課題として、同一実験者による実験点の多いデータの収集が必要である。

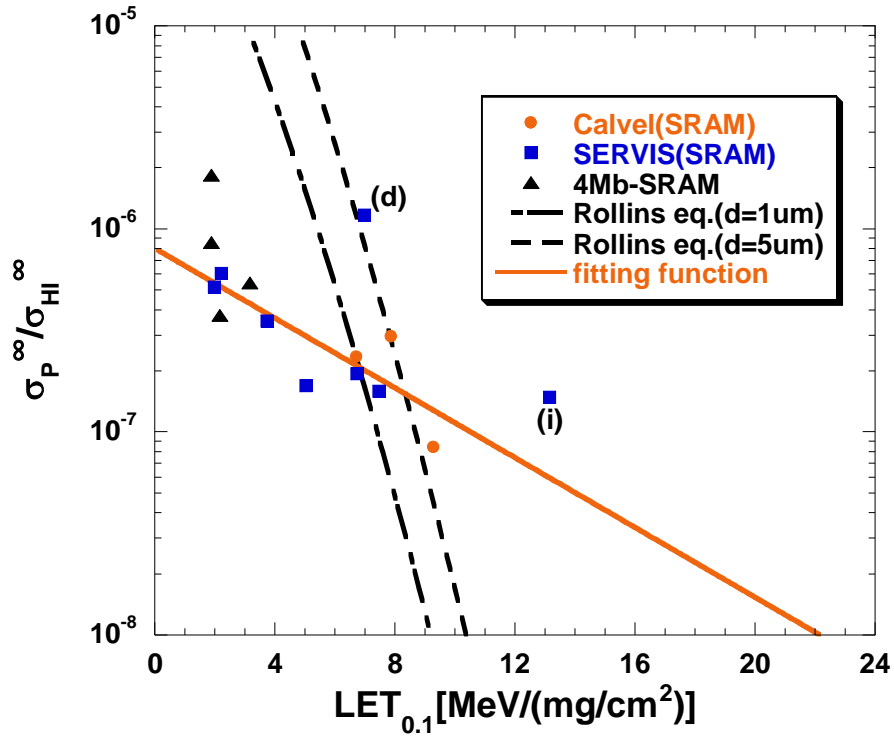


Fig. 4.5 SEU 飽和断面積比と閾値 LET(L<sub>0.1</sub>)の相関 2

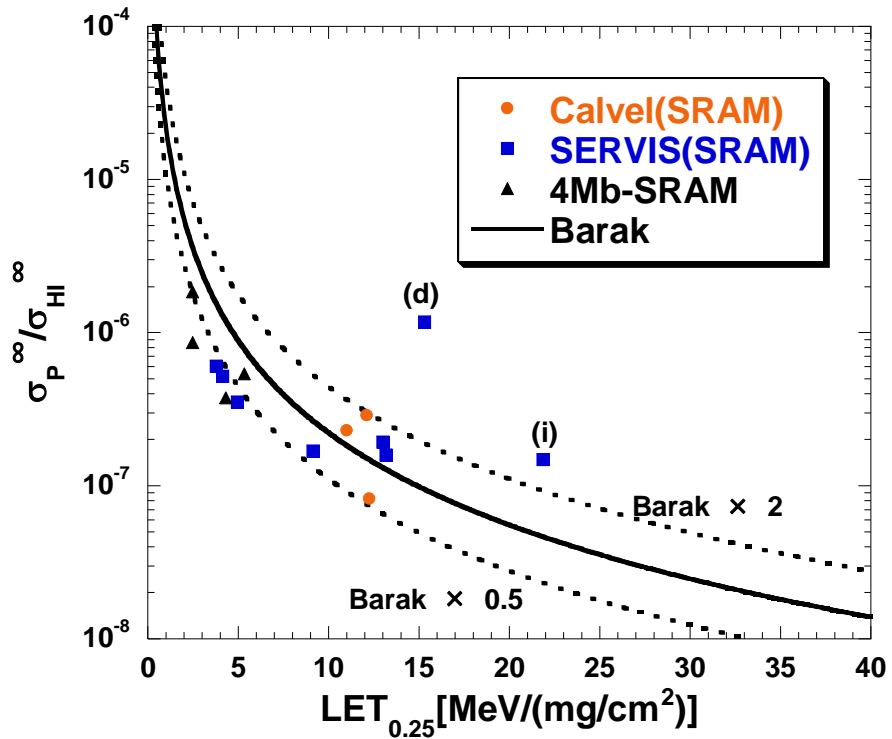


Fig. 4.6 SEU 飽和断面積比と閾値 LET(L<sub>0.25</sub>)の相関 2

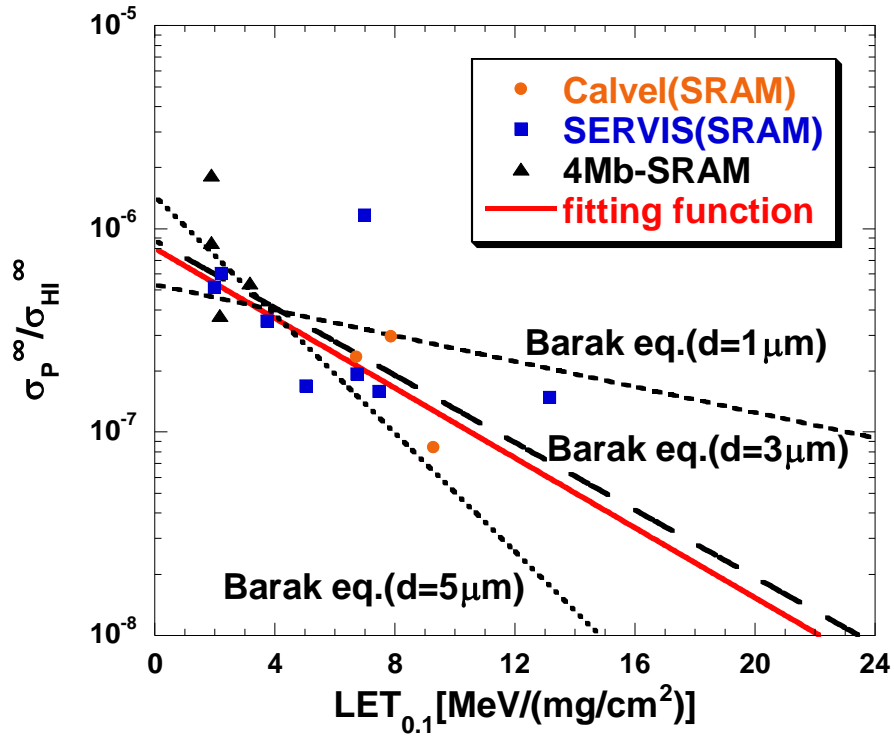


Fig. 4.7 SEU 飽和断面積比と閾値 LET( $L_{0.1}$ )の相関 3

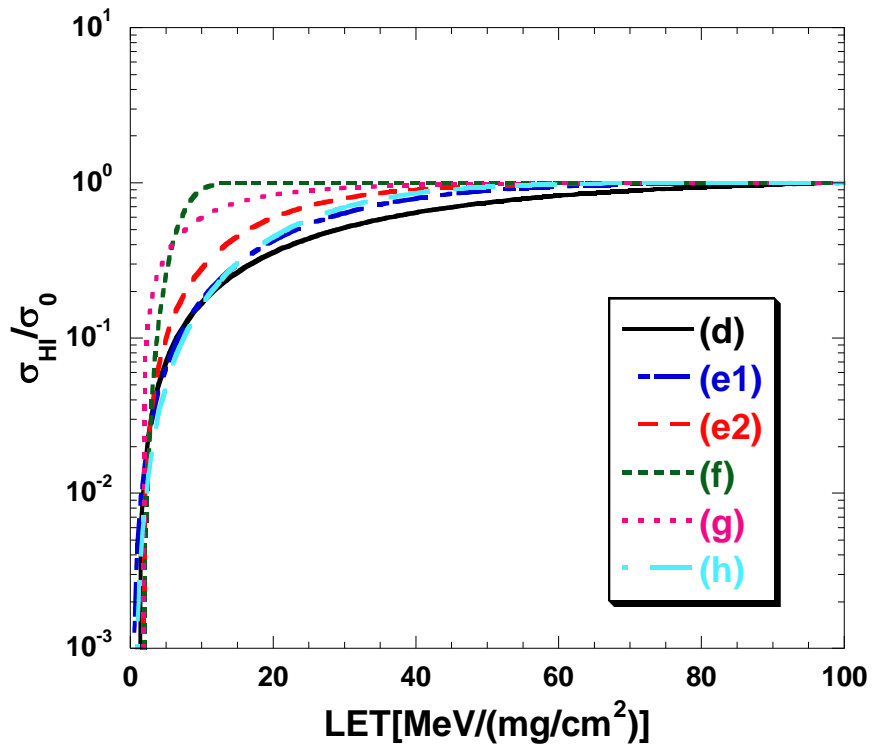


Fig. 4.8 SERVIS データにおける、SRAM 4Mb の重イオン誘起 SEU 断面積の実験結果を Weibull fitting、規格化したもの

## 4.3 陽子誘起 SEU 断面積の微視的考慮

本節では Mc-SEEQ コードを用いて、本研究に用いたデバイスに対して陽子誘起 SEU 断面積の解析を行い、絶対値評価、生成二次イオン種依存性、閾値 LET と陽子誘起 SEU 断面積の関連性について、調査、考察を行う。また、4.3.1 項では修正 Barak の半経験式による計算結果も同時にプロットする。

### 4.3.1 陽子誘起 SEU 断面積の絶対値評価

まず初めに、Table 1 に示されるデバイスに対して、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(3.2)、(3.6)式に従って計算し、計算値との比較を行った。陽子誘起 SEU 断面積の計算結果を、重イオン誘起 SEU 断面積のフィッティング結果と共に Fig. 4.9 に示す。なお、有感領域上面の面積は正方形として、Weibull 関数フィッティングで求めた重イオン誘起 SEU 飽和断面積 $\sigma_0$ の値を用い、有感領域厚さは一般的な 2  $\mu\text{m}$  の値を用いている。また、3.2 節でも述べたが、(3.5)式における計算では、核反応には、JQMD/GEM コードを用いて計算したものをデータベースとして使用し、JENDL/HE-2004 の弾性散乱断面積を使用している。

全体的な傾向として、計算結果は、修正 Barak の半経験式、McSEE-Q 共に同程度に入射エネルギー依存性を再現することが出来た。以下に種類毎の結果を述べる。

SRAM においては、4.2 節において他のデバイスと傾向が異なっていた 2 つのデバイス (SERVIS データの(a)、(c)) が Barak の半経験式・McSEE-Q を用いた計算においても、2 桁以上も実験値を過小評価する結果となっている。これは、同程度の集積度と比較して重イオン誘起 SEU 飽和断面積が 2 桁以上小さいことが、計算結果に影響を与えたものと考えられる。他のデバイスにおいては、絶対値をよく再現できていることがわかる。また、4.2.4 項で述べた傾向から外れていた(d)は、SERVIS データの中では、再現性は高いとは言えない。

DRAM においては、ある程度実験値を再現することができたデバイスもあったものの、全体的に計算結果が実験値を過大評価する傾向にあった。

上記の結果より、SRAM・DRAM の種類によって傾向が異なることがわかった。つまり SRAM・DRAM 等、構造の違いが、計算結果に影響を与える可能性がある。そのため、今後はデバイス構造を計算モデル中に組み込むといった計算手法を確立

する必要性があると考えられる。手法としては、ドリフト・拡散による生成電荷キャリアの電荷輸送過程を厳密に計算することである。この部分をより厳密に輸送計算を行うために、簡易的な有感領域モデルではなく、電子輸送デバイスシミュレーション等を用いる必要がある。

