

卒業論文

題目 陽子入射シングルイベントアップセット断面積の半経験的計算手法の検討

氏名 西嶋康太

所属教育分野 プラズマ理工学

指導教員 中島秀紀 教授
渡辺幸信 助教授

九州大学工学部エネルギー科学科

提出年月 平成 18 年 2 月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	3
第 2 章 陽子誘起のシングルイベントアップセット(SEU)発生の原理	4
第 3 章 計算方法	6
3.1 陽子入射 SEU 断面積の計算	6
3.1.1 Barak の経験式	6
3.1.2 Barak の経験式の改良に関して	9
3.2 Weibull 関数による重イオン SEU 断面積のフィッティング	10
第 4 章 陽子誘起 SEU 断面積の計算結果と実験値との比較	12
4.1 実験データ	12
4.2 Calvel データの解析	15
4.2.1 オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較	15
4.2.2 有感領域厚さの変化による オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較	19
4.3 USEF データの解析	25
4.3.1 USEF データの Weibull 関数によるフィッティング	25
4.3.2 オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較	26
4.3.3 Weibull 関数のフィッティングにおけるパラメータの影響評価	30
4.4 低エネルギーにおける微視的シミュレーションとの比較	33
4.5 入射陽子の直接励起の効果	36
第 5 章 結論	38
参考文献	40
謝辞	42

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放射線の脅威に曝されている。

高エネルギーの放射線（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（ソフトエラー）が起きる。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、コンピュータの中枢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エラー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。これらの宇宙線の主な構成粒子は陽子（約80～90%）であり、残りの大半が電子粒子、そして1%程度が重イオンである⁽²⁾。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。また、陽子線に関して、これら3つで比較すると、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という特徴がある。Fig. 1.1 に宇宙放射線環境⁽³⁾の図を示す。

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⁽⁴⁾が進行中である。このプロジェクトは、我が国の民生部品を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、大きくて重いものになっている。さらに、宇宙政策が不明確で需要予測が難しい、設備更新で認定設備の維持ができない、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。また、自動車・パソコン・携帯電話などに使用されている我が国の電子部品は、世界的に見ても高品質な部類に入る。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、高集積の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。

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、ソフトエラーの原因の1つである SEU 現象のメカニズムの解析や、モデル化が必要となっている。現在の半導体デバイスに対しても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。

陽子誘起の SEU 現象について検討を行う際に、重イオン誘起の 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、陽子誘起の 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章の陽子誘起の SEU 発生の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の 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、重イオン誘起の SEU の方が、陽子誘起の 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、陽子誘起の 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 から陽子誘起の SEU を予測したい主な理由である。

そこで本研究では、陽子誘起の SEU 現象を解析するために陽子誘起 SEU 断面積の計算式に注目し、予測精度向上のための検討を行う。

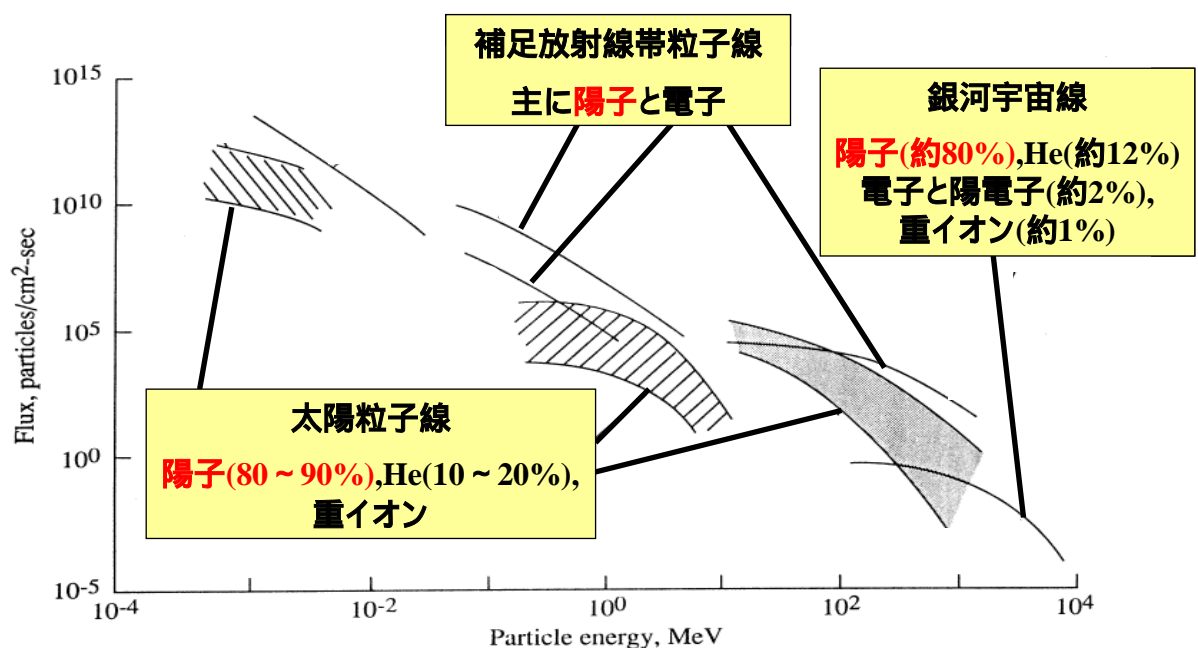


Fig. 1.1 宇宙放射線環境⁽⁴⁾

1.2 研究目的

陽子誘起の SEU 断面積を求める経験式は様々あり、それに関して多くの研究がなされている。代表的なものとしては、W.J. Stapor らによる two parameter BENDEL model⁽⁵⁾、P. Calvel らによる PROFIT model⁽⁶⁾、J. Barak らによる semi-empirical model^{(7),(8)}がある。two parameter BENDEL model の計算は陽子誘起の SEU 断面積の飽和値と、アップセットを起こすエネルギー（閾値エネルギー）の 2 つだけで予測するため、式としてはとても単純である。しかしこの式は、閾値エネルギーが 30MeV 以下となる半導体デバイスにおいて、低エネルギー側で合わない傾向がある。さらに、この式は重イオンに関連付けていない。陽子誘起の SEU 断面積と重イオン誘起の SEU 断面積とを関連付けている PROFIT model の計算は、電荷付与の計算部分で、陽子が半導体デバイスに入射してきた際、弾性散乱による反跳核である ^{28}Si しか考慮にいていない。つまり、核反応で放出される他の二次イオンの影響を考えていない。また、陽子誘起の SEU 断面積の計算値が、陽子の入射エネルギーが 200MeV のとき飽和していると考え規格化している。semi-empirical model の計算は陽子誘起の SEU 断面積と重イオン誘起の SEU 断面積とを関連付けており、PROFIT model よりもエネルギー付与の計算方法を考えている。そこで、本研究では、重イオン誘起の SEU 断面積に関連付けた陽子誘起の SEU 断面積の式である、semi-empirical model の Barak の経験式に注目することにした。

本研究では、この Barak の経験式に対して改良を試み、Barak の経験式と改良をした式を比較する。改良点としては、核的相互作用に注目した反応断面積の改良である。それによって、さらに集積度の高い半導体デバイスへの適用可能性を探っていく。また、有感領域厚さの依存性を検討し、そして入射陽子による直接電離の影響を考察する。以上のことを主な目的とし、Barak の経験式の問題点の抽出を行う。

第2章 陽子誘起のシングルイベントアップセット(SEU)

発生の原理

陽子誘起の SEU 発生メカニズムの模式図を Fig. 2.1 に示す。陽子誘起の SEU 発生のメカニズムとしては、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を Fig. 2.2 に示す。これには QMD コード⁹⁾を用いている。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 1、あるいは 1 0 と反転する。このようにして、シングルイベントアップセット(SEU) は発生する。

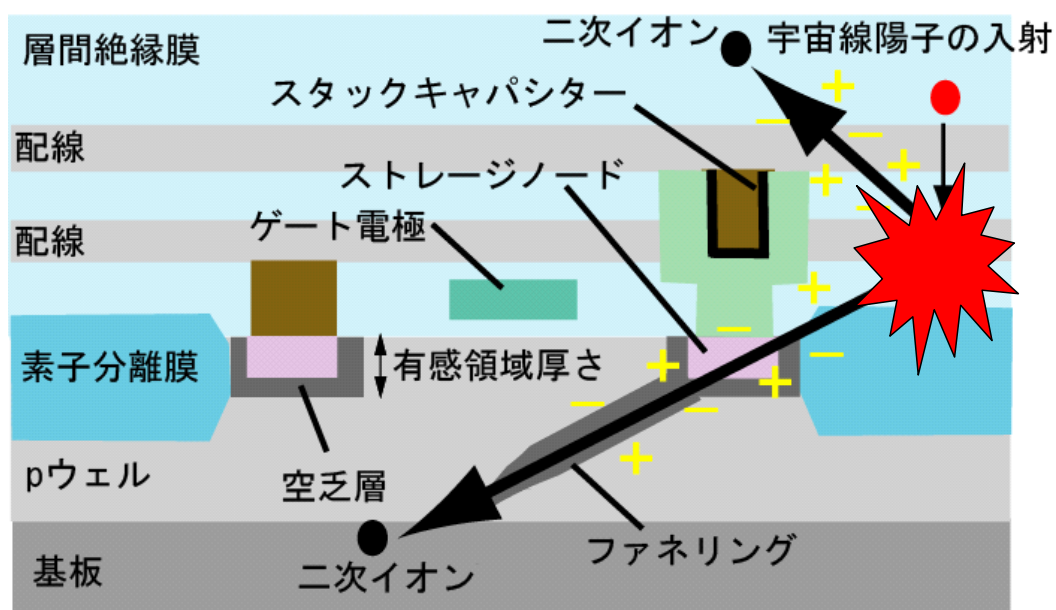


Fig. 2.1 陽子誘起の SEU 発生メカニズムの模式図

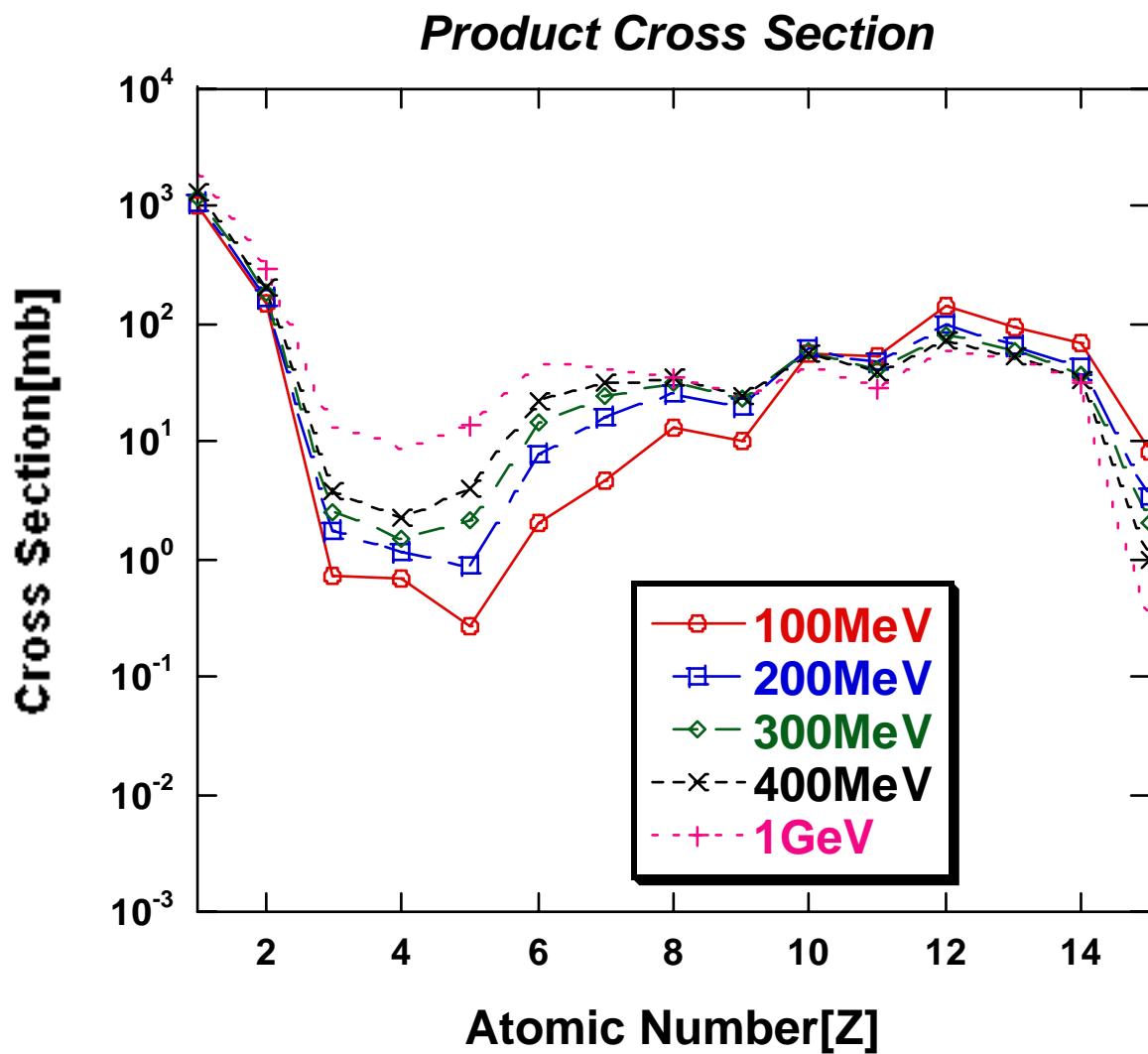


Fig. 2.2 入射エネルギーの異なる陽子と $^{28}S_i$ の核反応により生成される二次イオンの生成断面積

第3章 計算方法

3.1 陽子誘起 SEU 断面積の計算

3.1.1 Barak の経験式

陽子誘起の SEU 断面積を求める、Barak の経験式⁽⁷⁾⁽⁸⁾は以下の(1)式で表される。

$$\sigma_p(E_p, d, L) = C \cdot n_{Si} \cdot \sigma_{react} \cdot d \int_0^{\infty} g(E_p, d, L) \sigma(L) dL \quad (3-1)$$