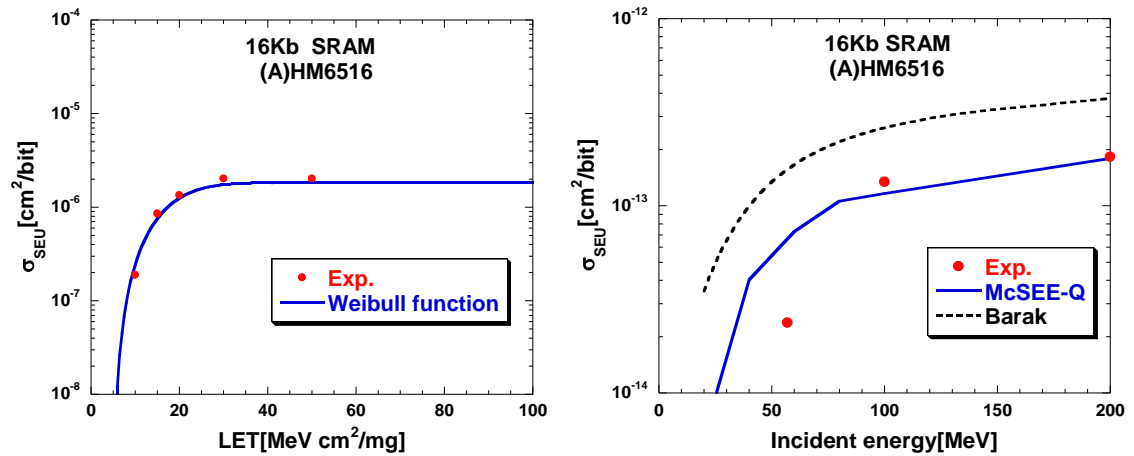


Fig. 4.9(a) Calvel データ(A)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

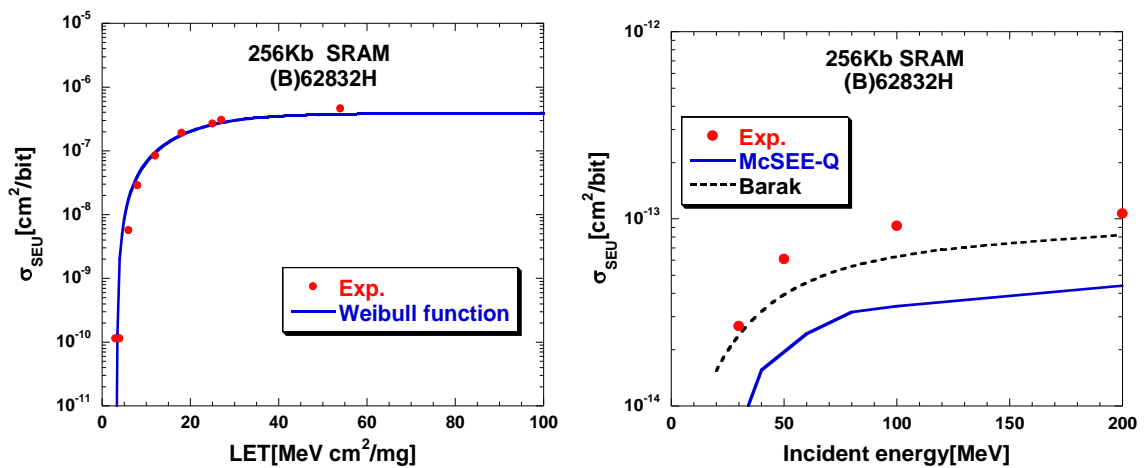


Fig. 4.9(b) Calvel データ(B)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

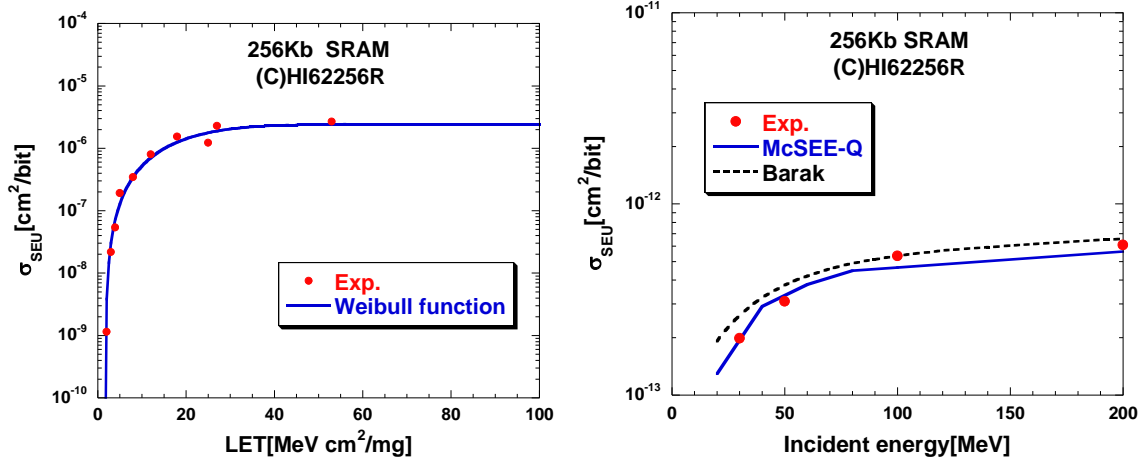


Fig. 4.9(c) Calvel データ(C)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

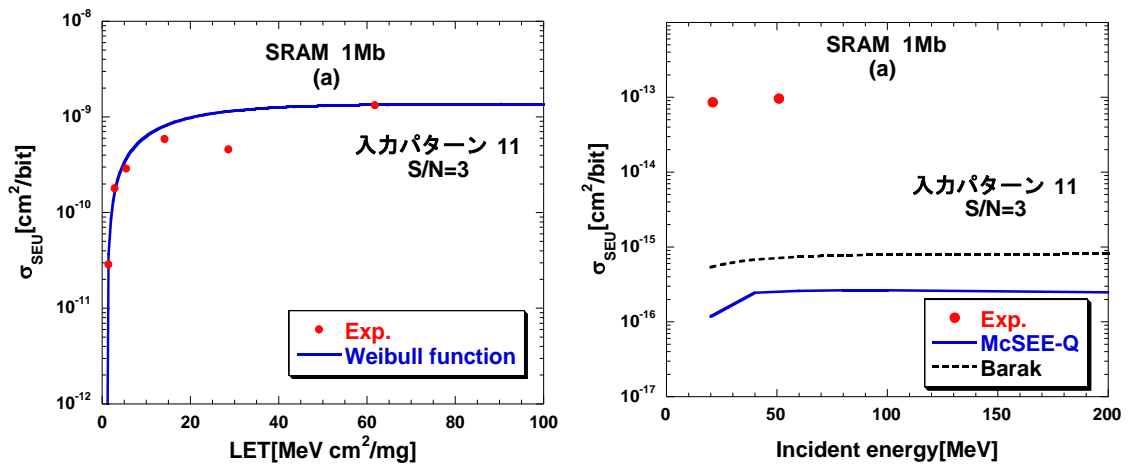


Fig. 4.9(d) SERVIS データ(a)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

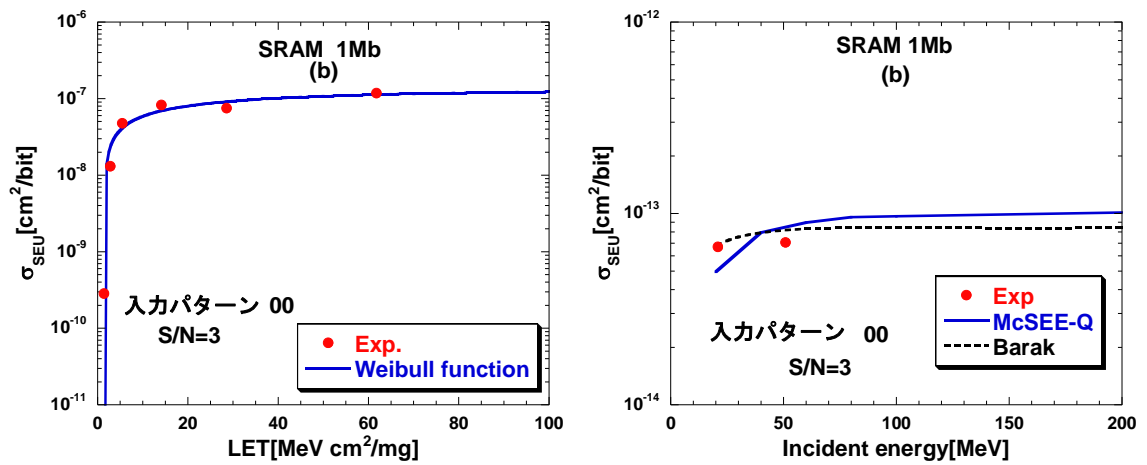


Fig. 4.9(e) SERVIS データ(b)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

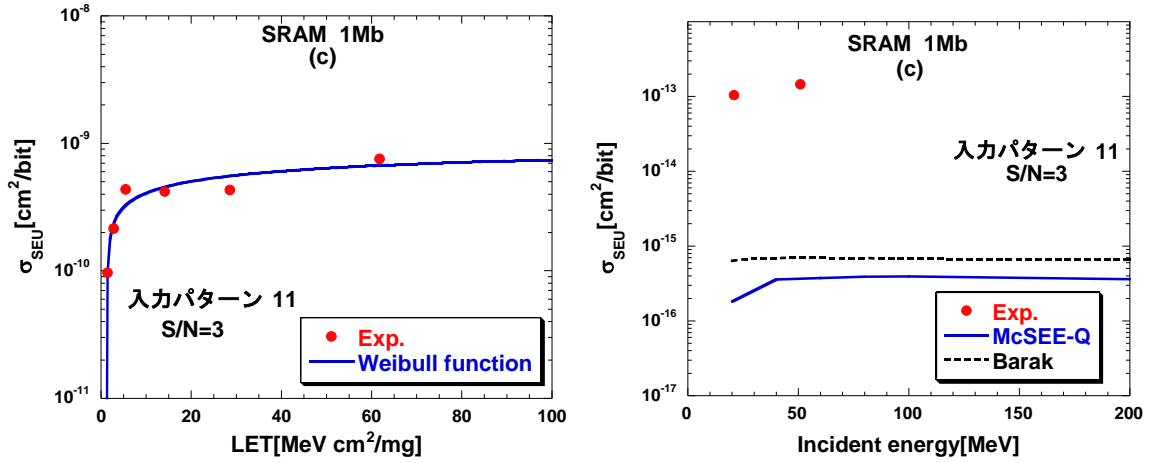


Fig. 4.9(f) SERVIS データ(c)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

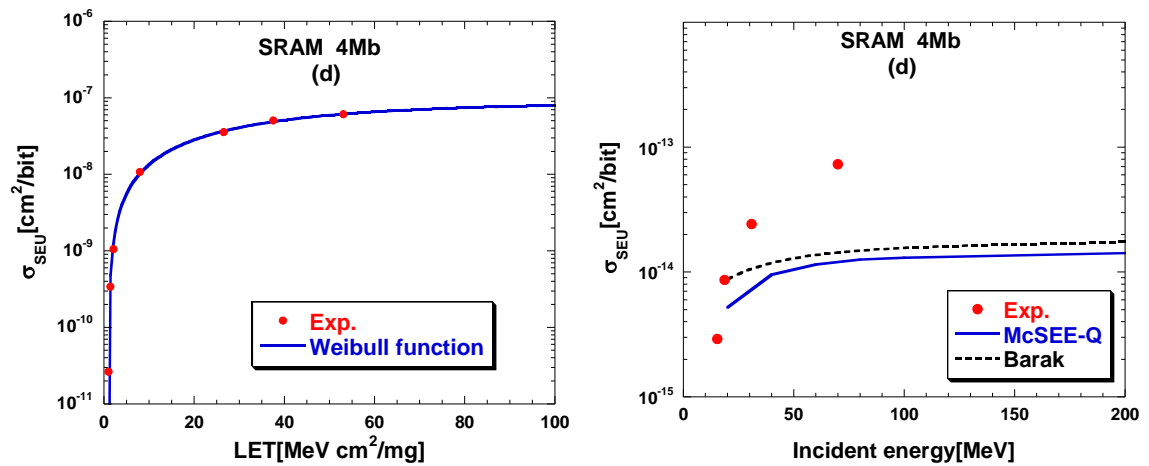


Fig. 4.9(g) SERVIS データ(d)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

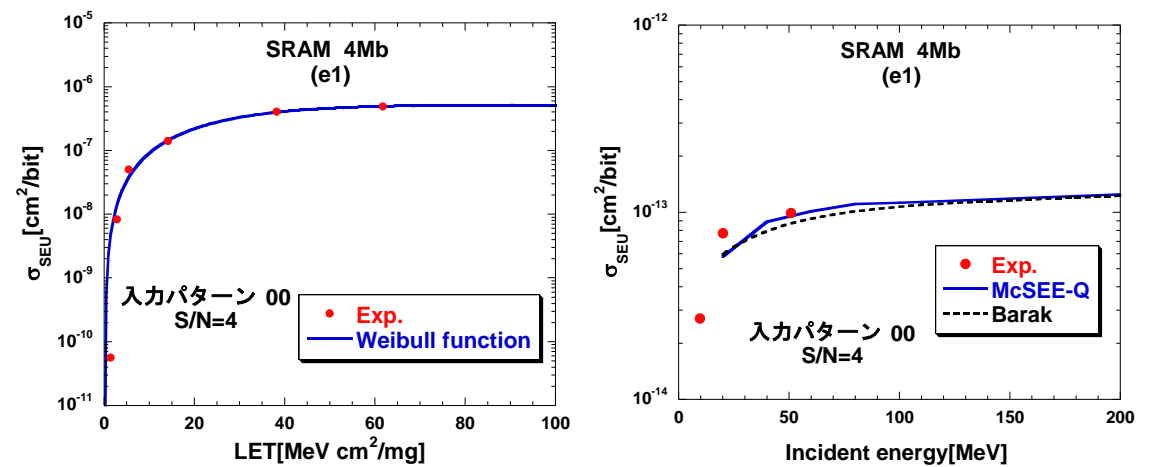


Fig. 4.9(h) SERVIS データ(e1)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

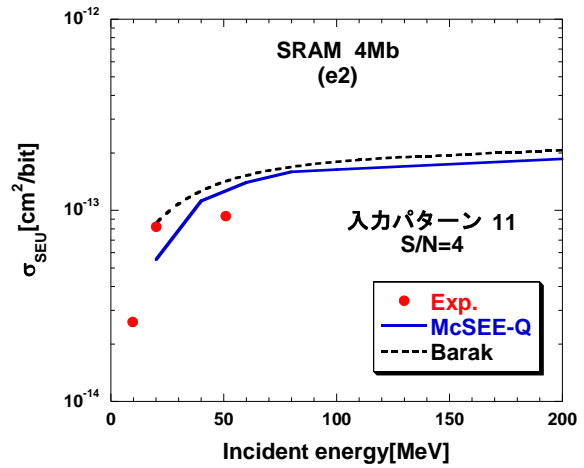
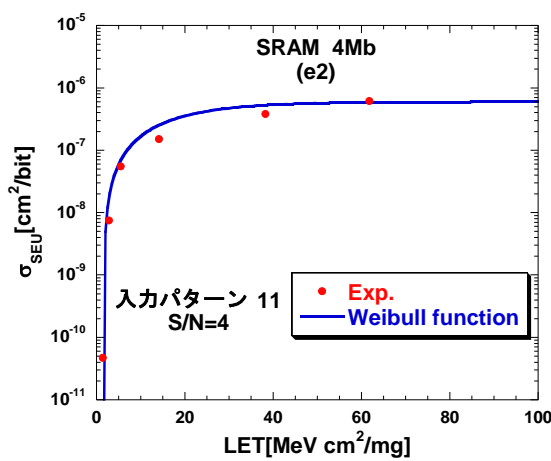


Fig. 4.9(i) SERVIS データ(e2)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

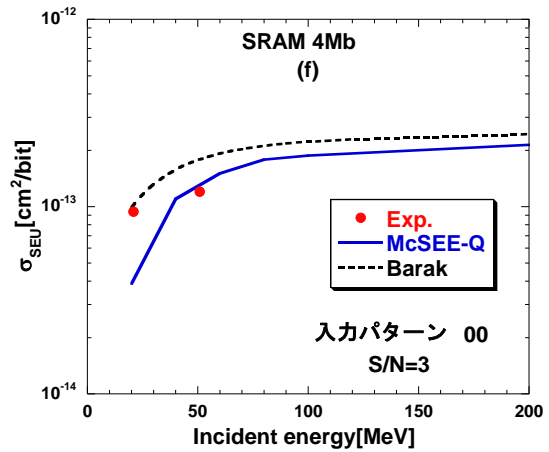
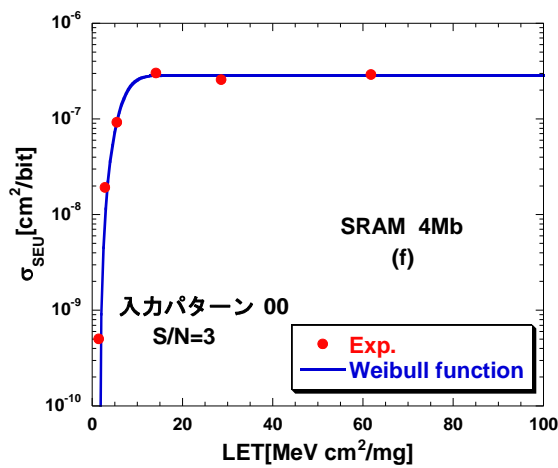


Fig. 4.9(j) SERVIS データ(f)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

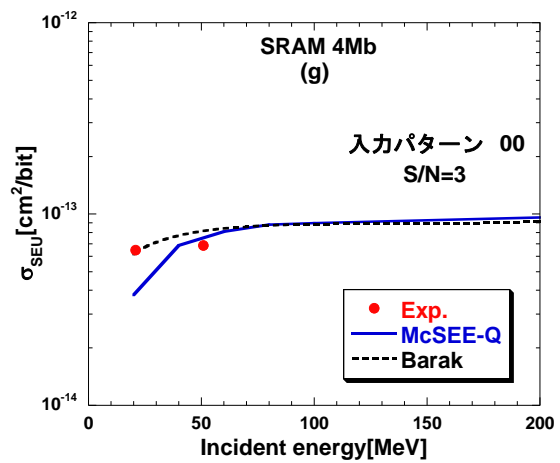
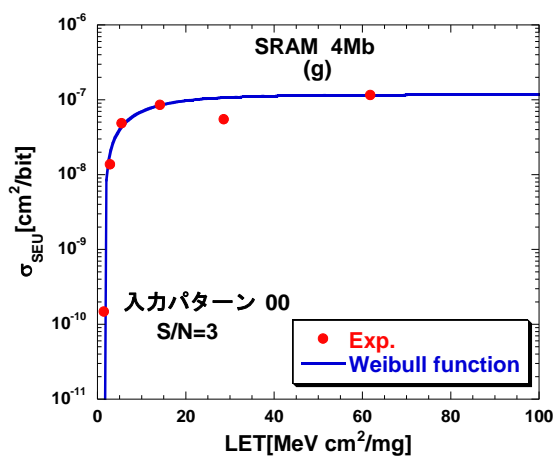


Fig. 4.9(k) SERVIS データ(g)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

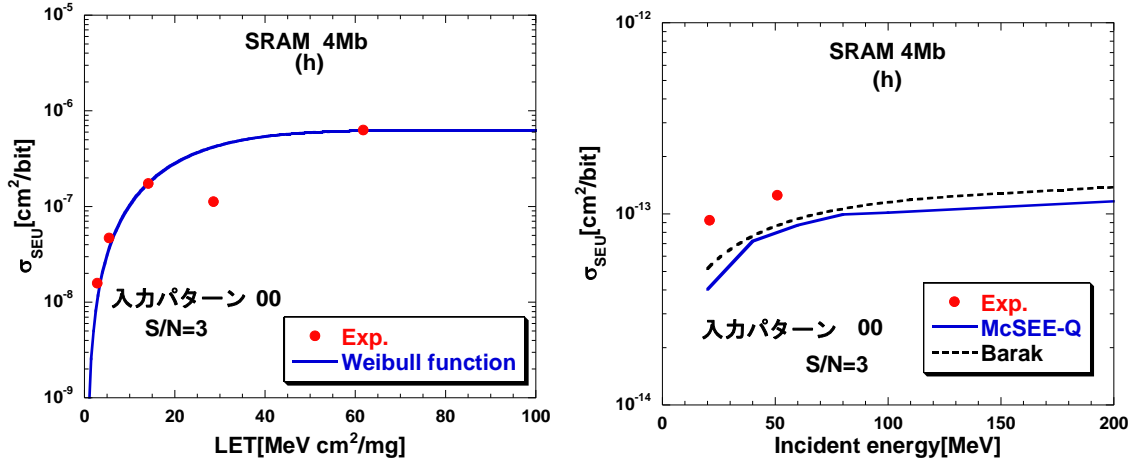


Fig. 4.9(l) SERVIS データ(h)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

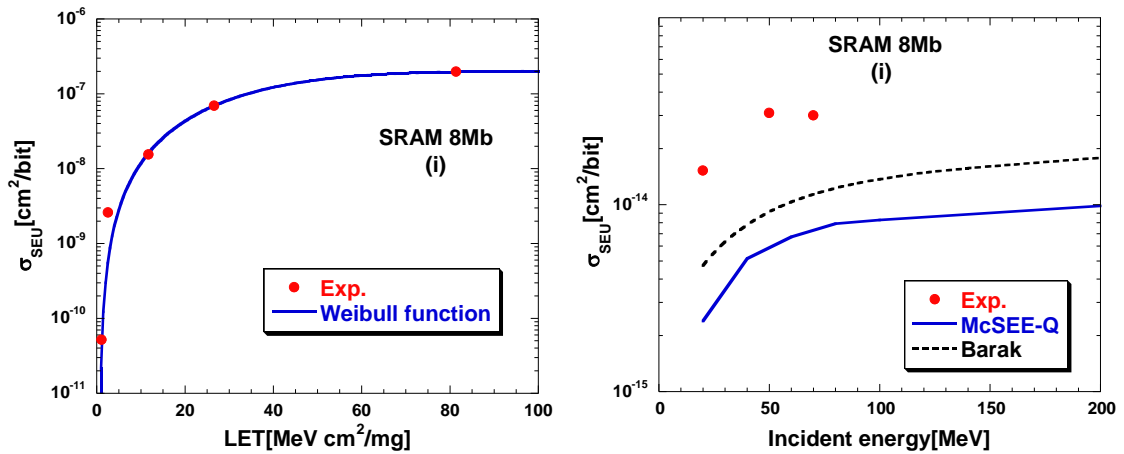


Fig. 4.9(m) SERVIS データ(i)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

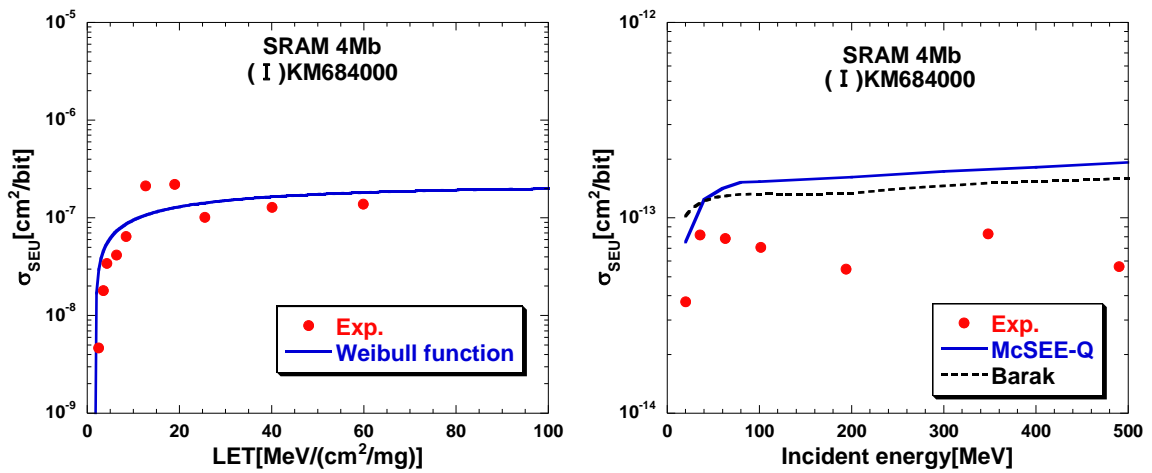


Fig. 4.9(n) 4Mb-SRAM データ(I)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

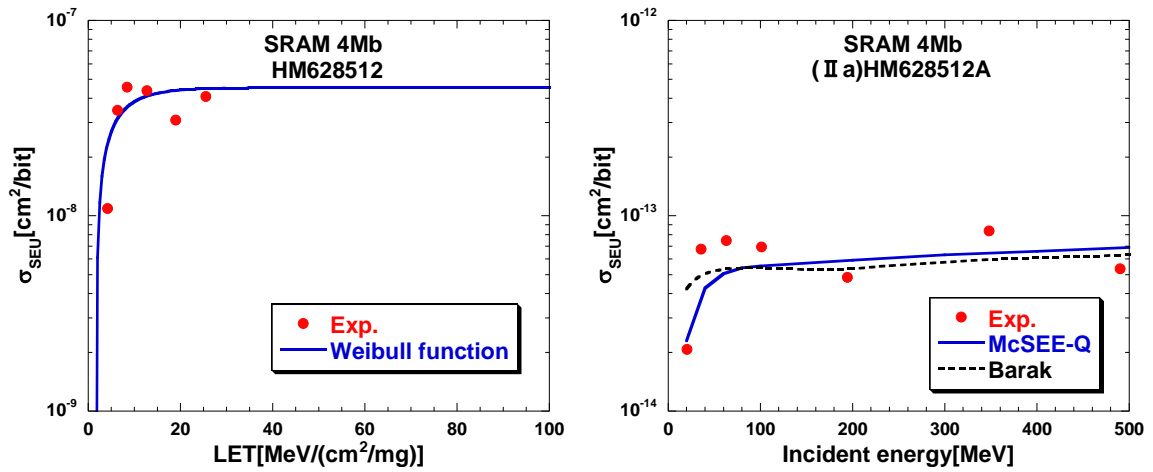


Fig. 4.9(o) 4Mb-SRAM データ(II a)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