(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⁽⁸⁾, $n_{Si} = 5.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$: シリコンの数密度

$\sigma_{react} = 400 \text{mb}$: 反応断面積

d = 2 μm : 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)

(L) : ある線エネルギー付与に対し SEU が起きる確率

Barak 経験式では、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 μm としている。

$g(E_p, d, L)$: 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⁽⁷⁾で(3-2)式のように表される。

$$g(E_p, d, L) = \beta \exp(-\beta L) \quad (3-2)$$

$$\beta(E_p, d) = 0.234 \cdot d \cdot 0.108 \left[1 + 2.78 \exp\left(-\frac{E_p}{20}\right) + 1.34 \exp\left(-\frac{E_p}{80}\right) \right] \left[1 + 2.5 \exp\left(-\frac{d}{15}\right) \right] \quad (3-3)$$

(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フィッティングを行った(3-4)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。

$$\sigma(L) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left\{ - \left[(L - L_0) / W \right]^s \right\} \right] \quad (3-4)$$

(3-4)式における各パラメータはフィッティングによって求められるが、(3-4)式での役割は次のとおりである。

σ_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が、 L_0 や W, s の関係で一概には言えない

上記の内容を満たす(3-1)式を、以降オリジナルの式と呼ぶことにする。ただし(3-1)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 $\sigma(L)$ の関係の図を Fig. 3.1 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 $g(L) \times \sigma(L)$ を示しており、(3-1)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、 $\sigma(L)$ のパラメータである L_0 の値の設定が重要になることがわかる。

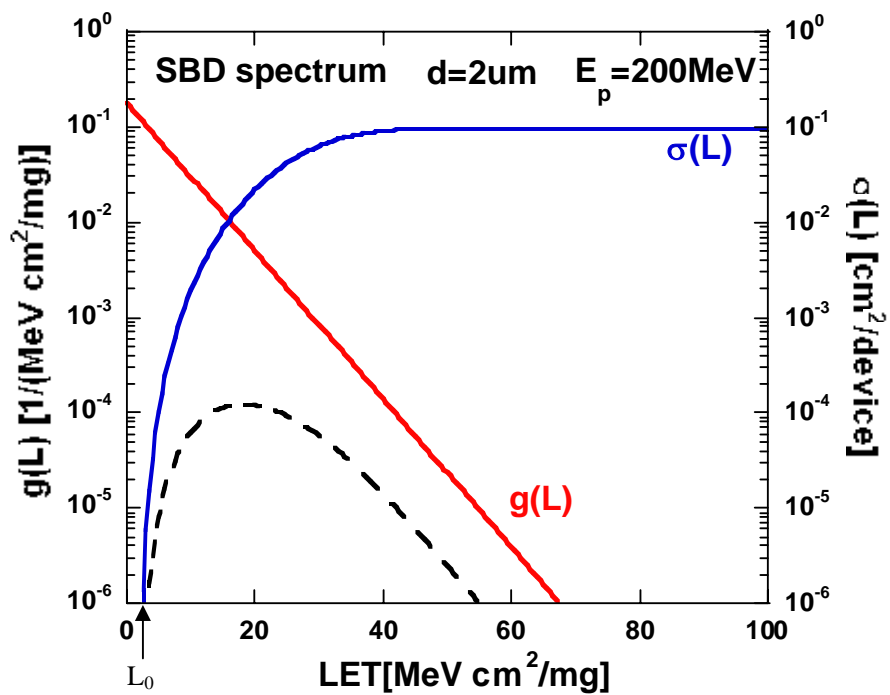


Fig. 3.1(a) 陽子の入射エネルギー200MeVにおける $g(E_p, d, L)$ と $\sigma(L)$ の関係の図

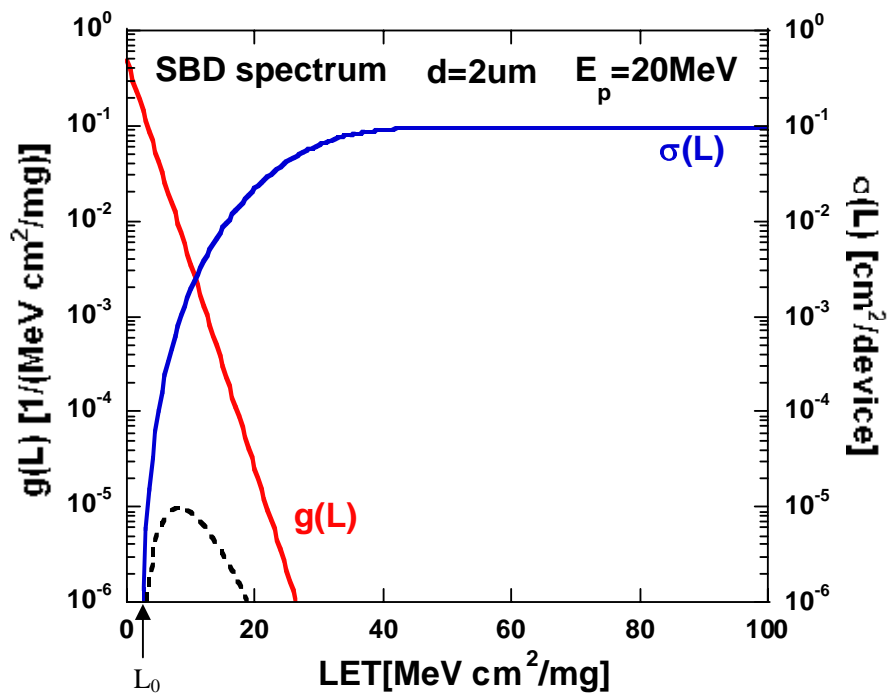


Fig. 3.1(b) 陽子の入射エネルギー20MeVにおける $g(E_p, d, L)$ と $\sigma(L)$ の関係の図

3.1.2 Barak の経験式の改良に関して

オリジナルの式は式中を大きく、 σ_{react} (反応断面積) $g(E_p, L)$ 、 (L) の3つ分けることができる。 (L) は重イオン誘起のSEU断面積の実験値を使用するため、改良することはできない。改良できる点としては σ_{react} 、 $g(E_p, L)$ の2点に絞られる。本研究では反応断面積に注目していく。オリジナルの式では、反応断面積を一律400mbという値をとっている。しかし実際は、反応断面積は入射エネルギーに依存して変化する。Fig. 3.2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。つまり、反応断面積を400mbと一定とするBarakの近似は問題があると考えられる。そのため、実験値⁽¹⁰⁾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⁽¹¹⁾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、オリジナルの式に組み込んだ。

$$\sigma_p(E_p, d, L) = C \cdot n_{Si} \cdot \sigma_{react}(E_p) \cdot d \int_0^{\infty} g(E_p, d, L) \sigma(L) dL \quad (3-5)$$

この改良した(3-5)式を以降、修正Barakの式と呼ぶことにする。

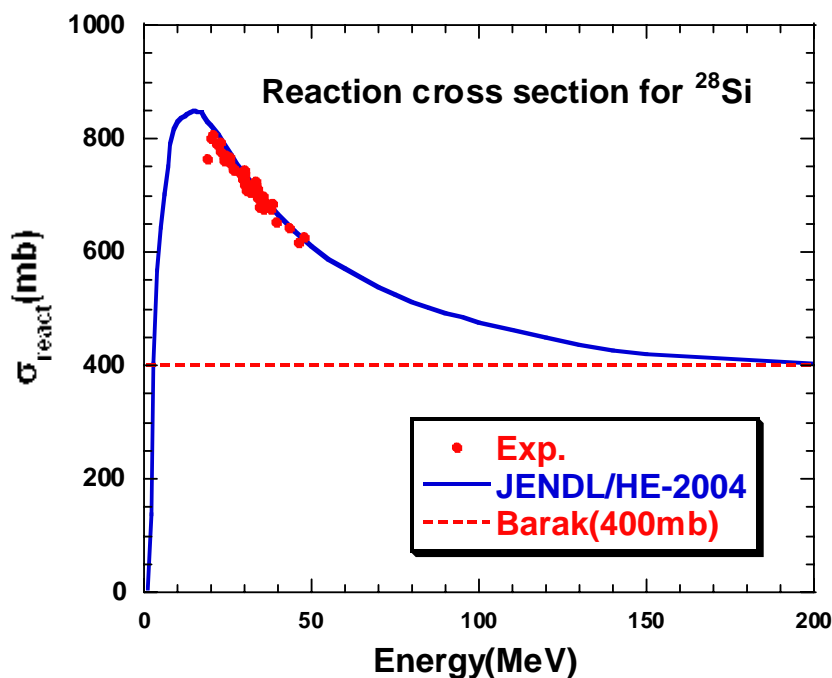


Fig. 3.2 陽子とシリコンの反応断面積

3.2 Weibull 関数による重イオン SEU 断面積のフィッティング

Barak の経験式を使用する際、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、栗屋隆著「データ解析アナログとデジタル」⁽¹²⁾を基にして作成したプログラムと、市販のグラフ作成ソフト「Origin 7.0」を用いたフィッティングの二種類で行った。二種類でフィッティングを行った理由は、フィッティング結果をより矛盾ないものにするためである。

本研究で作成したプログラムの係数の決定方法は以下の通りである。

係数の初期値を任意に入力し、この値を a_{10} 、... a_{40} とする。初期値から χ^2 を計算する。これを $\chi^2(a_0)$ と書くことにする。

χ^2 の求め方は、次式を Weibull 関数の式として、 χ^2 を計算すればよい。

$$f(x_i, a_{10}, \dots, a_{40}) = a_{10} \left[1 - \exp \left\{ - \left[(x - a_{20}) / a_{30} \right]^{a_{40}} \right\} \right] \quad (3.6)$$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n w_i \{ y_i - f(x_i, a_{10}, \dots, a_{40}) \}^2 \quad (3.7)$$

w_i : 荷重 , y_i : 実験値 , $f(x_i)$: 計算値 である。

ここでは $w_i = 1$ としている。

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

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

α の逆行列を求めず、次のような行列 α' の逆行列を求める。

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

$$\text{対角要素} \quad \alpha'_{jj} = (1 + \lambda) \alpha_{jj}$$

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

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

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

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

$\chi^2(a_0 + \delta a) < \chi^2(a_0)$ 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 $\chi^2(a_0 + \delta a_0)$ を新しい $\chi^2(a_0)$ とし、 δa を 1/10 にしてから χ^2 に戻る。

もし χ^2 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。

δa の初期値は 0.001 とする。

「Origin 7.0」でのフィッティングにおける、 χ^2 の計算方法は次式である。

$$\chi^2 = \frac{1}{n^{eff} - p} \sum_{i=1}^n w_i \{y_i - f(x_i, a_{10}, \dots, a_{40})\}^2 \quad (3.8)$$

ここで n^{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
 $n^{eff} - p$ は自由度を表している。

本研究で作成したプログラムと「Origin 7.0」でのフィッティングは基本的には LM (レーベンベルグ・マルカート : Levenberg-Marquardt) アルゴリズムを用いており、異なる主な部分は、この χ^2 の計算方法で自由度の考えを入れたかどうかである。

第4章 陽子誘起 SEU 断面積の計算結果と

実験値との比較

4.1 実験データ

本研究では、Calvel の論文⁽⁶⁾に記載され、更に 2000 年の Barak の論文⁽⁸⁾にも記載されていたもの(7種類)、USEF のデータベース⁽¹³⁾に記載されていたもの(8種類)、以上の計 15 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「Calvel データ」、USEF のデータベースに記載されていたものを「USEF データ」と呼ぶことにする。Calvel データと USEF データの違いは、USEF データの方が 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 2 組の半導体デバイスを比較することで、Barak の経験式の、集積度の高い半導体デバイスへの適用可能性を探ることができる。

比較を行った半導体デバイスの種類、集積度、型名、重イオン誘起の SEU 断面積の飽和値(σ_0)、閾値 LET(L_0)、陽子誘起の SEU 断面積の飽和値(σ_p)、閾値エネルギー (ε_0) を Table 4.1 に示す。ただし、USEF データにおいては、SEU 断面積の飽和値は入射粒子のエネルギーがどのくらいの値で飽和したのか記載されていない。また、閾値 LET の値も、どのように求めたのか記載されていない。実験結果の報告によっては飽和断面積が 1/100 となるときの LET を閾値 LET とするものもある。よって、USEF データのこの 2 つの値は暫定的な値である。また Table 4.1 において < 20 とは 20 よりも小さな値を取ることを表す。

まず初めに、系統性の調査として、重イオン誘起の SEU 飽和断面積と陽子誘起の SEU 飽和断面積を比較した。比較した図を Fig. 4.1 に示す。この図を見ると、基本的には SRAM と DRAM とともに、 σ_0 が小さいと、 σ_p も小さいという傾向があり、集積度が上がると、 σ_0 、 σ_p 共に小さくなる傾向があることがわかる。しかし、これらの傾向に合わないデバイス(特に USEF データにおける 1Mb の DRAM)もあり、一概には言えないと考える。