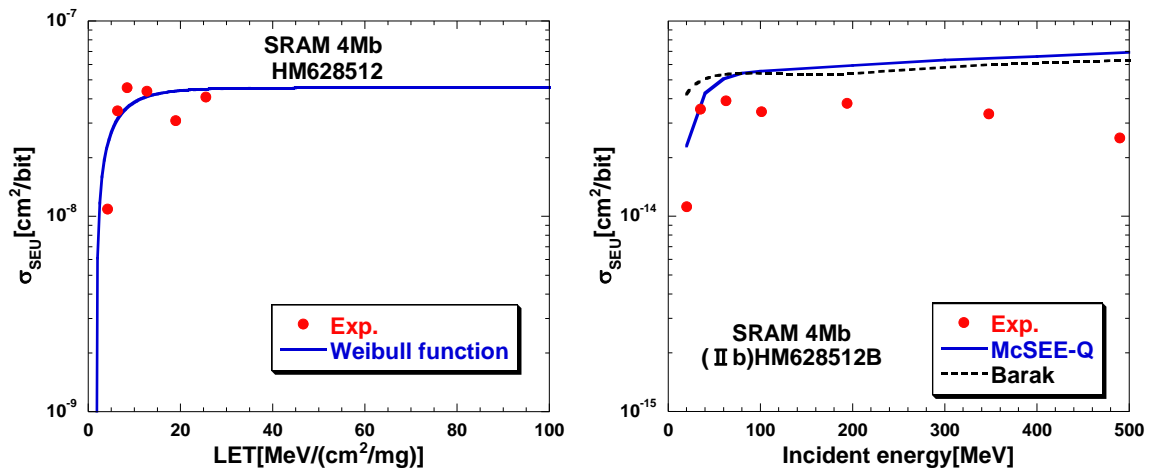


Fig. 4.9(p) 4Mb-SRAM データ(II b)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

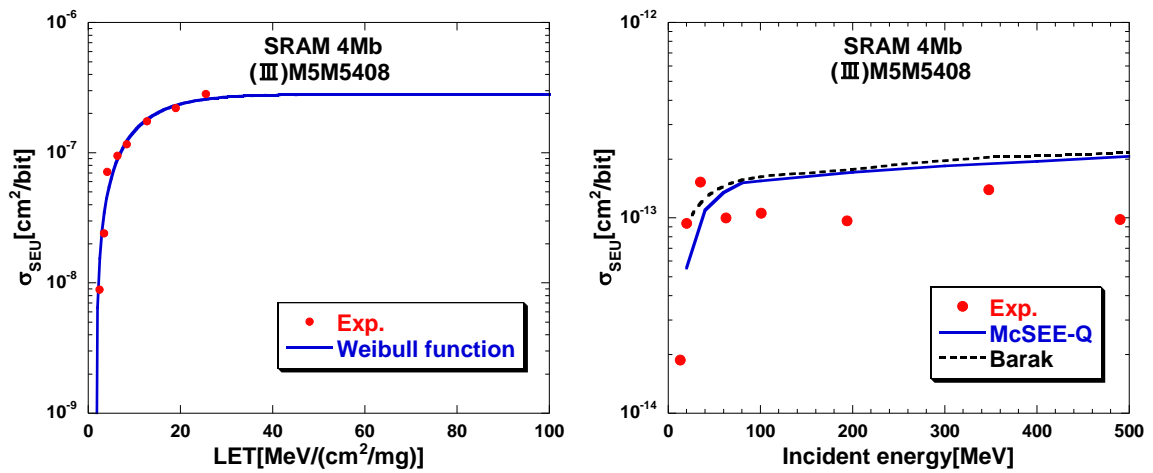


Fig. 4.9(q) 4Mb-SRAM データ(III)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

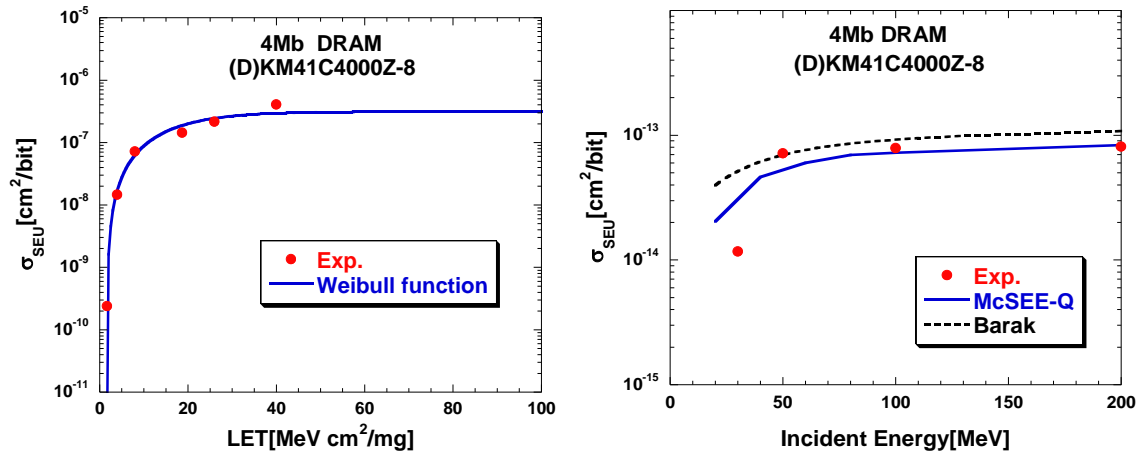


Fig. 4.9(r) Calvel データ(D)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

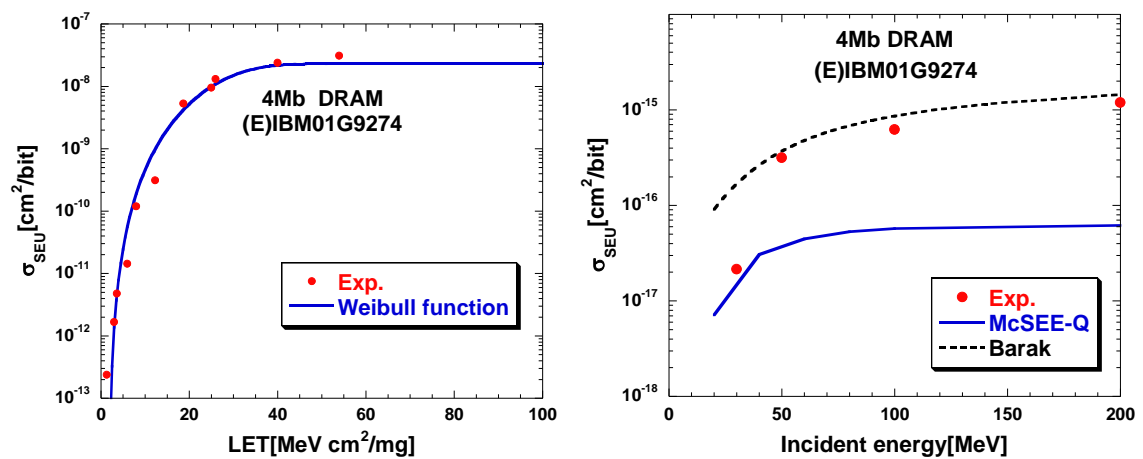


Fig. 4.9(s) Calvel データ(E)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

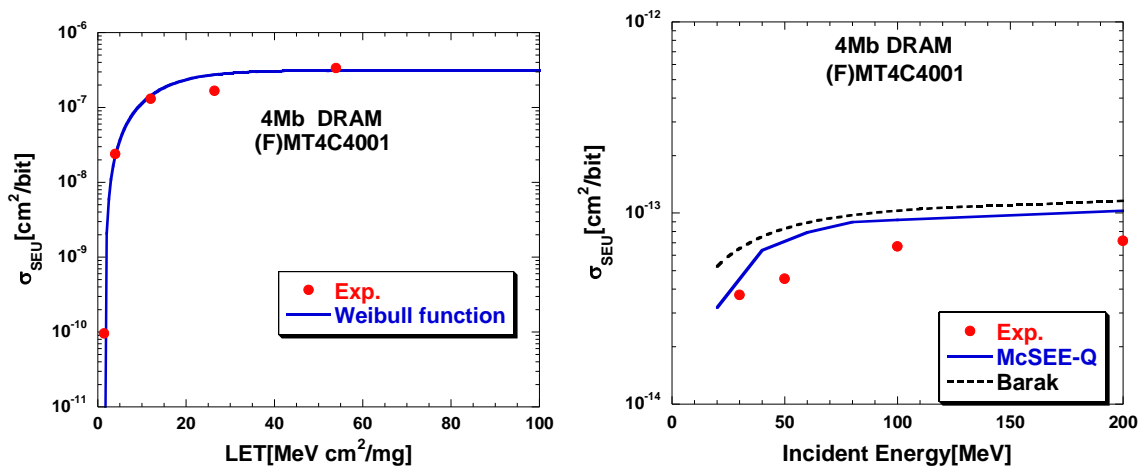


Fig. 4.9(t) Calvel データ(F)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

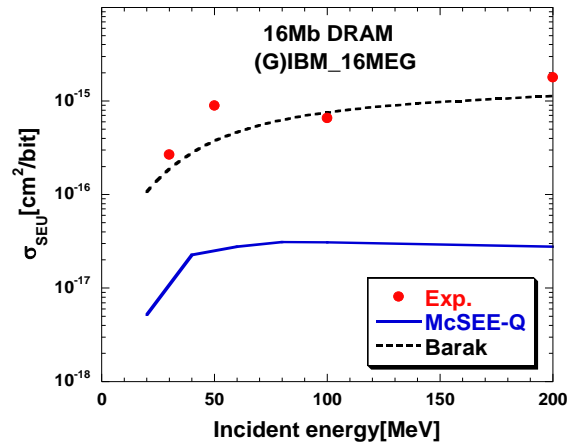
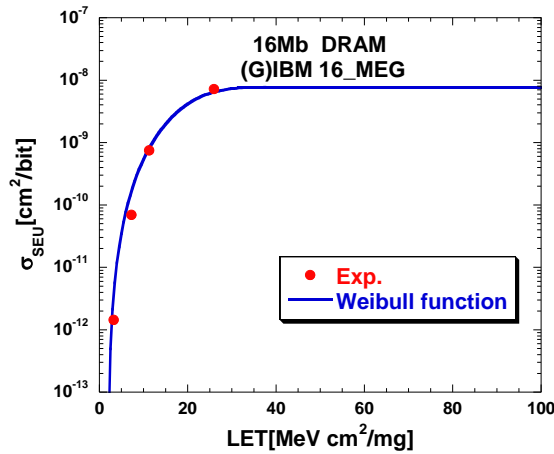


Fig. 4.9(u) Calvel データ(G)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

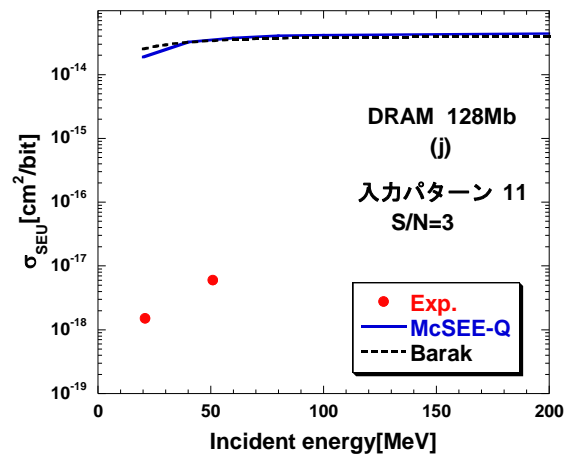
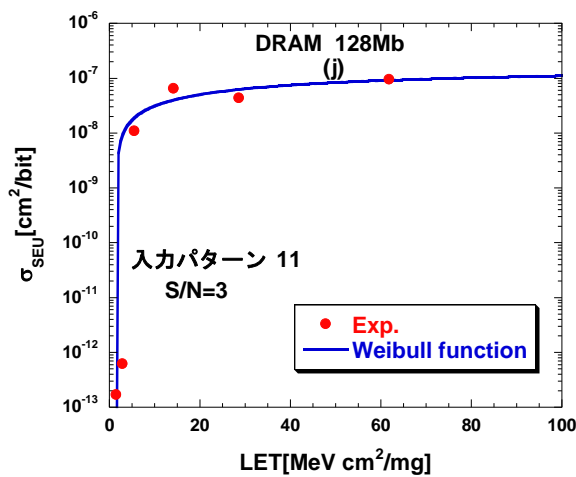