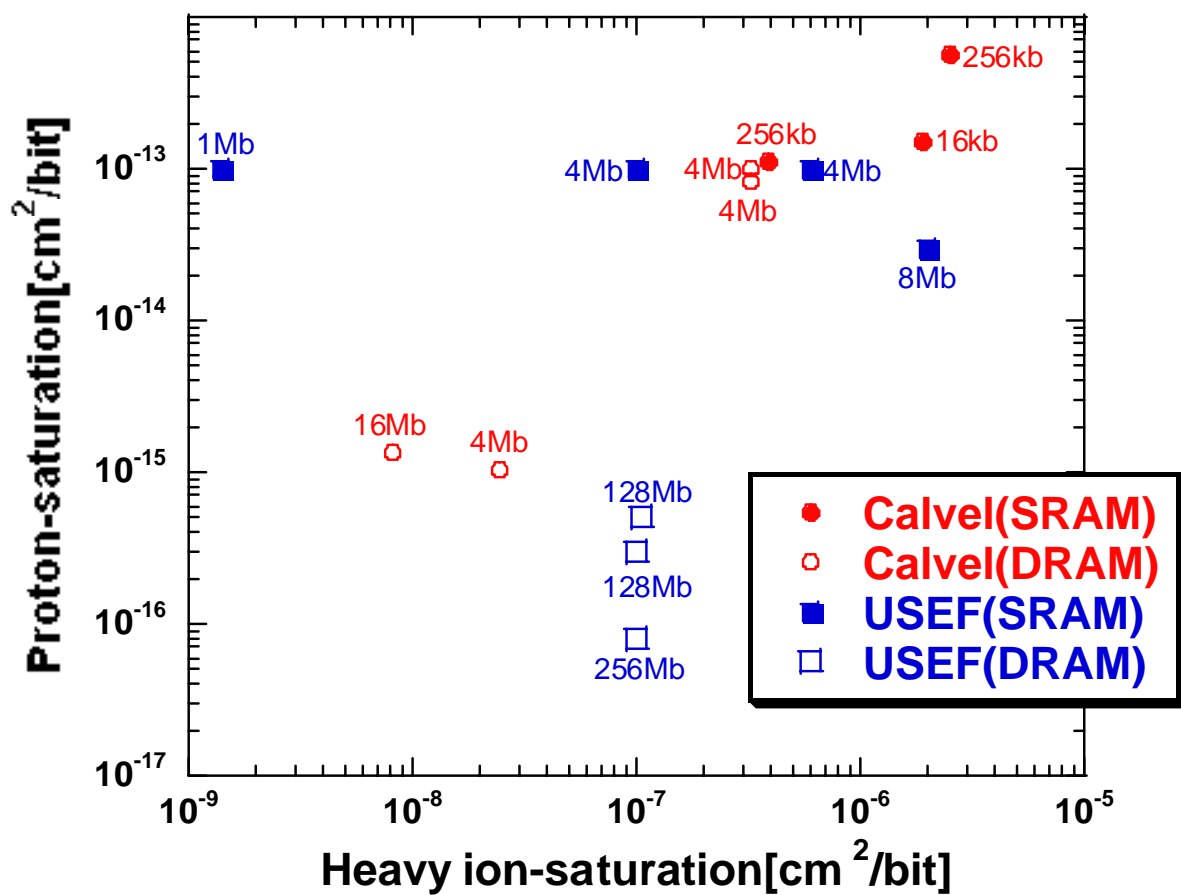


Fig. 4.1 重イオン誘起の SEU 飽和断面積と陽子誘起の SEU 飽和断面積の比較

Table 4.1(a) SEU 飽和断面積とアップセットの閾値(SRAM)

・SRAM			重イオン SEU		陽子 SEU	
			飽和断面積	閾値 LET	飽和断面積	閾値エネルギー
記載	集積度	型名	σ_0 [cm ² /bit]	L_0 [MeV cm ² /mg]	σ_0 [cm ² /bit]	E_0 [MeV]
Calvel データ	16kb	HM6516	1.88E-06	5.00E+00	1.54E-13	
Calvel データ	256kb	62832H	3.91E-07	3.40E+00	1.13E-13	
Calvel データ	256kb	62256R	2.50E-06	1.60E+00	5.74E-13	
USEF データ	1Mb	--	1.40E-09	<1.5	1.00E-13	<20
USEF データ	4Mb	--	1.00E-07	2.00E+00	1.00E-13	<15
USEF データ	4Mb	--	6.00E-07	2.90E+00	1.00E-13	<10
USEF データ	4Mb	--	6.00E-07	2.90E+00	1.00E-13	<10
USEF データ	8Mb	--	2.00E-06	1.00E+01	3.00E-14	<20

Table 4.1(b) SEU 飽和断面積とアップセットの閾値(DRAM)

・DRAM			重イオン SEU		陽子 SEU	
			飽和断面積	閾値 LET	飽和断面積	閾値エネルギー
記載	集積度	型名	σ_0 [cm ² /bit]	L_0 [MeV cm ² /mg]	σ_0 [cm ² /bit]	E_0 [MeV]
Calvel データ	4Mb	KM41C4000Z-8	3.25E-07	1.52E+00	8.18E-14	
Calvel データ	4Mb	01G9274	2.43E-08	1.60E+00	1.05E-15	
Calvel データ	4Mb	MT4C4001	3.25E-07	1.49E+00	7.35E-14	
Calvel データ	16Mb	IBM_16MEG	8.13E-09	1.70E+00	1.33E-15	
USEF データ	128Mb	--	1.05E-07	5.00E+00	5.00E-16	<20
USEF データ	128Mb	--	1.00E-07	5.00E+00	3.00E-16	<20
USEF データ	256Mb	--	1.00E-07	5.00E+00	8.00E-17	<20

4.2 Calvel データの解析

4.2.1 オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較

有感領域の厚さを $2\mu\text{m}$ と一定にしたまま、オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較を行った。Fig. 4.2 に重イオン誘起 SEU の断面積の実験値を 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、Table 4.2 に改善の程度を示す。重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティングした際に求められるパラメータは、計算せずに、Calvel の論文記載の値を正しいとして、そのパラメータを用いている。陽子誘起 SEU 断面積の計算結果としては、修正 Barak の式の方が、7つのデバイスあたり3つのデバイスで改善されている。ここでの改善具合とは、実験値に近づいたかどうかで判断したものである。改善具合から判断するとあまりよい結果とはいえない。しかし形状から判断すると、修正 Barak の式の方が多くのデバイスで改善されていることがわかる。つまり、定量的には評価できてはいないが、定性的には評価できていると言える。また、Fig. 3.2 に示したように、反応断面積は入射エネルギーに応じて変化することがわかっている。これら2つの点から考えて、反応断面積が変化するという事は、SEU 断面積を求める式の中に考慮に入れるべきであると考えられる。

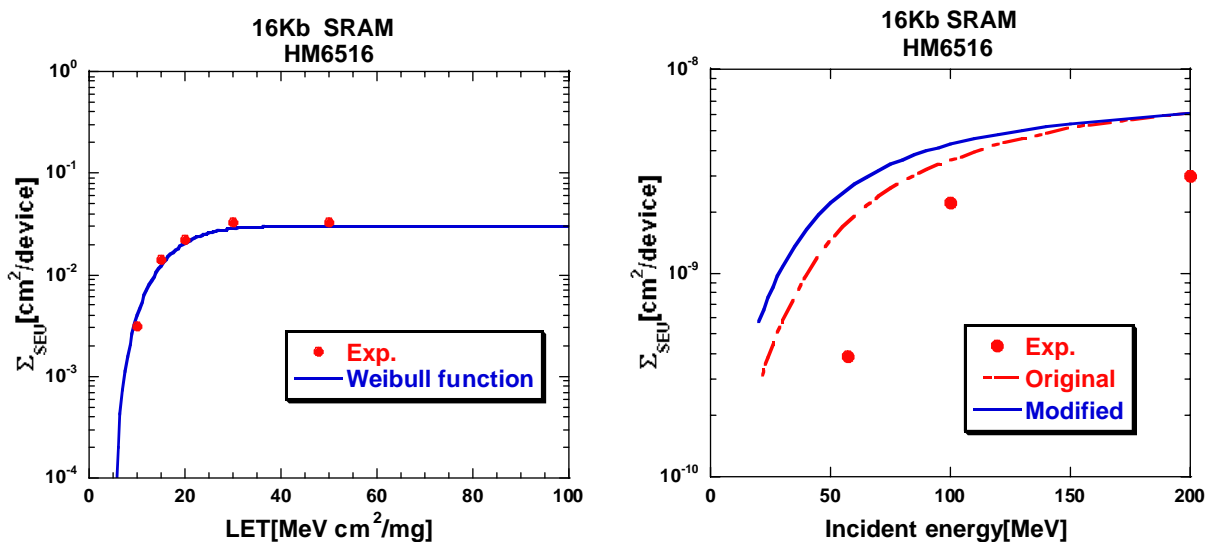


Fig. 4.2(a) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

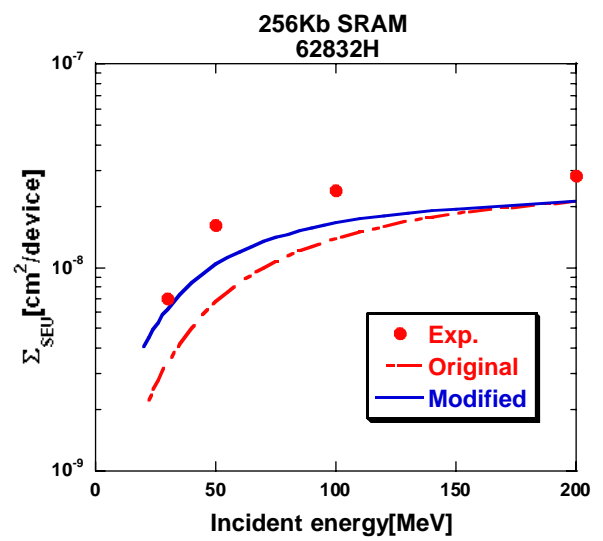
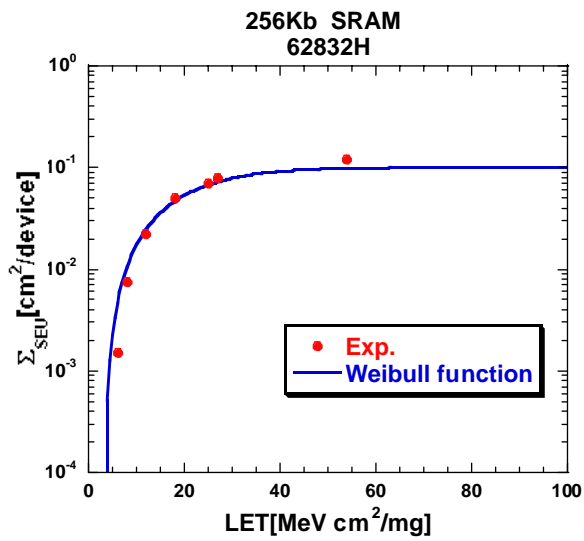


Fig. 4.2(b) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

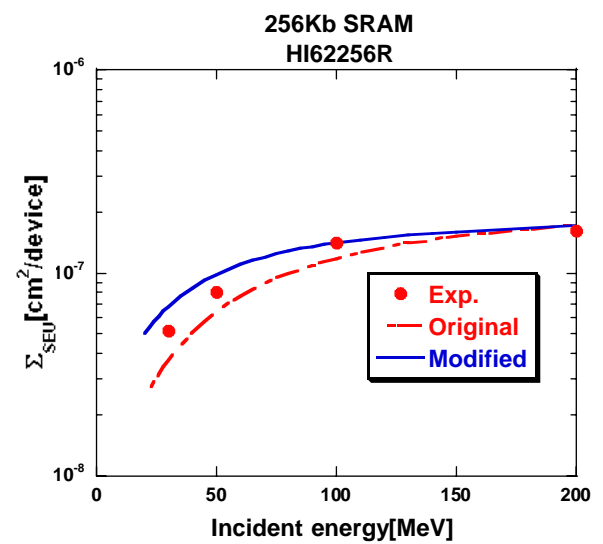
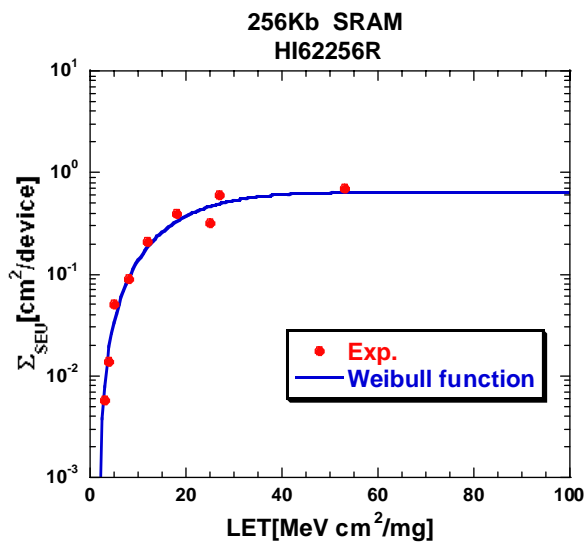


Fig. 4.2(c) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

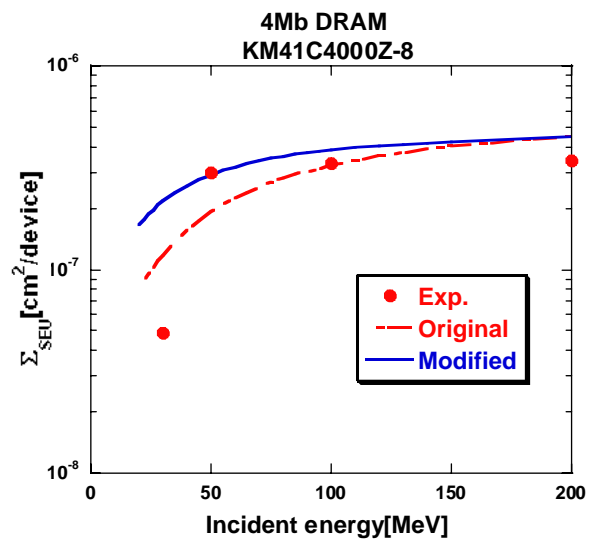
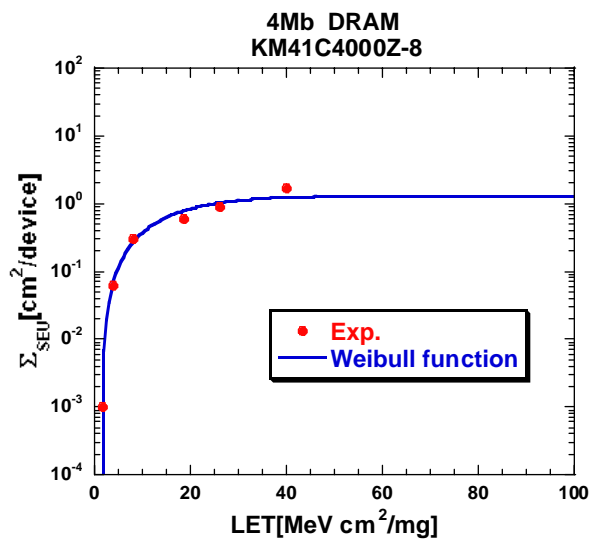