Fig. 4.9(v) SERVIS データ(j)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

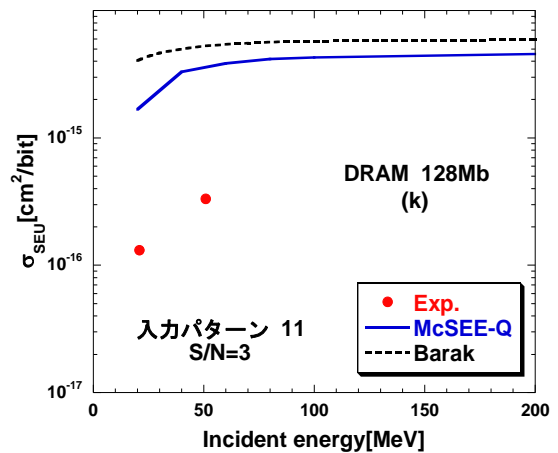
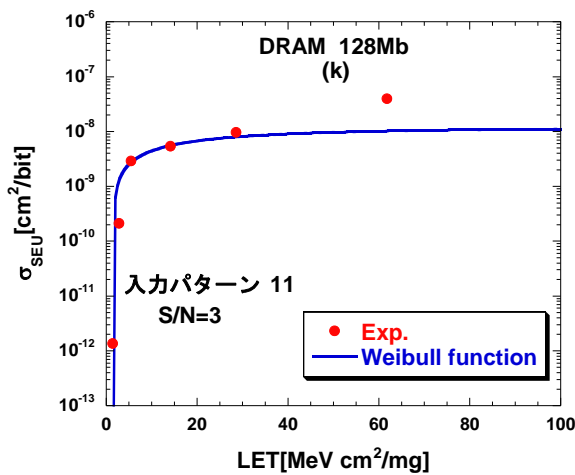


Fig. 4.9(w) SERVIS データ(k)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

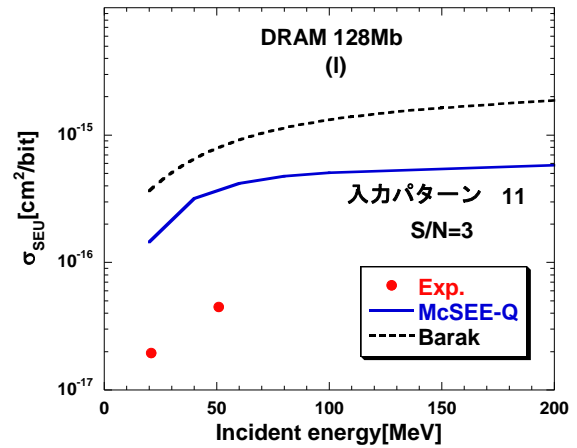
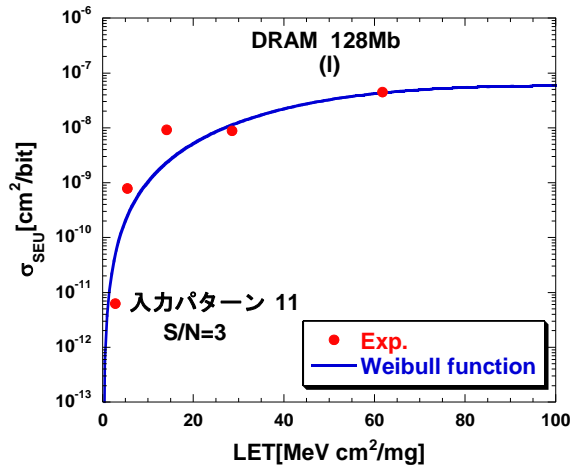


Fig. 4.9(x) SERVIS データ(l)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

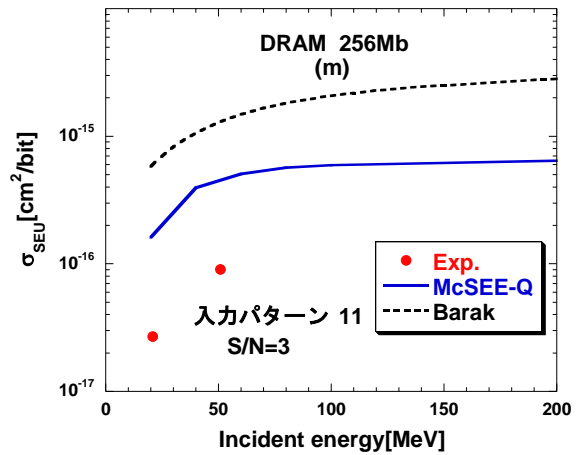
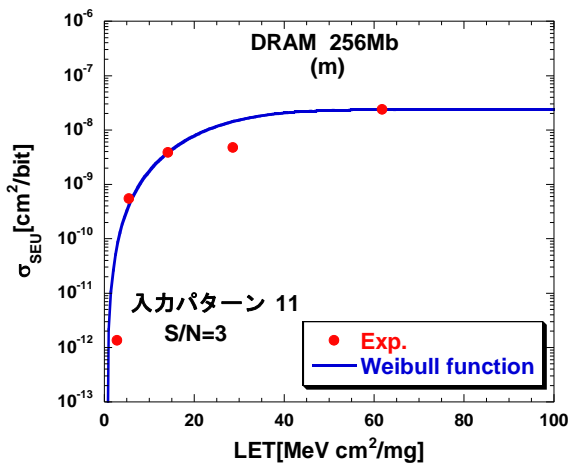


Fig. 4.9(y) SERVIS データ(m)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

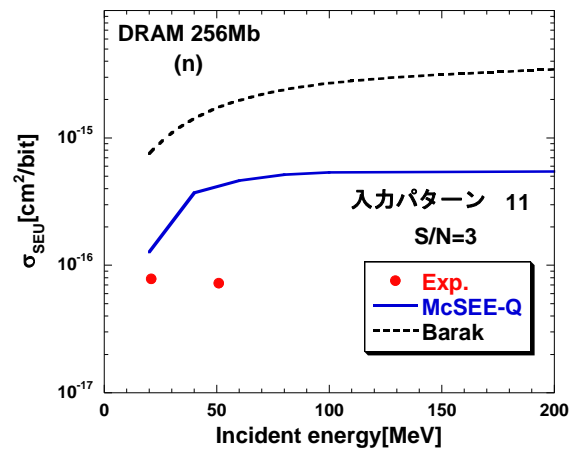
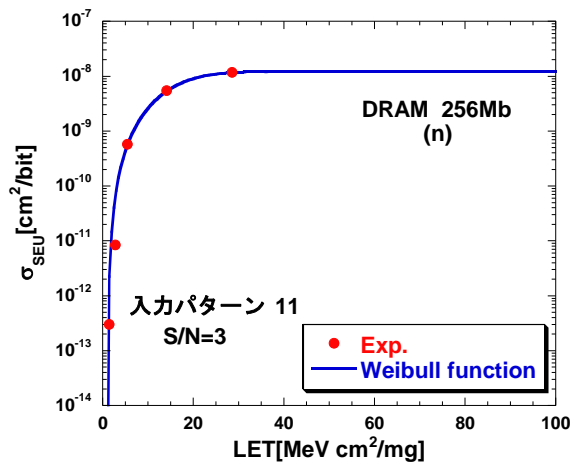


Fig. 4.9(z) SERVIS データ(n)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

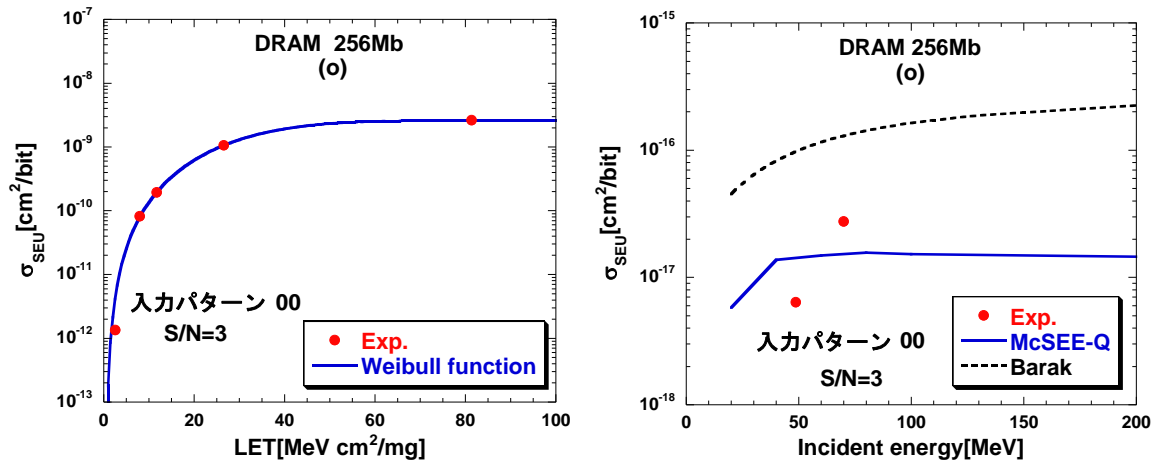


Fig. 4.9(aa) SERVIS データ(o)に対する重イオン SEU 断面積のフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の結果

#### 4.3.2 陽子誘起 SEU 断面積に対する生成二次イオン種依存性の調査

本項では生成二次イオンの SEU に与える影響度合いについて述べる。調査するデバイスは、陽子誘起 SEU 断面積の実験値データが 500MeV まであり、かつ飽和 SEU 断面積がある程度予測できる、4Mb-SRAM データの HM628512A を用いた。

Fig. 4.9 に示したように、このデバイスにおいて McSEE-Q コードは実験データの入射エネルギー依存性及び絶対値をほぼ再現できている。そこで、Fig. 4.10 に McSEE-Q コードで計算した、入射エネルギー毎の核反応で生成された二次イオンの SEU 断面積における相対割合を示す。これによると、低エネルギー領域では LET の大きな重イオンの影響が大きく、エネルギーが高くなるに従い、LET のより小さな軽イオンの影響が顕著になっていることがわかる。つまり、入射エネルギーが大きくなると共に、相対的寄与は重いイオンから軽いイオンにシフトする傾向があることがわかった。

#### 4.3.3 重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET と陽子誘起 SEU 断面積の関連性の調査

本項では重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET (実デバイスでは臨界電荷量にあたる) を意図的に減少させた場合の陽子誘起 SEU 断面積に与える影響を調査する。ここで使用するデバイスは前項でも用いた、4Mb-SRAM データの HM628512A である。

高集積・微細化が進んでいるデバイスにおいて、駆動電圧は減少しているために、臨界電荷量が減少している。閾値 LET を意図的に減少させたとは、(3.12)式内のパラメータ  $L_0$  ((3.13)式より  $L_0$  から  $\epsilon_0$  に変換されるためここでは  $L_0$  と記述) を減少させ、このことを模擬したものである。つまり、これから作られるデバイスに対して予備的な計算を行うというものである。Fig. 4.11 に陽子誘起 SEU 断面積の閾値 LET 依存性を示す。Fig. 4.11 より、 $L_0$  が減少すると陽子誘起 SEU 断面積が増加することがわかる。また、徐々にではあるが入射エネルギー依存性が弱くなっていることもわかる。

次に原因を探るため、 $L_0$  が 1/10 になったときの生成二次イオンの SEU に与える影響度合いを調査する。Fig. 4.12 に入射エネルギー毎の核反応で生成された二次イオンの、SEU 断面積における相対割合を示す。Fig. 4.12 を見ると、Fig. 4.10 のときと比較して軽イオン（特に  $\alpha$  粒子）による相対的寄与の増加を見ることができる。元々、 $p+^{28}\text{Si}$  反応から生成される二次イオン (Fig.4.13 参照) は、H,He の軽イオンの割合が他のイオンと比較して圧倒的に大きい。そのため、臨界電荷量を減少させたことにより LET の小さな軽イオン（主に  $\alpha$  粒子）の影響が顕著に現れてきたことがわかった。そのため今後は、軽イオン生成における核反応モデルの高精度化が望まれる。

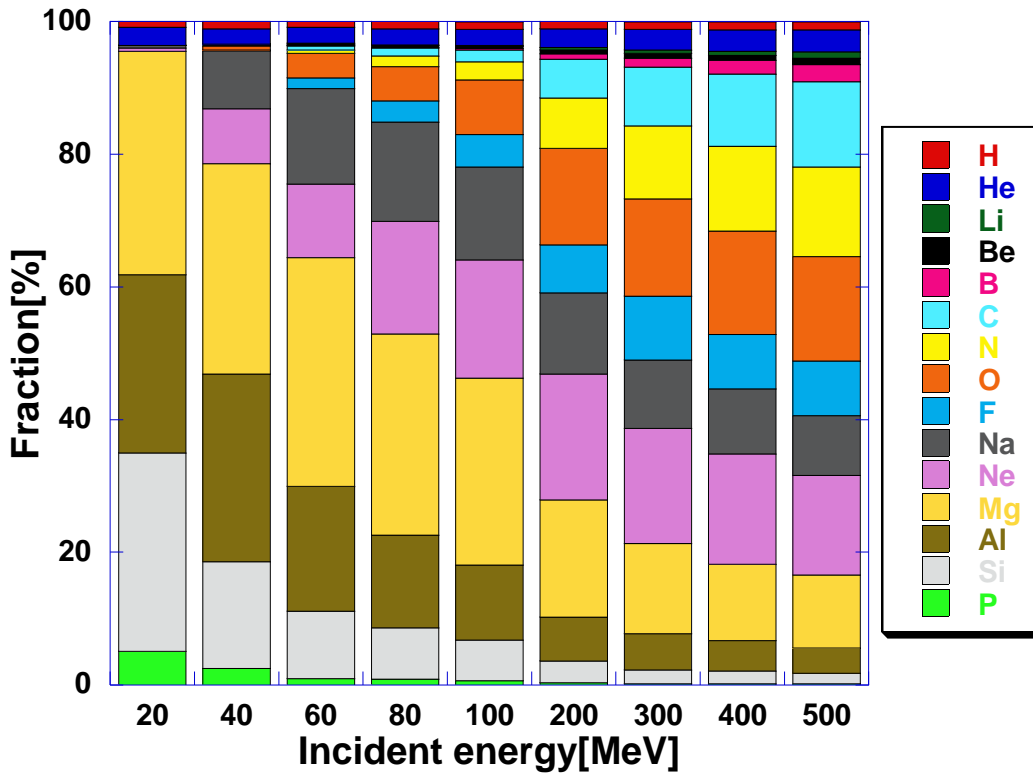


Fig. 4.10 二次イオンの SEU 断面積における相対割合

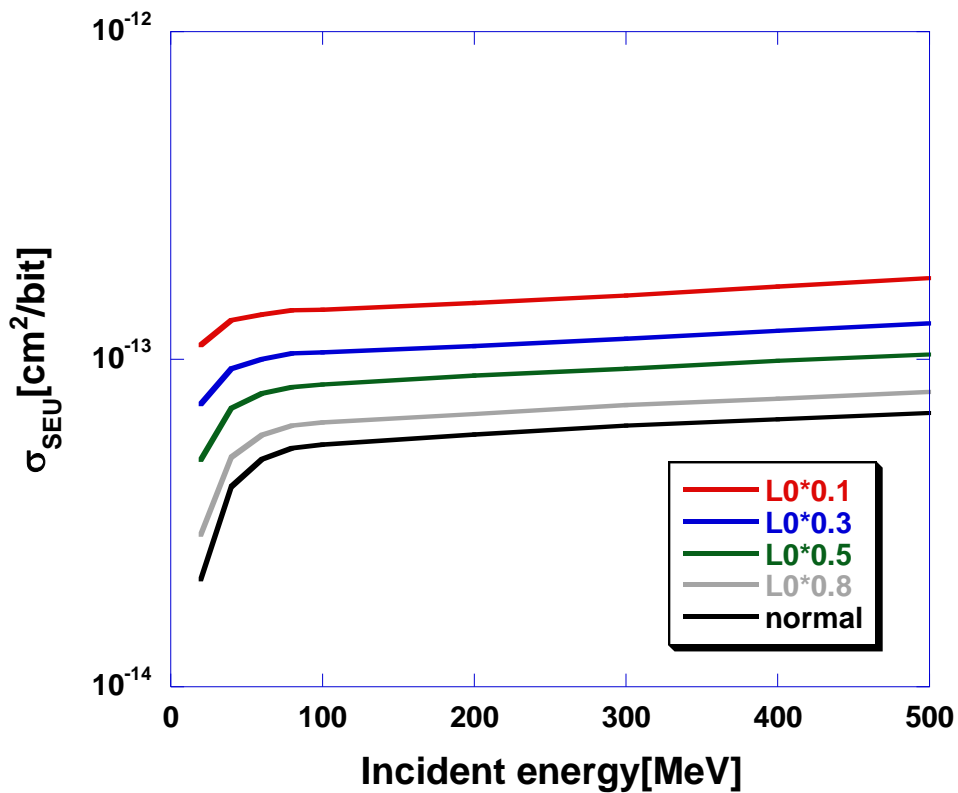


Fig. 4.11 陽子誘起 SEU 断面積の閾値 LET 依存性

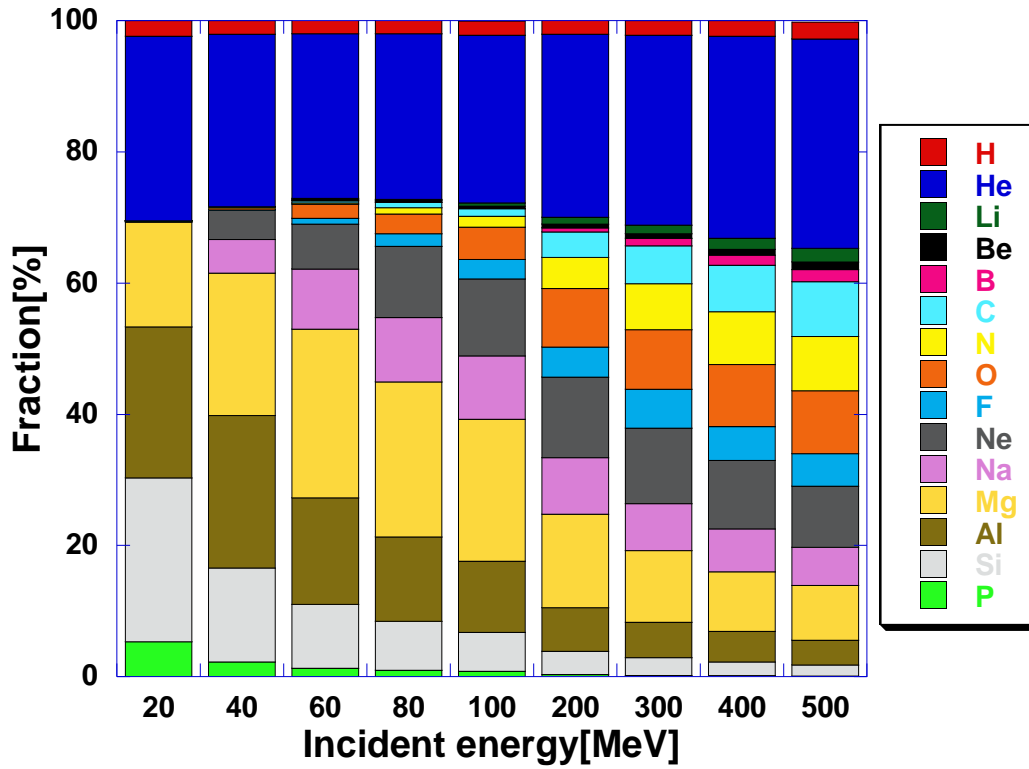


Fig. 4.12 閾値 LET が 1/10 のときの二次イオンの SEU 断面積における相対割合

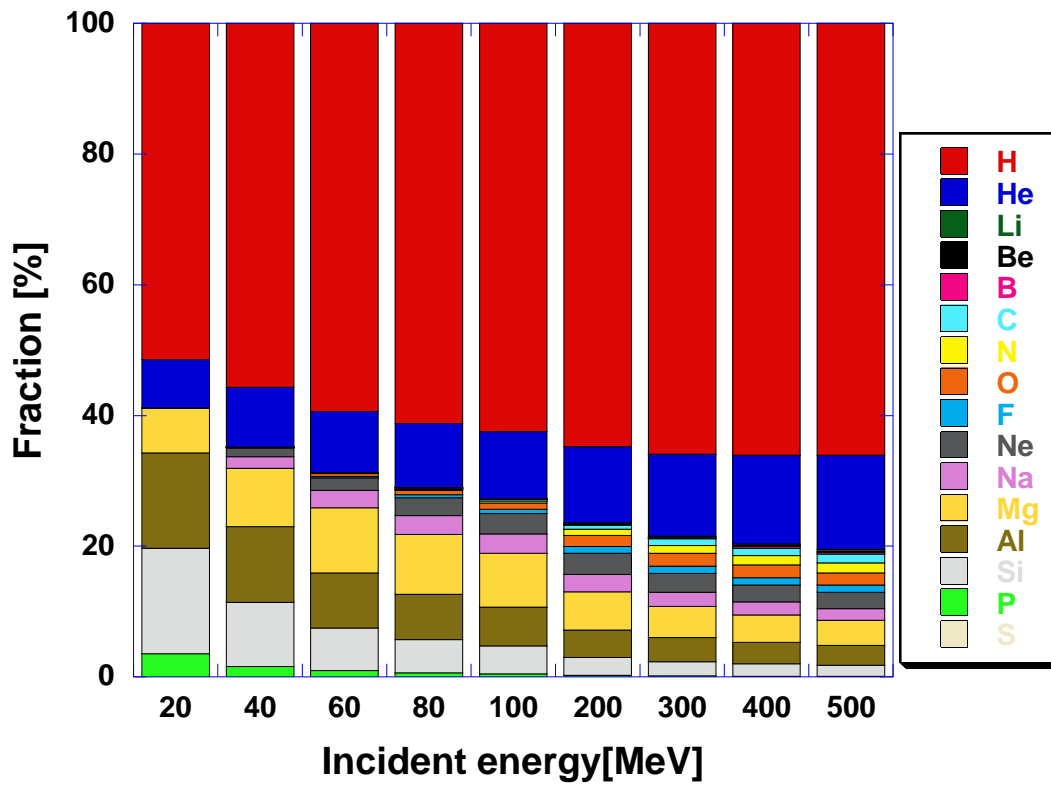


Fig. 4.13  $p+^{28}\text{Si}$  反応から生成される二次イオンの割合

## 4.4 入射陽子による直接電離の影響

デバイスに入射する粒子が、荷電粒子である陽子のために、陽子自らの電荷を有感領域に直接与える可能性がある。本節では、その直接電離に関して考察を行う。

陽子1つの電荷は小さい。しかし、1.1節のFig. 1.1で示したが、宇宙空間における陽子のフラックスは非常に多い。(3.1)式からわかるように、フラックスが非常に多い場合はSEU断面積が小さくてもSEU率は大きくなる。そこで問題となるのは、入射陽子による有感領域へのエネルギー付与が、デバイスの閾値エネルギーを超えるかどうかである。Fig. 4.14に有感領域厚さを1  $\mu\text{m}$ から5  $\mu\text{m}$ まで変化させたときの陽子の平均付与エネルギーを示す。この計算に用いる阻止能の値はSRIMコードによる計算結果を用いた。Fig. 4.14より、有感領域厚さ5  $\mu\text{m}$ のとき最大エネルギー付与は約0.45MeV、それから厚さが薄くなるにしたがって、4  $\mu\text{m}$ のとき約0.38MeV、3  $\mu\text{m}$ のとき約0.31MeV、2  $\mu\text{m}$ のとき約0.23MeV、1  $\mu\text{m}$ のとき約0.12MeVと小さくなっていることがわかる。この理由を、本研究で有感領域の厚さの代表的値である2  $\mu\text{m}$ のときを例にとって説明する。約0.23MeVのエネルギーを持つ陽子は2  $\mu\text{m}$ の飛程を持つ。入射エネルギーが約0.23MeV未満の陽子は飛程が2  $\mu\text{m}$ 未満である。そのため、入射してきた陽子は有感領域途中で止まってしまい、持っていたエネルギーのほぼ100%を有感領域に付与する。つまり、入射エネルギーが約0.23MeVまでは、入射エネルギーが増加するにしたがって付与エネルギーも増加する。一方、入射エネルギーが約0.23MeV以上の陽子は、飛程が2  $\mu\text{m}$ を超えてしまい、持っているエネルギーを100%付与することはない。エネルギーが高くなればなるほど、2  $\mu\text{m}$ の厚さに付与できるエネルギーは小さくなる。以上が、有感領域厚さが2  $\mu\text{m}$ のとき、最大エネルギー付与が約0.23MeVとなる理由である。しかし、これは平均エネルギー付与での値である。実際は、エネルギーストラグリング（エネルギー的揺らぎ）の効果により平均以上のエネルギーを付与する可能性がある。このエネルギーストラグリングはVavilov分布に従い、高エネルギー領域では分布の広がり大きく、低エネルギー領域では広がりが小さい。