Fig. 4.2(d) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

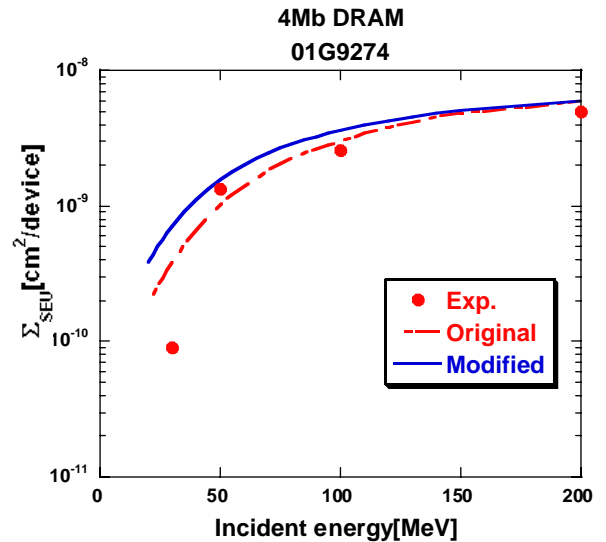
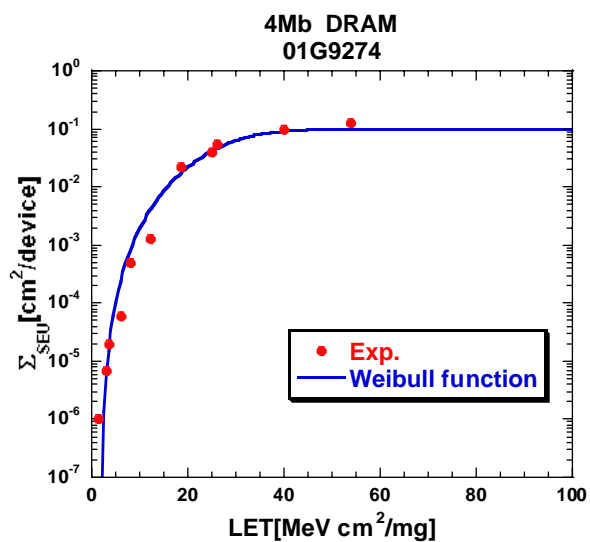


Fig. 4.2(e) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

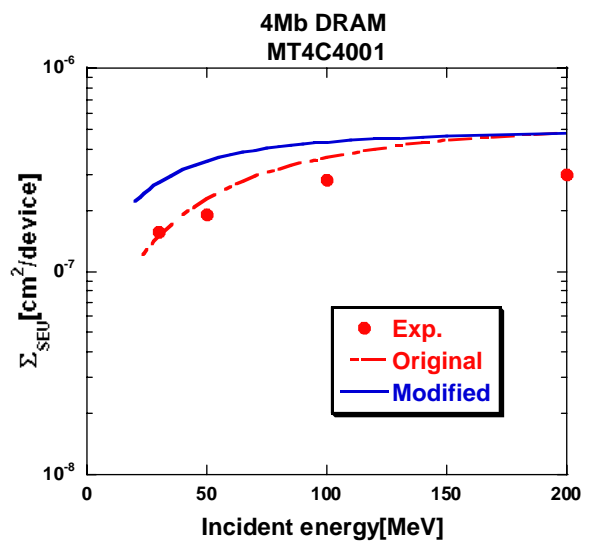
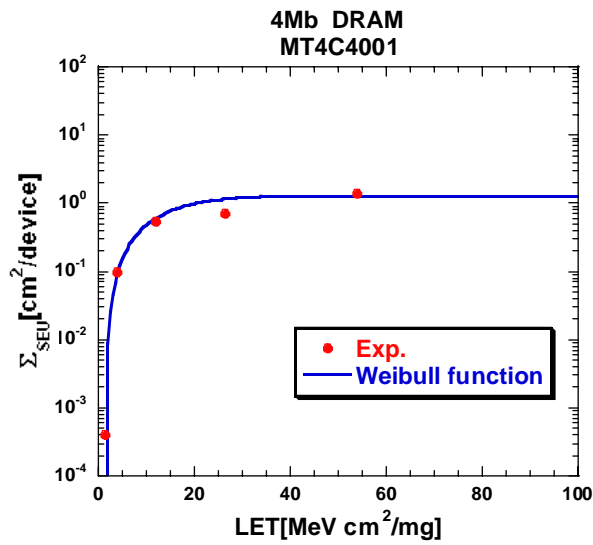


Fig. 4.2(f) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

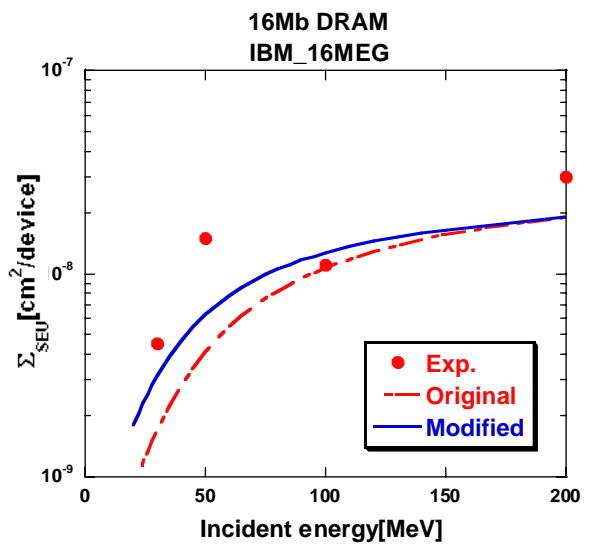
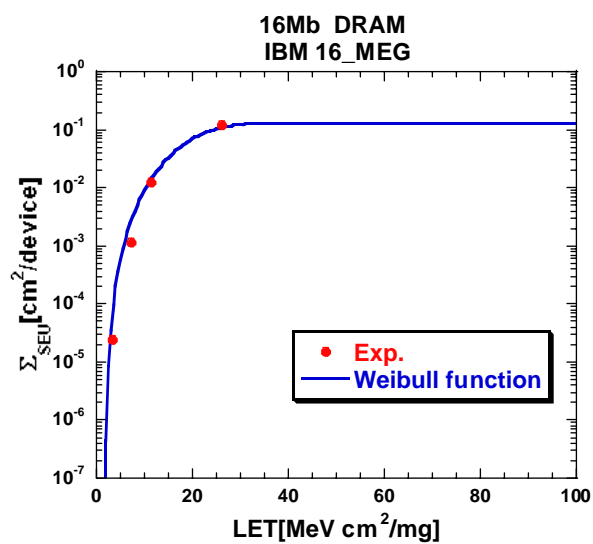


Fig. 4.2(g) 重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

Table 4.2 Modified の式による改善具合

品種	Device	集積度	改善具合
SRAM	HM6516	16kb	×
SRAM	62832H	256kb	
SRAM	HI 62256R	256kb	
DRAM	KM41C4000Z-8	4Mb	
DRAM	01G9274	4Mb	×
DRAM	MT4C4001	4Mb	×
DRAM	IBM16M	16Mb	

4.2.2 有感領域厚さの変化による Original の式と Modified の式の比較

Barak は有感領域厚さを一律 $2\mu\text{m}$ としている。しかし、実際はすべてのデバイスにおいて有感領域厚さが $2\mu\text{m}$ であるとは限らない。有感領域は直接計測できるものではないためである。なぜなら、陽子との核反応で生成された二次イオンが空乏層を通過した際には、ファネリングが起きる。ファネリングとは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、空乏層外の領域にも電荷が収集される現象である。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。これにより、電荷を収集する領域と考えている有感領域の厚さは定義しにくくなる。また、集積度が上がるにつれ有感領域厚さは薄くなると考えられている。ここで、有感領域厚さを変化させたときの傾向の例を Fig. 4.3 に示す。ここでは修正 Barak の式のみを用いている。Fig. 4.3 の (a)、(b)を見てわかるように、デバイスによって有感領域厚さを変化させたときの感度は違うものの、有感領域厚さが薄くなるにつれて SEU 断面積の計算値は大きくなる傾向がある。

そこで、計算値が実験値に対してよい一致を得るように、有感領域厚さを決定し、オリジナル Barak と修正 Barak の二式を比較した。Fig. 4.4 にその図を示す。Fig. 4.4 中に書かれてある d は有感領域厚さである。ここで、オリジナル Barak と修正 Barak のどちらがよく実験値を再現しているか定量的に比較するために、以下の式を用い

ることにする。

$$\text{Average \% Error} = \frac{\sum_i^N \left| \frac{X_{Exp} - X_{cal}}{X_{Exp}} \right| \cdot 100}{N} \quad (4-1)$$

X_{Exp} : 実験値 , X_{cal} : 計算値 , N : 実験値の個数

通常、実験値に誤差がついている場合は、 σ^2 を計算して比較すればよいが、今回使用した実験値には誤差が記載されていないために σ^2 を計算することができない。そのため、実験値と計算値との相対的なずれの平均値を求める、(6) 式を評価指標とした。その結果を Table 4.3 に示す。(a)は全実験点でオリジナル Barak の式と修正 Barak の式を比較した場合、(b)は入射エネルギーが 50MeV 未満の実験点を除いて同様に比較した場合である。

Fig. 4.4 を見ると、4.2.1 の Fig. 4.2 と比較して、有感領域厚さを変化させることで実験値をより再現できていることがわかる。しかもデバイスによって、より実験値を再現することができる有感領域の厚さは違う。種類と集積度が同じであるデバイスでも、この値は異なっている。つまり、有感領域厚さを $2\mu\text{m}$ にする必要はなく、デバイスごとに変化させる必要があることがわかった。何らかの実験値、または製造段階の何らかのサイズで予測できるものが必要であると考えられる。ただし、Barak の経験式は適用範囲として $2\mu\text{m} \leq d \leq 100\mu\text{m}$ としている。しかし、有感領域厚さを $1.0\mu\text{m}$ としてより実験値に合うデバイスがある。そのため、Barak の経験式は使用できない可能性があることを示唆することができた。

Fig. 4.4 からわかるように、陽子の入射エネルギーが 50MeV 未満のときには、実験値と計算値とのずれが顕著に現れている。そのため、Table.4.3(a) を見てわかるように、オリジナル Barak の式と修正 Barak の式を (4-1) 式で比較した場合、多くのデバイスでオリジナル Barak の式の方がよい結果を表していることになった。これは、50MeV 未満の実験値、ただ一点の重みが他の実験値と比較して大きいためである。そのため、Table 4.3(b)を作成した。Table 4.3(b)を見てわかるように、50MeV 未満の実験値を除けば、修正 Barak の式はかなり精度で実験値に対してよい一致を示していることがわかる。50MeV 未満の実験値を再現できていない理由を考えると、

(L)の値には重イオンによる実験値を用いており、実験値をよく再現できているので、この (L)に根本的な理由を見つけることは難しい。よって、考えられる点としては低エネルギー部分における電荷付与の計算方法であるが、詳しくは 4.4 節で考察を行う。次節では、より集積度が高くなった USEF データに関するオリジナル Barak の式と修正 Barak の式による解析結果を示すこととする。