Fig. 4.15に300MeVの陽子が半導体デバイスに入射した際の、直接電離寄与の初期エネルギー付与断面積の計算結果を示す。ここで半導体デバイスのサイズは4Mb-SRAMデータのHM628512Aを採用しており、有感領域厚さは2  $\mu\text{m}$ 、計算にはPHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) コード[30]を用いている。PHITS

コードとは日本原子力研究開発機構 (JAEA)、高度情報科学技術研究機構 (RIST)、東北大により開発された、ほぼ全ての粒子と重イオン (原子核) の物質中の輸送と核反応を記述する3次元モンテカルロシミュレーションコードである。高エネルギーから低エネルギーまでの統一的な輸送に加え、重イオンの輸送も扱えるコードとして、現在、加速器分野だけでなく、航空宇宙分野、粒子線がん治療などの医療分野でも広く利用されている。ここでは、直接電離のみの影響を調査するため核反応を起こさず、入射陽子によるエネルギー付与のみ考慮に入れ計算を行った。

平均エネルギー付与が約0.001MeVである300MeVの陽子 (Fig. 4.14参照) が、Fig. 4.15より、直接電離の影響で0.1MeV以上を付与する陽子があることがわかる。また Fig. 4.16にFig. 4.15の積分値を示す。Fig. 4.16より、この計算において割合は非常に少ないものの約0.5MeVを付与する陽子があることも確認することができる。Weibull 関数によるフィッティング結果において、このデバイスの閾値LETは1.66[MeV/(mg/cm<sup>2</sup>)]である。有感領域厚さを2 $\mu$ mとして閾値エネルギーに変換すると、0.777[MeV]となる。つまり、直接電離によるエネルギーのこのデバイスにおいては直接電離の影響がないことがわかる。しかしながら、本研究で用いたデバイスにおける閾値LETの最小値は、Table 1よりSRAMにおいて0.18[MeV/(mg/cm<sup>2</sup>)]、DRAMにおいて0.10[MeV/(mg/cm<sup>2</sup>)]となっている。これを、有感領域厚さを2 $\mu$ mとして閾値エネルギーに変換すると、0.084[MeV]、0.047[MeV]となる。平均エネルギー付与では影響はなかったものの、Fig. 4.15と同程度の結果が得られると、エネルギーストラグリングの効果により、直接電離が影響を与える可能性があることがわかる。また、現在一般的な値としている有感領域厚さ2 $\mu$ mは、今後更に薄くなることが予測される。更に、デバイスは閾値エネルギーが減少していくと予想されるため、直接電離が今後SEUに影響を与えると考えられる。そのため、これからは直接電離を含めたSEU断面積の解析が必要であろう。

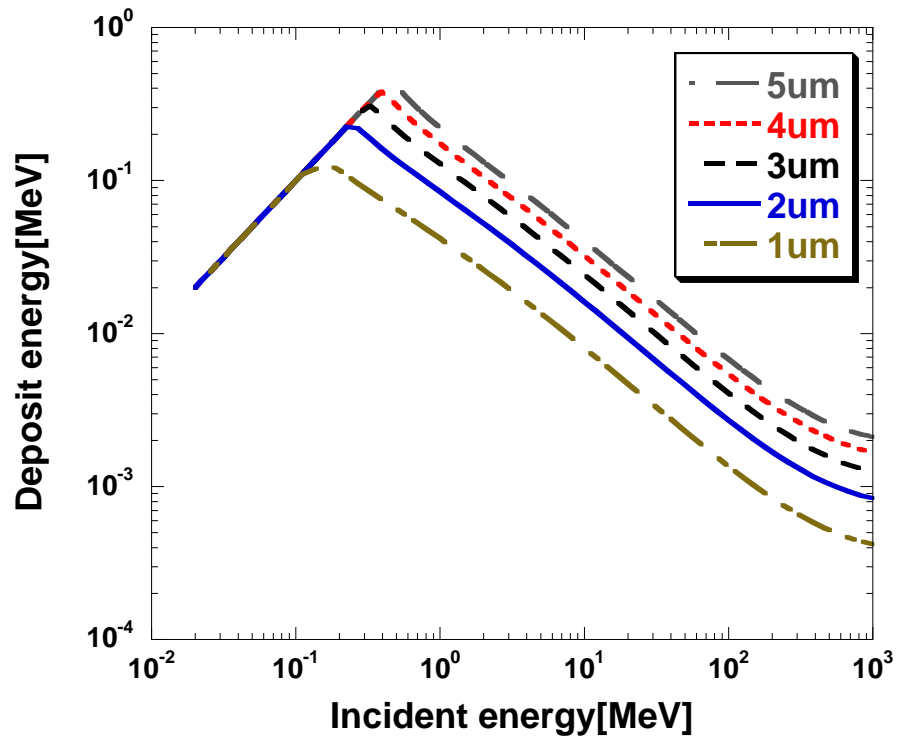


Fig. 4.14 陽子の付与平均エネルギーの有感領域厚さ依存性

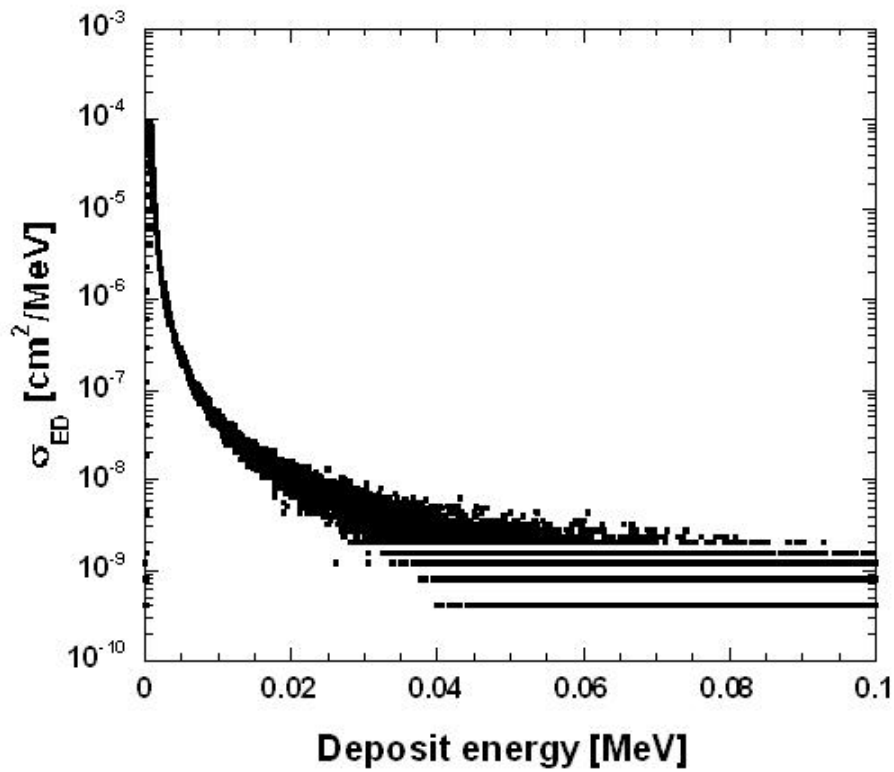


Fig. 4.15 入射陽子の直接電離によるエネルギー付与と初期エネルギー付与断面積

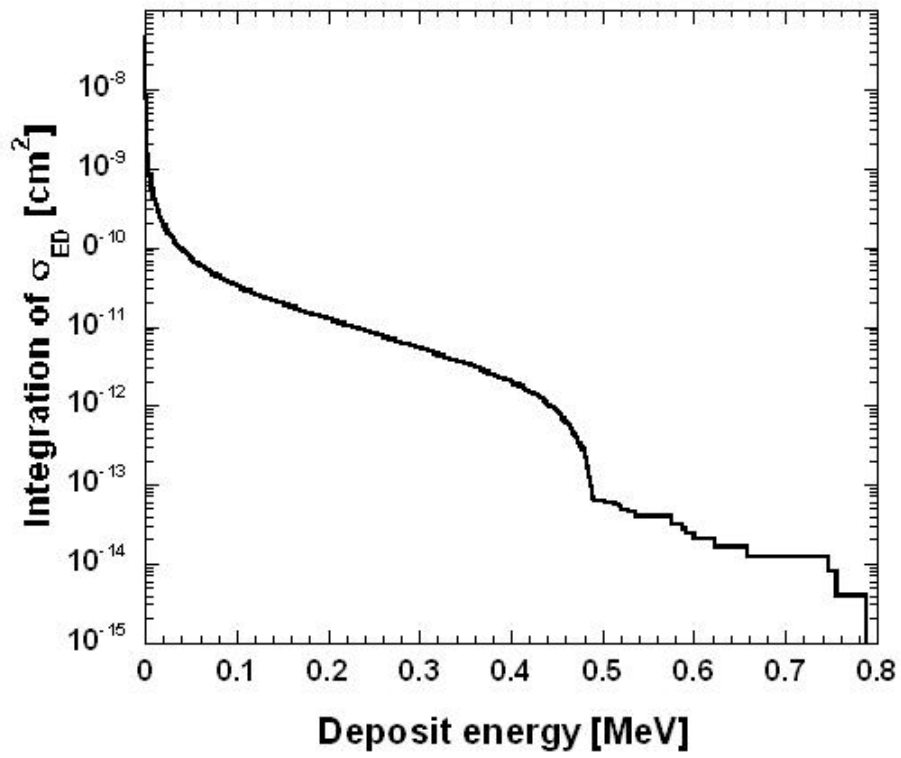


Fig. 4.16 入射陽子の直接電離によるエネルギー付与と初期エネルギー付与断面積の積分値

## 第 5 章 結論

本研究では、陽子誘起 SEU 断面積を重イオン誘起 SEU 断面積に関連付けた手法で求めることを目的とし、両者間の相関を用いた現象論的アプローチで求めた経験式を用いた手法と微視的なシミュレーションによる手法の 2 つを行った。

まずは本研究で用いたデバイスの実験データを整理、相関の傾向を調査し、他の研究者による相関の妥当性を検討した。その結論を以下にまとめて示す。

- ・ 重イオン誘起 SEU 飽和断面積と陽子誘起 SEU 飽和断面積を比較した結果、両者にある程度の正の相関があることを予測できた。これは、集積度が上がるに従って、陽子誘起 SEU 飽和断面積と重イオン誘起飽和 SEU 断面積は共に減少するものとなっていた。更に SRAM と DRAM では集まる位置が異なることもわかり、本研究では全てのメモリ構造について詳細に調査しておらず、断定はできないが、これは SRAM、DRAM の構造の違いに起因した結果だと推測される。
- ・ 重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET と飽和断面積比を比較した結果、閾値 LET が大きくなるにつれて、SRAM は指数関数的に減少する傾向があることがわかった。しかし、DRAM (特に SERVIS データのデバイス) に関しては、散布しており相関を持つ傾向は見られなかった。
- ・ 他の研究者による、重イオン誘起 SEU 断面積の閾値 LET と飽和断面積比の経験式を調査した結果、本研究で用いたデバイスにおいて、Rollins の式の適用可能性は低く、FOM の理論から導出された Barak の式の適用可能性は高いことがわかった。また、閾値 LET が大きな素子であれば有感領域厚さ  $d$  の依存性は強く、逆に閾値 LET が小さな素子であれば  $d$  依存性は弱いこともわかった。

- ・ 閾値 LET と飽和断面積は Weibull 関数パラメータに非常に高い依存性を持つ。そのため、重イオン・陽子共に、実験データは Weibull 関数の立ち上がり（低エネルギー、低 LET）部分のデータを数多くとること、飽和断面積の絶対値を正確に測定することが要求される。

次に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、陽子誘起 SEU 断面積を計算する半経験的モデル（McSEE-Q）を用いて、比較的新しいデバイスに関して実験データとの比較を行い（ここでは Barak の半経験式でも比較を行った）、生成二次イオン種依存性の調査をすると共に、将来のデバイスにおける陽子誘起 SEU 断面積の予測を行った。また、入射陽子による直接電離の影響についても考察を行った。その結論を以下にまとめて示す。