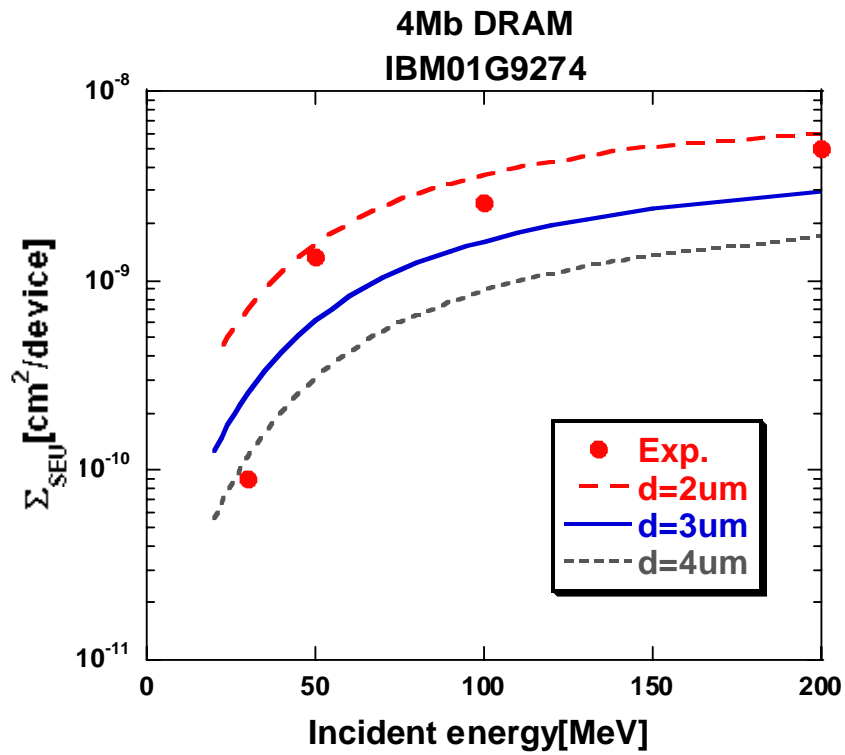


Fig. 4.3(a) 有感領域厚さを変化させたときの傾向

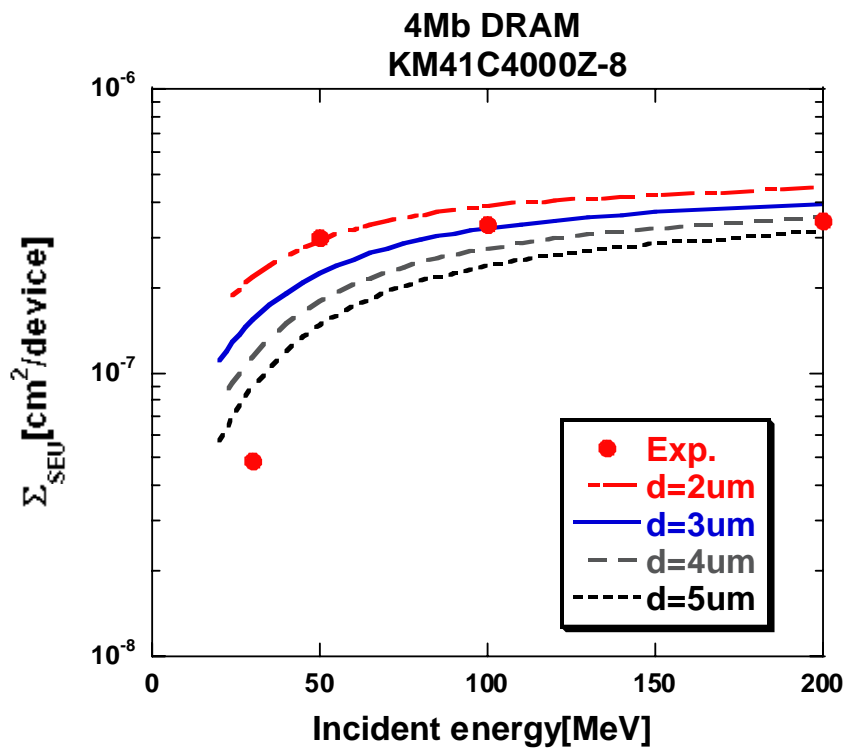


Fig. 4.3(b) 有感領域厚さを変化させたときの傾向

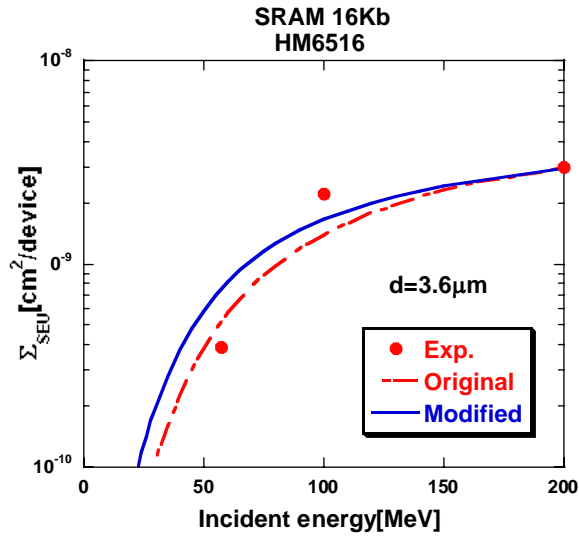


Fig. 4.4(a) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=3.6 μ m)

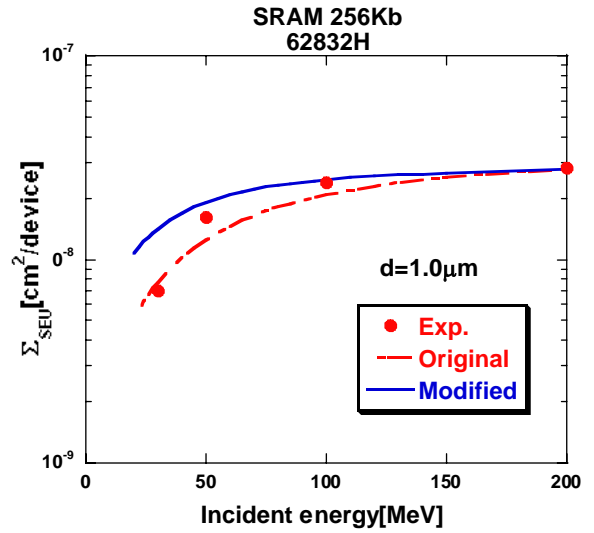


Fig. 4.4(b) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=1.0 μ m)

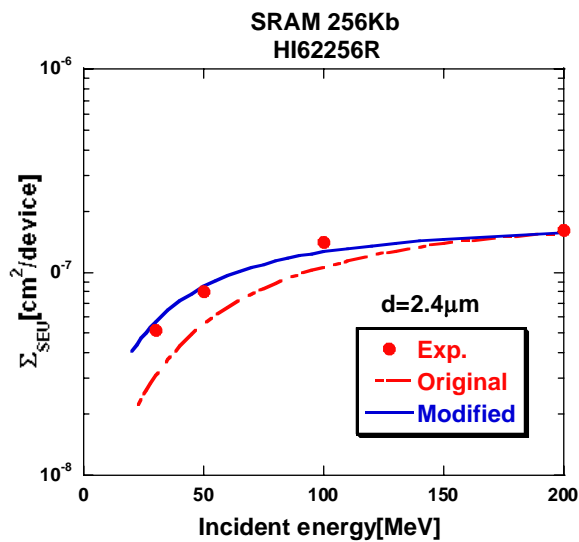


Fig. 4.4(c) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=2.4 μ m)

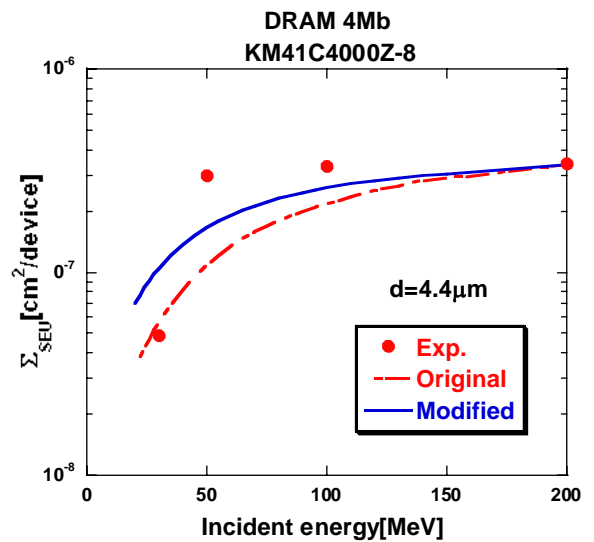


Fig. 4.4(d) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=4.4 μ m)

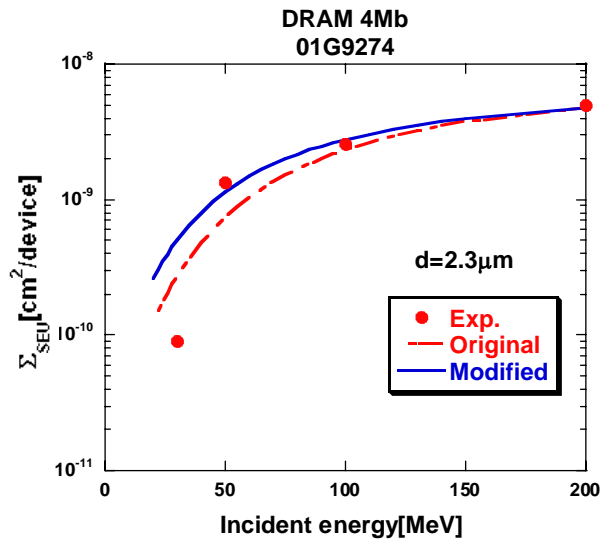


Fig. 4.4(e) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=2.3 μm)

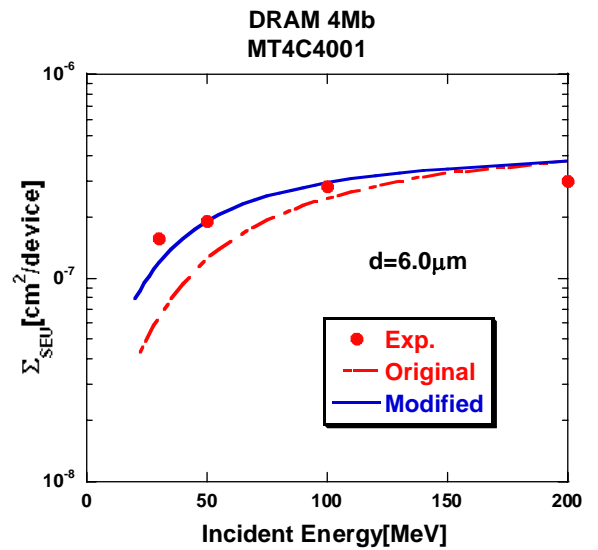


Fig. 4.4(f) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=6.0 μm)

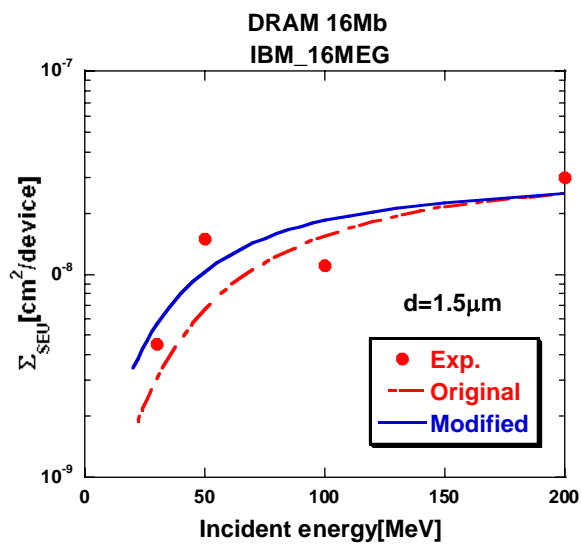


Fig. 4.4(g) オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較
(有感領域厚さ=1.5 μm)

Table 4.3(a) 全実験点で

オリジナル Barak の式と修正 Barak の式を(4-1)式を用いて比較した場合

品種	型名	d[μ m]	Original[%]	Modified[%]
SRAM	HM6516	3.6	23.17	39.01
SRAM	62832H	1.0	11.48	31.15
SRAM	62256R	2.4	24.19	6.2
DRAM	KM41C4000Z-8	4.4	28.3	44.65
DRAM	01G9274	2.3	64.34	119.2
DRAM	MT4C4001	6.0	31.87	11.93
DRAM	IBM_16MEG	1.5	35.63	34.73

Table 4.3(b) 50MeV 未満の実験値を除き、

オリジナル Barak の式と修正 Barak の式を(4-1)式を用いて比較した場合

品種	型名	d[μ m]	Original[%]	Modified[%]
SRAM	HM6516	3.6	23.17	39.01
SRAM	62832H	1.0	12.02	7.46
SRAM	62256R	2.4	18.74	5.12
DRAM	KM41C4000Z-8	4.4	32.65	22.15
DRAM	01G9274	2.3	18.83	7.65
DRAM	MT4C4001	6.0	24.49	10.78
DRAM	IBM_16MEG	1.5	36.87	37.87

4.3 USEF データの解析

4.3.1 USEF データの Weibull 関数によるフィッティング

3.2 節で示した計算方法で、USEF データにおける重イオン誘起 SEU 断面積のフィッティングを行った。しかし、3.2 で示した計算方法には 1 つ問題点がある。それは、二種類のフィッティングの計算方法共に言えることであるが、実験データの数が少なければ少ないほど、入力する係数の初期値によって求められる係数にばらつきが出るということである。そのため、いくつか計算して、求められた係数の組のうち、 χ^2 を自由度でわったもの ($\chi^2 / (n^{eff} - p)$) が最も小さくなる係数の組を採用し、Barak の経験式に用いるパラメータとした。採用したパラメータの一覧を Table 4.4 に示す。また、そのときの重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果を Fig. 4.5 の左側に示す。重イオン誘起 SEU 断面積に対するフィッティング結果は、4.4.3 節で Weibull 関数のパラメータの違いが陽子誘起の SEU 断面積計算結果にどれだけ影響を及ぼすか調査を行う際に関する考察を行う。

Table 4.4 USEF データにおける重イオン誘起 SEU 断面積を Weibull 関数でフィッティングしたときのパラメータ一覧

品種	集積度	fitting による Heavy ion Weibull parameters			
		σ_0 [cm ² /bit]	L_0 [MeV cm ² /mg]	W [MeV cm ² /mg]	s
SRAM	1Mb	3.16E-09	1.37E+00	2.20E+02	0.55156
SRAM	4Mb	8.55E-08	1.05E+00	4.23E+01	1.14486
SRAM	4Mb	5.16E-07	1.83E-01	2.95E+01	1.49775
SRAM	4Mb	3.83E-06	1.50E+00	3.80E+02	0.95678
SRAM	8Mb	2.02E-07	6.72E-01	4.09E+01	1.89822
DRAM	128Mb	1.44E-07	1.50E+00	5.92E+01	0.73408
DRAM	128Mb	1.70E-04	5.00E-01	1.11E+04	1.60859
DRAM	256Mb	7.46E-06	2.90E+00	1.92E+03	1.65535

4.3.2 オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較

Calvel データを比較したときと同じように、USEF データにおいて、有感領域の厚さを $2\mu\text{m}$ と一定にしたまま、オリジナル Barak の式と修正 Barak の式との比較を行った。比較結果を Fig. 4.5 の右側に示す。