- ・ 全体的な傾向として、SEU 断面積の計算結果は、Barak の半経験式、McSEE-Q 共に同程度で入射エネルギー依存性を再現することが出来た。SRAM においては、絶対値をよく再現できた。DRAM においては、ある程度実験値を再現することができたデバイスもあったものの、全体的に計算結果が実験値を過大評価する傾向にあった。そこで、今後デバイス構造を計算モデルに組み込むといった計算手法を確立する必要があるだろう。
- ・ McSEE-Q コードを用いて陽子誘起 SEU 断面積に対する二次イオン種依存性の調査を行った結果、入射エネルギーが高くなるに従い、相対的寄与は重いイオンから軽いイオンにシフトする傾向があることがわかった。
- ・ 臨界電荷量が小さくなる次世代のデバイスにおいては、陽子誘起 SEU 断面積が増加し、LET の小さな軽イオン（特に  $\alpha$  粒子）の影響が大きくなる可能性が高いことを見出した。このことから、今後軽イオン生成の核反応モデルの高度化がより一層望まれる。

- 入射陽子による直接電離の影響を調査した結果、平均エネルギー付与では影響はないものの、エネルギーストラグリングの効果を考慮に入れるとデバイスによっては影響が見えてくる可能性があることがわかった。また、現在一般的な値としている有感領域厚さ  $2\mu\text{m}$  は、今後更に薄くなることが予測され、デバイスは閾値エネルギーが減少していくと予想される。そのため、直接電離が今後 SEU に影響を与えると考える。よって、これからは直接電離を含めた SEU 断面積の解析が必要であろう。

## 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]K. Oishi, JAERI-Conf 95-016 (1995), p.125.
- [3]恩田忠典 等, 「宇宙環境科学」, オーム社, (2000).
- [4]金井宏 等, 平成 16 年度 宇宙環境利用の展望, (財)宇宙環境利用推進センター, (2004), (<http://www.jaros.or.jp/>)
- [5]USEFホームページ, (<http://www.usef.or.jp/>)
- [6]P. C. Murley et al., IBM J. Res. Develop., Vol. **40**, No. 1, (1996), p.109.
- [7]R. Koga et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. **35**, No. 6, (1988), p.1638.
- [8]W. J. Stapor et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **37**, No. 6, (1990), p.1966.
- [9]E. L. Petersen et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **39**, No. 6, (1992),  
p.1600.
- [10]E. L. Petersen, IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **45**, No. 6, (1998), p.2250.
- [11]J. Barak et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **46**, No. 6, (1999), p.1504.
- [12]I. Nashiyama et al., 放射線, Vol. **30**, No. 3, (2004), p.293.

- [13] P. Calvel et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **43**, No. 6, (1996), p.2827.
- [14] J. Barak et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **43**, No. 3, (1996), p.979.
- [15] J. Barak, IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **47**, No. 3, (2000), p.545.
- [16] 児玉章裕, 2005 年度九州大学先端エネルギー工学専攻修士論文, (2006).
- [17] K. Niita et al., JQMD/GEM code, JAERI-Data/Code 99-042 (1999).
- [18] S. Furihata, Nucl. Inst. Method in Phys. Res. B **171**, (2000), p.251; S. Furihata and T. Nakamura, J. Nucl. Sci. and Technol., Suppl. **2**, (2002), p.1380.
- [19] 伊部英史 等, 応用物理, 第 **70** 卷, 第 11 号, (2001), p.1308.
- [20] 西嶋康太, 2005 年度九州大学工学部エネルギー科学科卒業論文, (2006).
- [21] R. F. Carlson, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. **63**, No. 1, (1996), p.94.
- [22] Y. Watanabe et al., Int. Conf. on Nucl Data for Science and Technology, AIP Conf. Proc. Vol. **769**, (2005), p.326.
- [23] J. Ziegler, SRIM code, (1990).  
(<http://www.research.ibm.com/ionbeams/SRIM/SRIMLEGL.HTM>)
- [24] USEF データベース, (<http://scomp.sc.usef.or.jp>)
- [25] C. Inguibert et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **49**, No. 3, (2002), p.1480.
- [26] C. S. Dyer et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **51**, No. 5, (2004), p. 2817.

[27] E. L. Petersen et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **30**, No. 6, (1983), p.4533.

[28] E. L. Petersen et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **40**, No. 6, (1993), p.1888.

[29] E. L. Petersen et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol. **42**, No. 6, (1995), p.1995.

[30] H. IWASE et al., J. of Nucl. Sci. and Technol. Vol. **39**, (2002), p.1142.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、貴重な御指摘をして頂いた、中島秀紀教授には深く感謝申し上げます。渡辺幸信准教授には、研究における御指導・適切な御助言を与えて頂き、更に研究に限らず様々な面で御指導を頂きました。多々御迷惑をお掛けしたことと思いますが、大変充実した3年間を送ることが出来ました。深く感謝申し上げます。研究分野は異なっておりましたが、梶村好宏講師、山本直嗣助教には様々な御助言を与えて頂き、深く感謝申し上げます。研究室をいつも笑顔の絶えない場所にして頂いた岡安秘書には深く感謝しております。

同じ研究グループにおきまして、Dimitre. N Kadrev 氏には2年間大変お世話になりました。深く感謝しております。林真照氏にはこの研究室配属当初から3年間様々な知識を与えて頂き大変勉強になりました。深く感謝しております。叶涛氏には英語を常に使う環境を与えて頂き、また、年下の私にいつも真摯に対応して頂き、深く感謝しております。将来中国に行く際はぜひ宜しくお願い致します。本岡親英氏には多々御迷惑をお掛けしたことと思います。大変感謝しております。研究、就職活動共に良い成果が出ることを願っております。残り一年、精一杯過ごして下さい。安部晋一郎氏には研究面で非常にお世話になりました。これからは、プロジェクトの立ち上げ等、大変忙しくなるとは思いますが、充実した学生生活になると思います。期待しております。卒業されましたが、児玉章裕氏、加来大輔氏には公私共に大変お世話になりました。深く感謝しております。

研究分野は異なっておりましたが、3年間共に過ごした、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。素晴らしい時間を過ごさせて頂いた、永田英隆氏、大宅将史氏、鶴哲平氏、七村和彰氏、松田伸夫氏、小谷優介氏、林田憲治氏には大変感謝しております。半年という短い期間でしたが、様々なことを教えて頂いた高橋奈菜子氏には深く感謝しております。

最後になりましたが、長い学生生活を支えて頂いた父、母、兄には心より深く感謝申し上げます。

## 付録

### A-1 重イオン SEU 断面積の Weibull fitting

Barak の経験式、Mc-SEEQ コードを用いる際、重イオンの SEU 断面積の実験値を関数で表す必要がある。この関数には Weibull 関数と呼ばれるものを用いる。係数は 4 つで、実験値からフィッティングを行った。フィッティングの方法としては、市販のグラフ作成ソフト「Origin 7.0」を用いた。

係数の決定方法は以下の通りである。

- ① 係数の初期値を任意に入力し、この値を  $a_{10}$ 、 $\dots$ 、 $a_{40}$  とする。初期値から  $\chi^2$  を計算する。これを  $\chi^2(a_0)$  と書くことにする。
- ②  $\chi^2$  の求め方は、次式を Weibull 関数の式として、 $\chi^2$  を計算すればよい。

$$f(x_i, a_{10}, \dots, a_{40}) = a_{10} \left[ 1 - \exp\left\{-\left[\frac{x - a_{20}}{a_{30}}\right]^{a_{40}}\right\}\right] \quad (\text{A1.1})$$

$\chi^2$  の計算方法は次式である。

$$\chi^2 = \frac{1}{n^{\text{eff}} - p} \sum_{i=1}^n w_i \{y_i - f(x_i, a_{10}, \dots, a_{40})\}^2 \quad (\text{A1.2})$$

ここで  $n^{\text{eff}}$  : フィッティングに使われる実験値の個数

$p$  : フィッティングに使われる、調節可能な係数の個数

$n^{\text{eff}} - p$  は自由度を表している。

$$\textcircled{3} \alpha_{jk} = \sum_{i=1}^n w_i \frac{\partial f_0(x_i)}{\partial a_j} \frac{\partial f_0(x_i)}{\partial a_k} \quad (\alpha_{jk} = \alpha_{kj}) \quad \text{により行列 } \alpha \text{ を計算する。}$$

ここで  $f_0(x_i) = f(x_i, a_{10}, \dots, a_{40})$  である。

④  $\alpha$  の逆行列を求めず、次のような行列  $\alpha'$  の逆行列を求める。

$$\text{非対角要素： } \alpha'_{jk} = \alpha_{jk} \quad (j \neq k) \quad \text{対角要素： } \alpha'_{jj} = (1 + \lambda)\alpha_{jj}$$

⑤ 行列  $\alpha'$  の逆行列を求め、それを  $\alpha^{-1}$  とみなし、次式より、 $\delta a_1, \dots, \delta a_4$  を求める。

$$\beta_j = \sum_{i=1}^n w_i \{y_i - f_0(x_i)\} \frac{\partial f_0(x_i)}{\partial a_k}, \quad \delta a_j = \sum_{k=1}^4 (\alpha^{-1})_{jk} \beta_k \quad (j=1, \dots, 4)$$

⑥  $a_{j_0} + \delta a_j$  ( $j=1, \dots, 4$ ) を係数として  $\chi^2$  を求める。これを  $\chi^2(a_{j_0} + \delta a_j)$  と書くことにする。

⑦  $\chi^2(a_0 + \delta a) > \chi^2(a_0)$  であれば  $\lambda$  を 10 倍して③に戻る

⑧  $\chi^2(a_0 + \delta a) < \chi^2(a_0)$  であれば  $a_{j_0} + \delta a_j$  ( $j=1, \dots, 4$ ) を新しい初期値  $a_{j_0}$  とし、また  $\chi^2(a_0 + \delta a)$  を新しい  $\chi^2(a_0)$  とし、 $\lambda$  を 1/10 にしてから②に戻る。

⑨ もし⑦の判定の際に  $\chi^2(a_0) - \chi^2(a_0 + \delta a) < \chi^2(a_0 + \delta a) \times 10^{-5}$  であれば計算を打ち切り、そのときの  $a_{j_0} + \delta a_j$  ( $j=1, \dots, 4$ ) を求める係数とする。

## A-2 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

データベースを作成する際に使用され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。

### A-2.1 JENDL-3.3

JENDL (Japanese Nuclear Data Library) とは旧日本原子力研究所核データセンター (現在、日本原子力研究開発機構・核データ評価研究グループ) 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開発機構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[A1]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。

### A-2.2 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[A2]は、中性子及び陽子入射反応に対する核データを格納し、3 GeV 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。20 MeV 以下のエネルギー領域に関しては前述の 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。

### A-2.3 JQMD/GEM コード

JQMD[A3]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、統計的過程の計算モデルとして降旗による GEM モデル[A4]を採用し、QMD と組み合わせることにより作成された SEU 断面積計算に必要な核データベースを用いている。ただし弾性散乱についてのデータは含まれていない。

### A-3 閾値 LET の導出

閾値 LET ( $L_{0.1}, L_{0.25}, L_{0.01}$ ) を求める方法を以下に示す。

$$(3.4)\text{式の } \sigma_{HI}(L) = \sigma_0 [1 - \exp\{-\left(\frac{L-L_0}{W}\right)^s\}] \text{ より } \exp\left\{-\left(\frac{L-L_0}{W}\right)^s\right\} = 1 - \frac{\sigma_{HI}(L)}{\sigma_0}$$

$$\text{両辺対数をとって } -\left(\frac{L-L_0}{W}\right)^s = \log\left\{\frac{\sigma_{HI}(L)}{\sigma_0}\right\}$$

$$\left(\frac{L-L_0}{W}\right)^s = -\log\left\{\frac{\sigma_0 - \sigma_{HI}(L)}{\sigma_0}\right\} = \log\frac{\sigma_0}{\sigma_0 - \sigma_{HI}(L)}, \quad \frac{L-L_0}{W} = \sqrt[s]{\log\frac{\sigma_0}{\sigma_0 - \sigma_{HI}(L)}}$$

$$\therefore L = L_0 + W \cdot \sqrt[s]{\log\frac{\sigma_0}{\sigma_0 - \sigma_{HI}(L)}}$$

ここで  $\sigma_{HI}(L)$  に重イオン誘起 SEU 断面積飽和値の 1/10、1/4、または 1/100 の値を代入すれば  $L_{0.1}, L_{0.25}, L_{0.01}$  が求められる。

### 参考文献

- [A1] K. Shibata et al., J. of Nucl. Sci. and Technol. Vol. **39**, (2002), p.1125.
- [A2] Y. Watanabe et al., Int. Conf. on Nucl Data for Science and Technology, AIP Conf. Proc. Vol. **769**, (2005), p.326.
- [A3] K. Niita et al., JQMD/GEM code, JAERI-Data/Code 99-042 (1999).
- [A4] S. Furihata, Nucl. Inst. Method in Phys. Res. B **171**, (2000), p.251; S. Furihata and T. Nakamura, J. Nucl. Sci. and Technol., Suppl. **2**, (2002), p.1380.