陽子誘起 SEU 断面積の計算値は、SRAM において、実験値をうまく再現できているものもあれば、そうでないものもある。実験値と 2 桁もずれた値となった 1Mb のデバイスは、Fig. 4.1 で他のデバイスと傾向が異なっていたものである。この傾向から外れているため、実験値と合わなかった可能性がある。DRAM においては、すべてのデバイスで計算値が実験値を上回る結果となった。SRAM、DRAM 共に実験値が少なく、陽子の入射エネルギーは最高でも 70MeV までしかないため、全体的な傾向ははっきり述べることはできない。しかし、Calvel データでは実験値と計算値のずれが、どのデバイスに関しても 2 倍程度であったのに対して、この USEF データに関しては、SRAM で最もずれがあるデバイスで 2 桁、他のデバイスでは 1 桁以内、DRAM では最もずれがあるデバイスで 4 桁、他のデバイスでは 1 桁以内のずれとなった。つまり、USEF データにおいて、修正 Barak の式を用いて陽子誘起 SEU 断面積の計算を行っても、実験値を再現することは難しいということがわかった。また、より正確な評価をできるようにするために、陽子の入射エネルギーが 100MeV から、陽子誘起 SEU 断面積が飽和する値までの実験値が必要である。

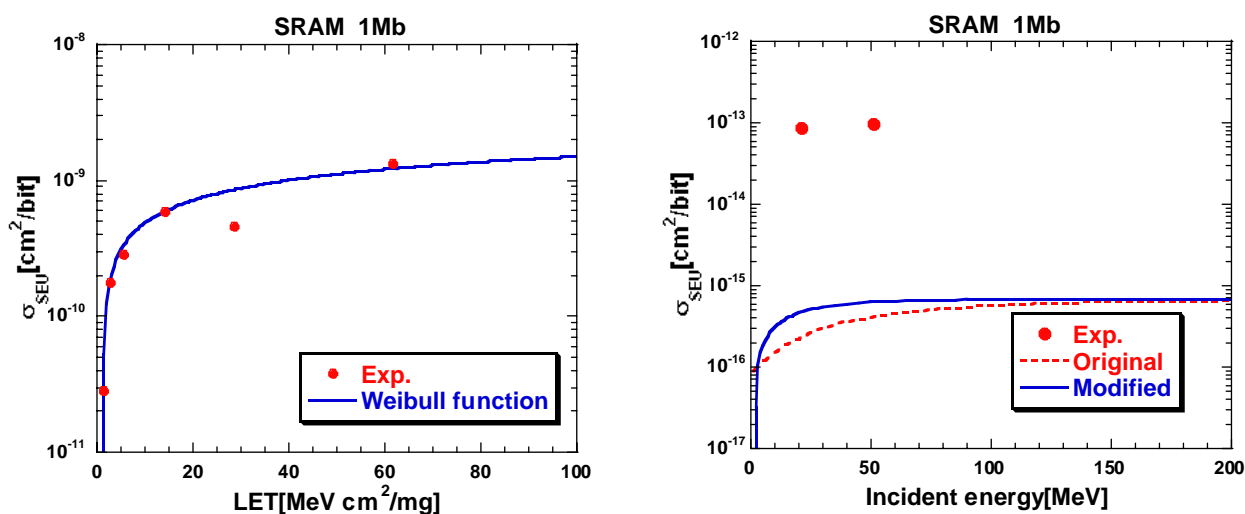


Fig. 4.5(a) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

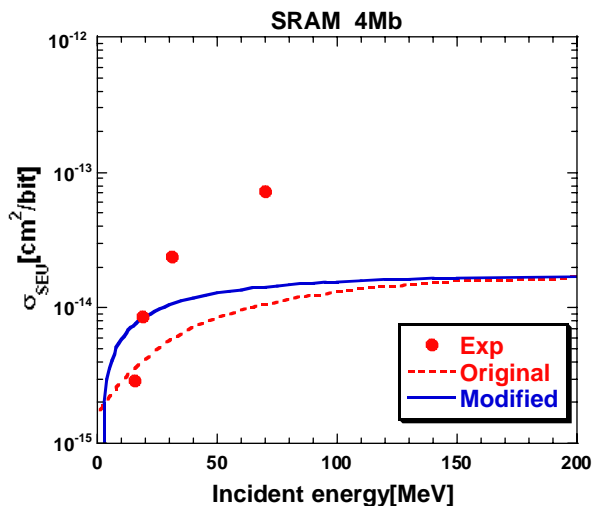
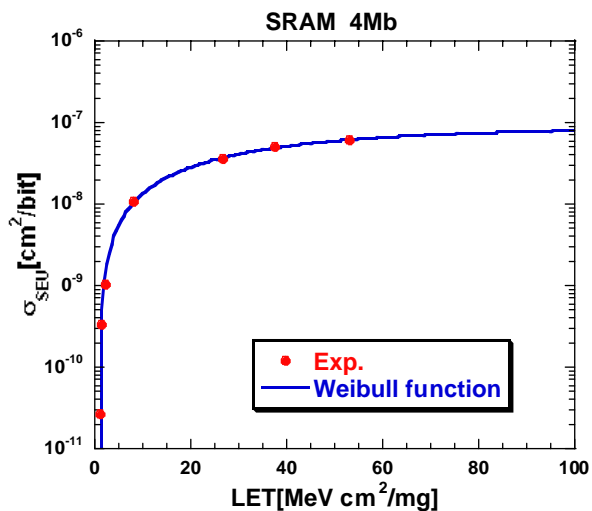


Fig. 4.5(b) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
 フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

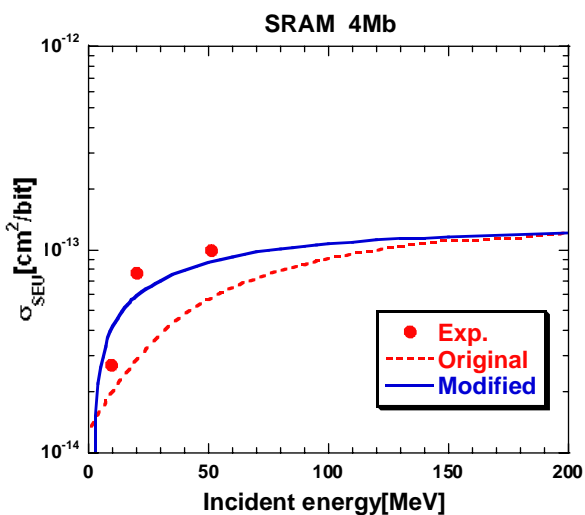
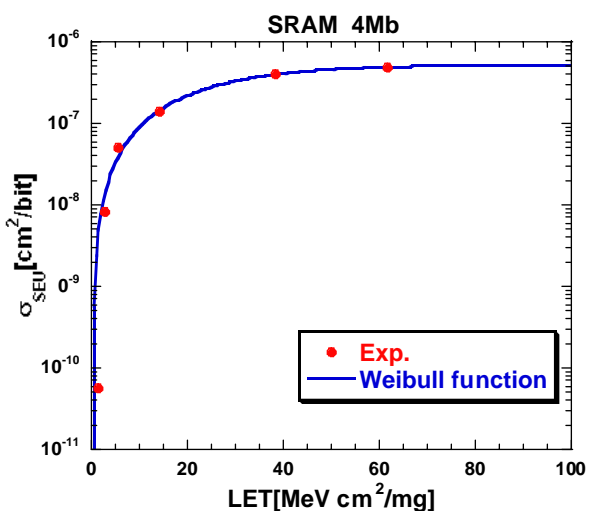


Fig. 4.5(c) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
 フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

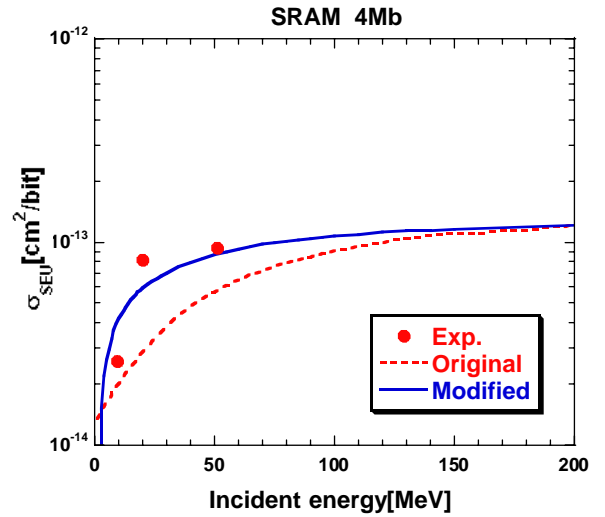
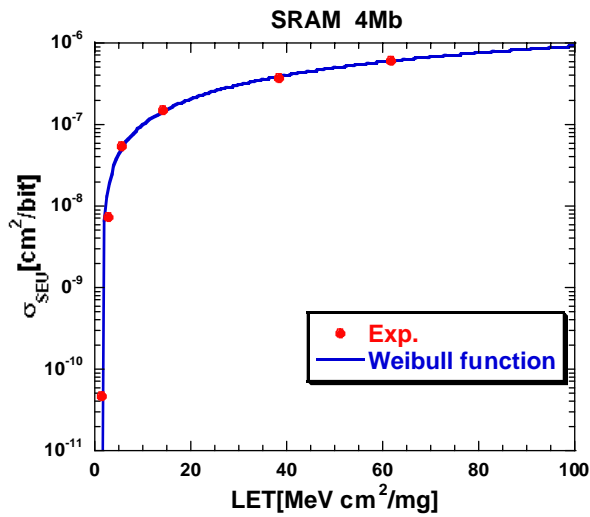


Fig. 4.5(d) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

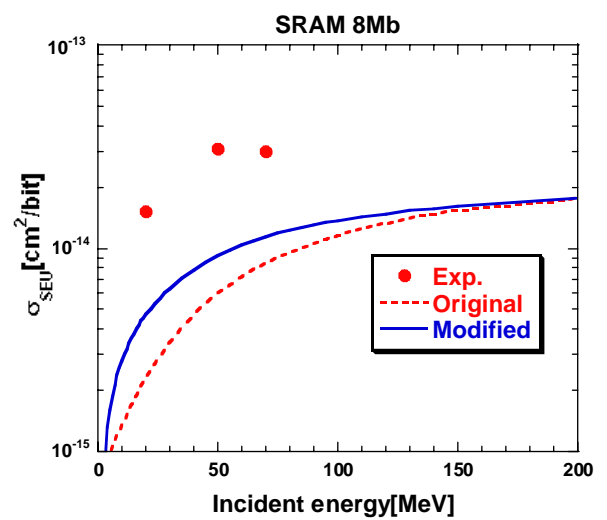
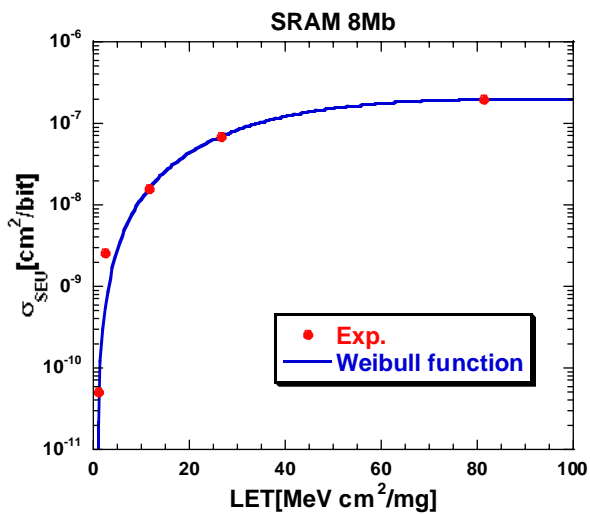


Fig. 4.5(e) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

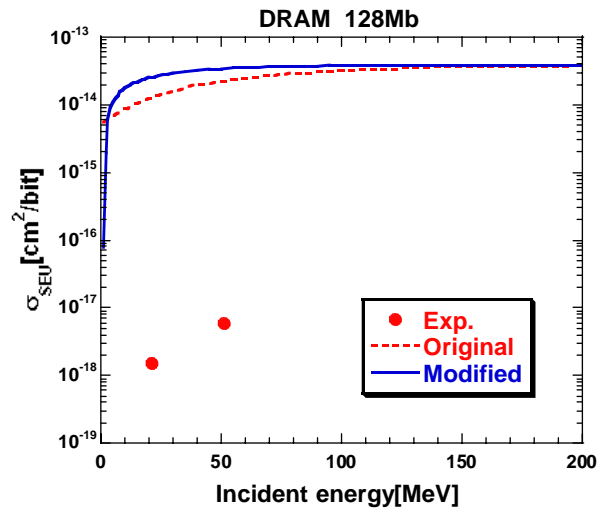
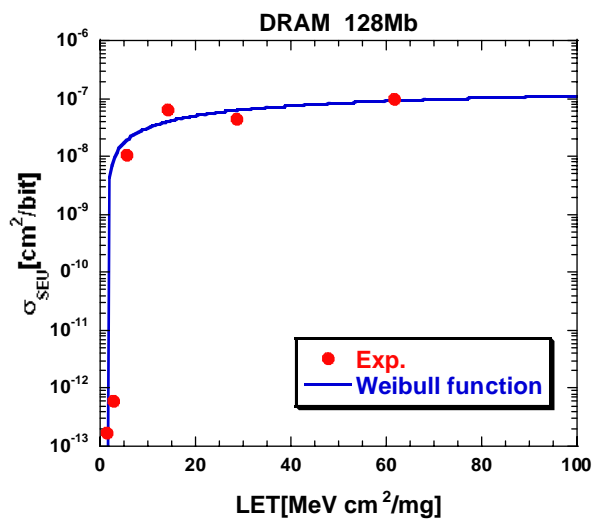


Fig. 4.5(f) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

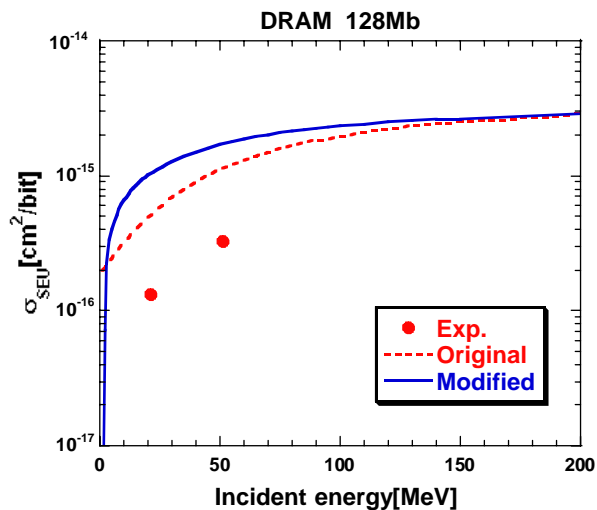
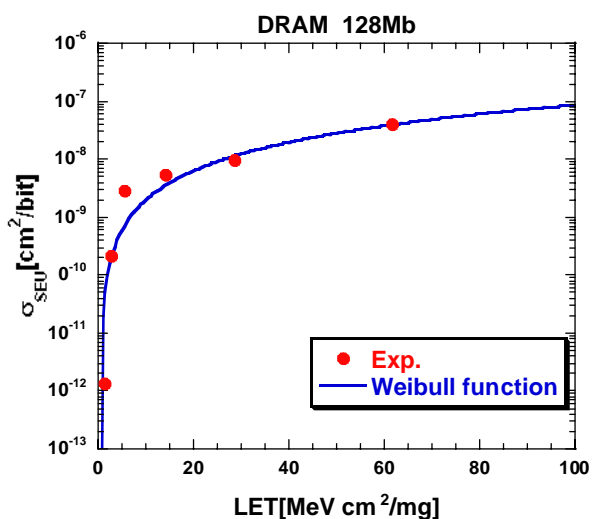


Fig. 4.5(g) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

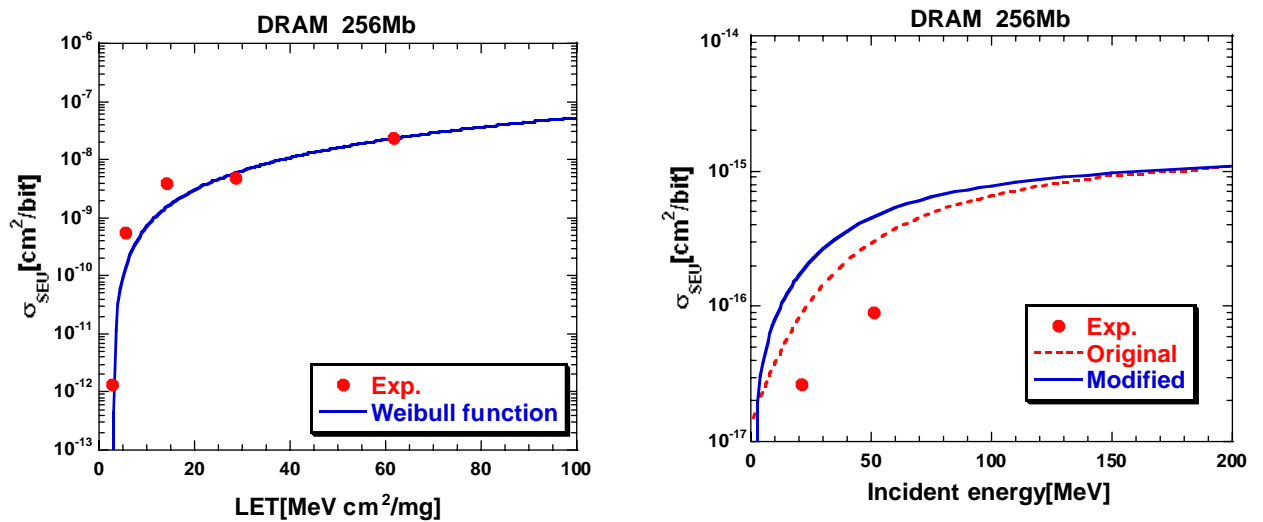


Fig. 4.5(h) 重イオン誘起 SEU 断面積に対する
 フィッティング結果と陽子誘起 SEU 断面積の計算結果

4.3.3 Weibull 関数のフィッティングにおけるパラメータの 影響評価

Fig. 4.5 の重イオン誘起 SEU 断面積のフィッティング結果を見てわかるように、SRAM に関しては実験値とある程度一致が得られた。これは見た目でも明らかである。しかしながら DRAM に関しては、実験値とフィッティング結果との間にかなりのばらつきがある結果となった。この節では、重イオン誘起 SEU 断面積のフィッティング結果の影響で陽子誘起 SEU 断面積の計算結果にどれだけ影響を及ぼすか調査を行う。

Weibull 関数のパラメータで、4.3.1 節で採用した係数の組と、 n を自由度でわったもの ($n^2 / (n^{eff} - p)$) が 2 番目に小さかったものを比較する。陽子誘起 SEU 断面積の計算値はすべて修正 Barak の式を用いている。Fig. 4.6(a) に SRAM、Fig. 4.6(b) に DRAM の比較結果を示す。

・ SRAM に関するフィッティング結果

Fig. 4.6(a)における A、B の $^2/(n^{eff} - p)$ とパラメータの値は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \text{A : } & \quad ^2/(n^{eff} - p) = 2.273e - 18 \\ & \quad \sigma_0 = 2.023e - 07 , L_0 = 0.672 , W = 40.866 , s = 1.898 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{B : } & \quad ^2/(n^{eff} - p) = 2.414e - 18 \\ & \quad \sigma_0 = 2.018e - 07 , L_0 = 1.05 , W = 40.144 , s = 1.898 \end{aligned}$$

Fig. 4.6(a)とパラメータの値を見てわかるように、SRAM においては、フィッティング結果が、実験結果とこの程度のよい一致を見せれば、 L_0 の値が2倍になっても、陽子誘起 SEU 断面積の計算結果に対する影響はほぼないことがわかる。

・ DRAM に関するフィッティング結果

Fig. 4.6(b)における C、D の $^2/(n^{eff} - p)$ とパラメータの値は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \text{C : } & \quad ^2/(n^{eff} - p) = 3.493e - 18 \\ & \quad \sigma_0 = 7.46e - 06 , L_0 = 2.90 , W = 1923 , s = 1.655 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{D : } & \quad ^2/(n^{eff} - p) = 4.214e - 18 \\ & \quad \sigma_0 = 1.00e - 07 , L_0 = 5.00 , W = 123.9 , s = 1.687 \end{aligned}$$

DRAM においては、 $^2/(n^{eff} - p)$ の近いものを選んで求められたパラメータの値にはかなりばらつきがあり、その結果、C、D の上記のパラメータの違いで、陽子誘起 SEU 断面積の計算結果に対しては最大で3倍程度のずれがある。Fig. 4.6(b)とパラメータの値から考えると、この程度のフィッティングの精度では確かなものではないことがわかる。それではフィッティングの精度を上げればいいことであるが、DRAM の重イオン誘起 SEU 断面積の実験値はばらつきがあり、この実験値のままで本研究のフィッティング方法を用いるには限界があることがわかった。

Weibull 関数によるフィッティングを行う際に重要な点は、閾値 LET あたりの実験点が数多くあることと、SEU 断面積が飽和する値がわかることである。この2つの部分がわかっているならば、Weibull 関数のパラメータは初期値にあまり依存せず、関数による結果はかなり精度のよいものになる。つまり、実験をする際はこの点を重点的に行う必要があることがわかった。

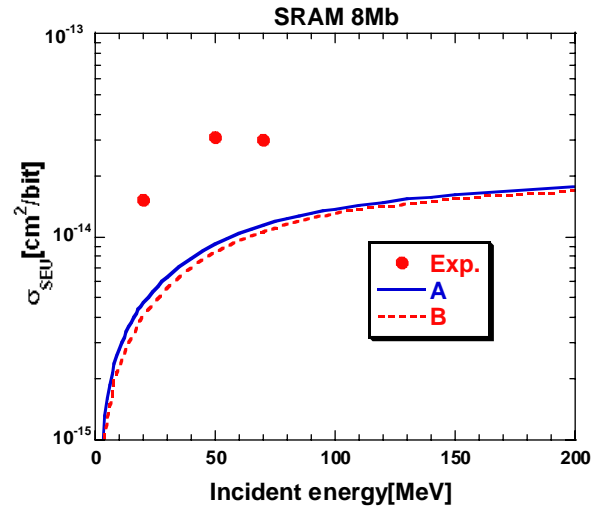
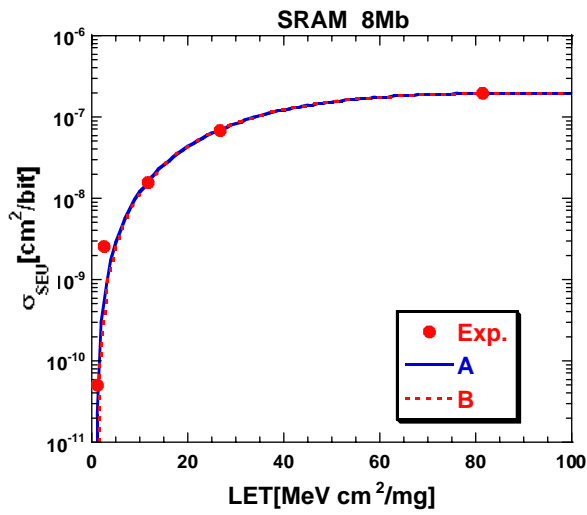


Fig. 4.6(a) フィッティング結果の陽子誘起 SEU 断面積計算結果に対する影響

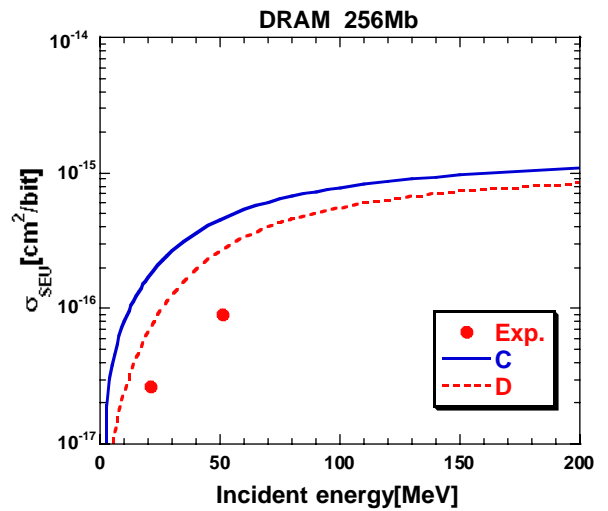
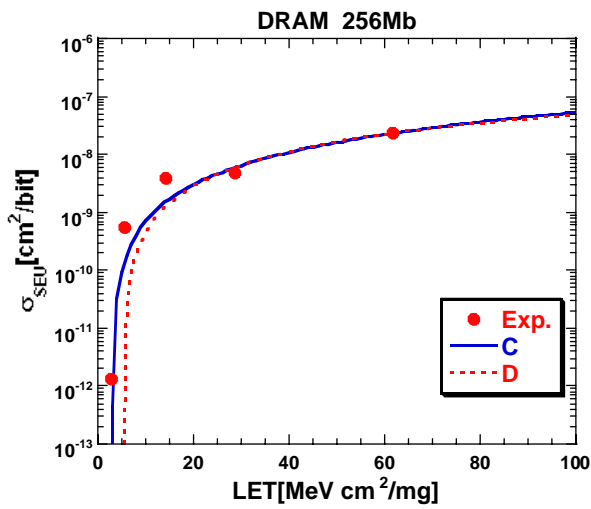


Fig. 4.6(b) フィッティング結果の陽子誘起 SEU 断面積計算結果に対する影響

4.4 低エネルギーにおける微視的シミュレーションとの比較

Calvel データを調査した際に、低エネルギー部分において計算値と実験値ずれが大きく見られた。この節ではその点に関して考察を行っていく。

4.2.2 で少し述べたように、Barak の経験式における低エネルギー部分でのずれは初期電荷付与分布の計算方法に問題があるのではないかと考えた。これは有感領域の体系に問題があるからである。Barak は有感領域の体積を SBD のサイズを用いている。体系は直方体で、厚さは $2\mu\text{m}$ 、陽子が入射してくる面の面積は $0.1\text{cm} \times 0.1\text{cm}$ となっている。この有感領域の体系はデバイス全体を有感領域と考えている。実際、入射粒子は 1 ビットごとに電荷を付与するため、Barak の体系では粒子が横方向に進んで行く際に付与する電荷の量が大きくなり、初期電荷付与分布計算に過大評価が生まれていると考えられる。そこで本研究グループで行っている微視的シミュレーション結果と比較することにした。この微視的シミュレーションの児玉⁽¹⁴⁾計算においては有感領域の体系を、ここでは Barak と同様に直方体で、厚さは $2\mu\text{m}$ だが、粒子が入射してくる面の面積は $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ とした。この有感領域の体系は 1 ビットを表しており、より現実的な体系である。この体系図を Fig. 4.7 に示す。

次に、この 2 つの体系の違いが初期電荷付与分布にどれだけ影響を与えるか、Fig. 4.8 を見てもらいたい。陽子の入射エネルギーは 20MeV と 200MeV である。ここでは児玉の計算と Barak の経験式における初期電荷付与分布を比較するため、LET をエネルギーに換算している。換算の方法は以下の(4-2)式に示す。

$$\begin{aligned}\varepsilon[\text{MeV}] &= \text{LET}[\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{mg}] \times 10^3 \times 2.34[\text{g} / \text{cm}^2] \times d[\mu\text{m}] \times 10^{-4} \\ &= \text{LET}[\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{mg}] \times d[\mu\text{m}] \times 0.234\end{aligned}\quad (4-2)$$

児玉計算による初期電荷付与分布は、付与エネルギーが高くなるに従って計算値の誤差はあるものの、全体的に Barak の計算よりも小さい値となっている。また、陽子誘起の SEU 断面積は $g(\)$ と $(\)$ との積を付与エネルギーで積分する必要がある。そこでこの積を Fig. 4.9 に示す。Fig. 4.8 と比較して見ると、 $g(\)$ と $(\)$ の交点付近が最も陽子誘起の SEU 断面積計算に影響があることがわかる。また、陽子の入射エネルギーが、 20MeV と 200MeV における陽子誘起 SEU 断面積の計算値の比 ($20\text{MeV}/200\text{MeV}$) をそれぞれ計算すると、Barak の経験式では 0.365、児玉計算による計算では 0.233 となり、Barak の経験式では低エネルギー側で過大評価している結果となっていることがわかる。

よって、予測精度をより上げるためには、微視的なシミュレーション結果と Barak の経験式の初期電荷付与分布の値から、有感領域厚さだけでなく、有感領域面積まで考慮した経験式の作成が必要であろう。

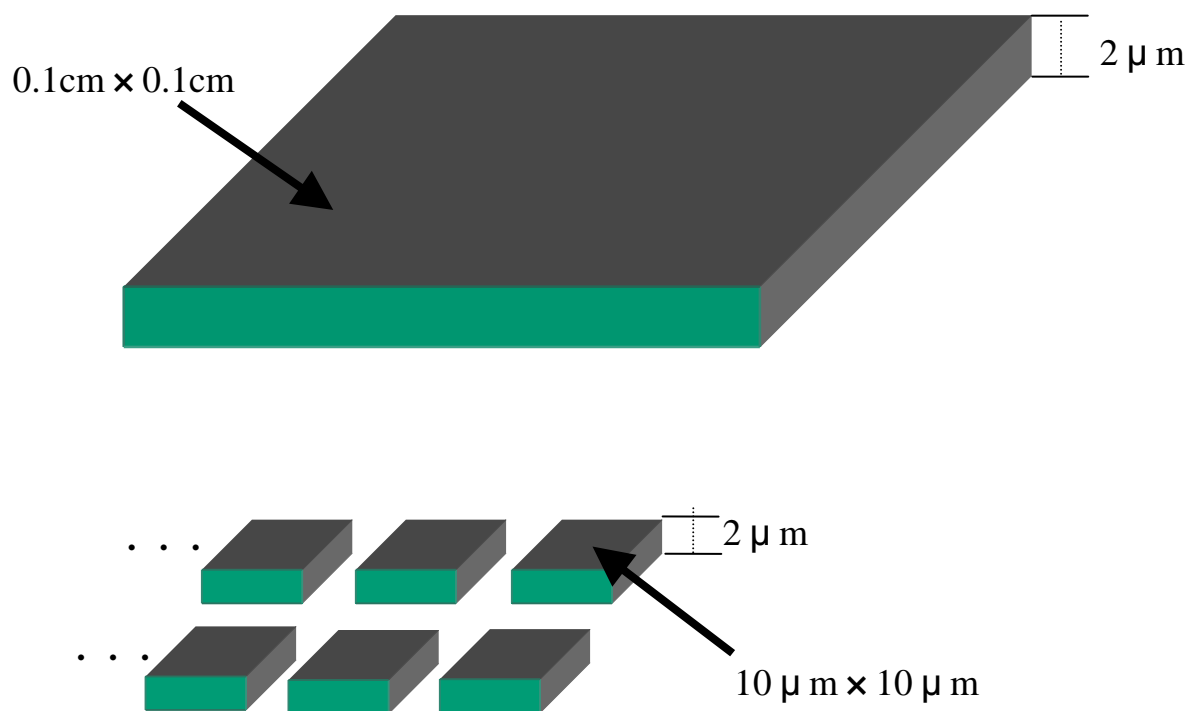


Fig. 4.7 Barak の経験式における有感領域の体系 (上)
Kodama 計算による有感領域の体系 (下)

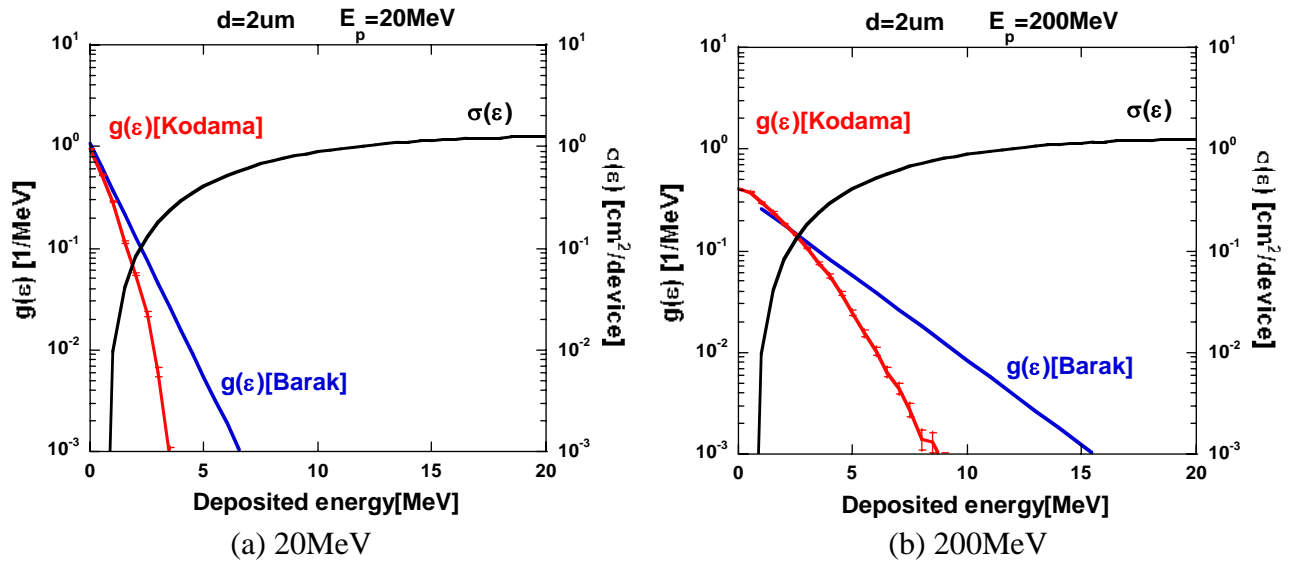


Fig. 4.8 陽子の入射エネルギーが(a)20MeV と(b)200MeV のときの有感領域面積の違いによる初期電荷付与分布の微視的シミュレーション結果と Barak の計算結果の比較

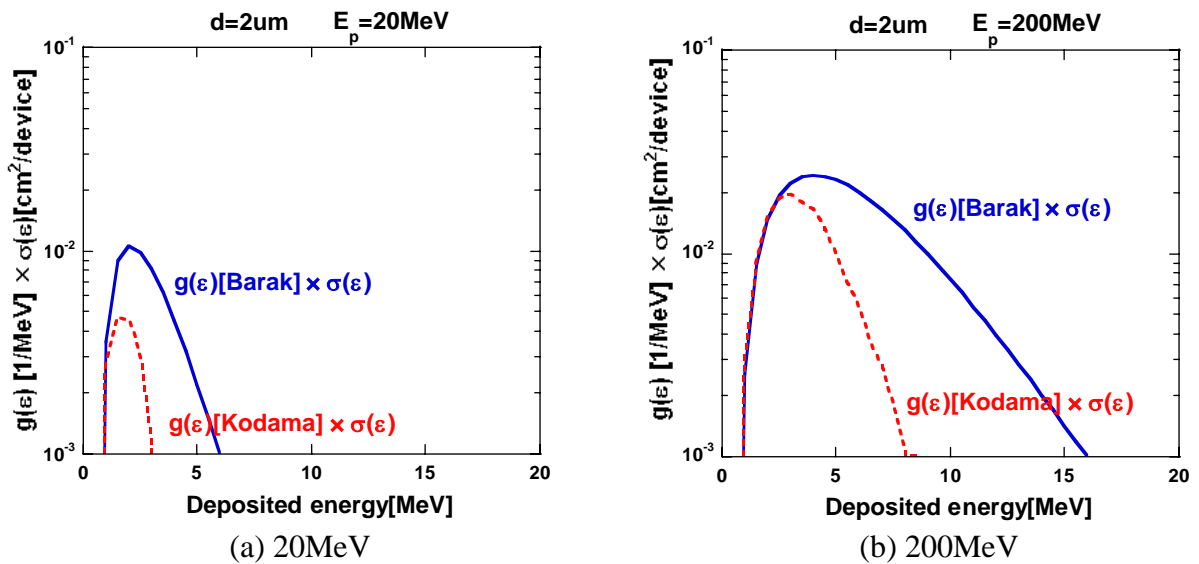


Fig. 4.9 陽子の入射エネルギーが(a)20MeV と(b)200MeV のときの $g(\epsilon)$ と $\sigma(\epsilon)$ との積

4.5 入射陽子の直接電離の効果

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影響を与える可能性がある。この節では、その直接電離に関して簡単な考察を行う。

Fig. 4.9 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⁽¹⁵⁾を用いた。Fig. 4.7 からわかることは有感領域厚さ $5\ \mu\text{m}$ 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 と小さくなる。この理由は、 $2\ \mu\text{m}$ のときを例にとって説明すると、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。高エネルギーになればなるほど、 $2\ \mu\text{m}$ 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。

本研究では有感領域厚さを主に $2\ \mu\text{m}$ としているため、この節では、有感領域厚さ $2\ \mu\text{m}$ における入射陽子の直接電離を考えることにする。Calvet データにおいて、最も小さい閾値 LET の値は $1.49\text{MeV cm}^2/\text{mg}$ で、これを(4-2)式を用いてエネルギーの単位に変換すると厚さ $2\ \mu\text{m}$ では 0.697MeV である。つまり、Calvet データのデバイスに関しては、影響はないと考える。一方、より集積度が上がった USEF データにおいてであるが、USEF データの各デバイスに対し Weibull 関数でフィッティングした際に求めた最も小さい閾値 LET は、最も小さい値で $0.183\text{MeV cm}^2/\text{mg}$ である。同様に変換すると 0.0856MeV となる。しかし、USEF データに記載されていた閾値 LET の値は、最も小さい値で $2.0\text{MeV cm}^2/\text{mg}$ で、変換すると、 0.936MeV となる。USEF データに関しては、本研究の結果では影響がありそうであるが、USEF データに記載されていた実験結果ではまだ影響がないということになった。

4.3.3 で述べたように、本研究で行った Weibull 関数によるフィッティングは精度のよいものではない。また、USEF データ記載の値も、4.1 で述べたように正確性に欠けている可能性がある。よってまだ再考が必要である。さらに、ここで影響の有意について述べているのは、平均付与エネルギーでの話である。実際はエネルギーストラグリングの効果により、付与するエネルギーは分布を持つことになる。この分布は

Vavilov 分布に従う。高エネルギー部分では分布の広がりが大きく、低エネルギー部分は広がりは小さいが分布はある。つまり、エネルギーストラグリングにより SEU の閾値エネルギーを越えてエネルギー付与をする可能性がある。そのため、Fig. 4.8 に示したもののだけでは正確に議論することはできない。よって今後は、エネルギーストラグリング効果を含めた陽子による直接励起の効果を再検討する必要がある。

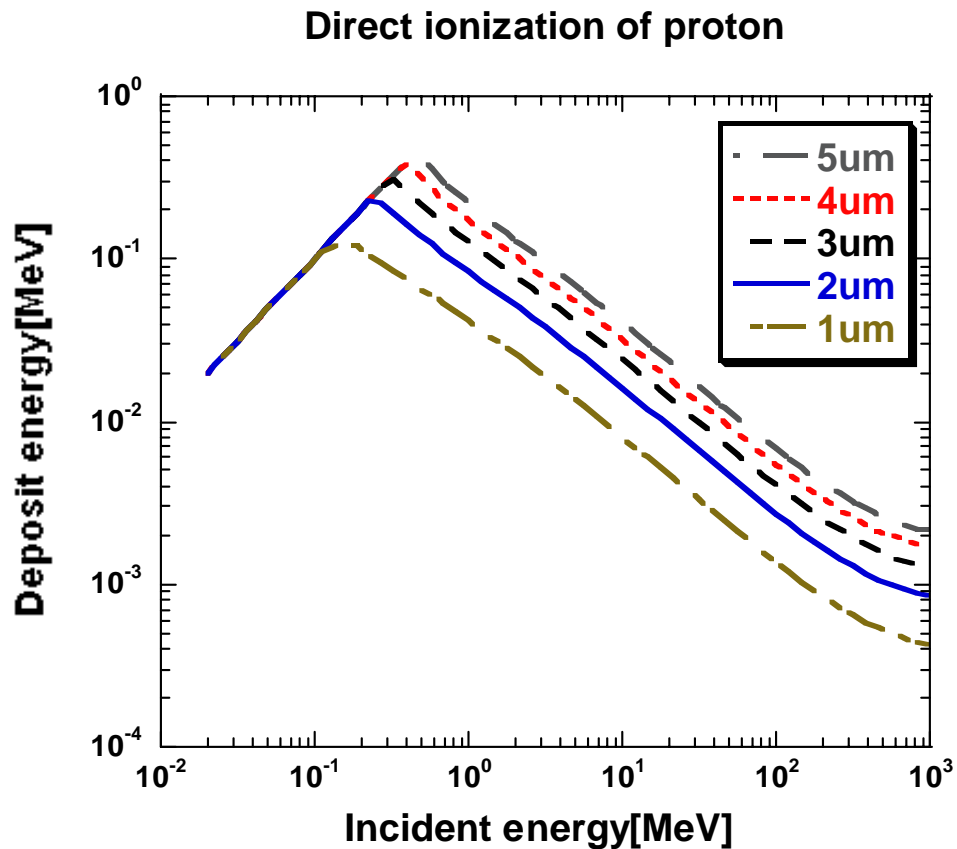


Fig. 4.9 陽子の付与平均エネルギーの有感領域厚さの変化

第5章 結論

本研究では、陽子誘起のシングルアップセット断面積の半経験的計算手法の検討として、重イオンデータに関連付けた Barak の経験式に注目をし、改良したものと比較、検討を行った。その結果を整理すると以下ようになる。

- Barak の経験式において核的相互作用に着目し、反応断面積を近似的な値ではなく反応断面積の実験結果と同じように陽子の入射エネルギーに依存した値に改良した結果、定性的には評価できる結果となり、近似的な値ではなく入射エネルギーに依存した値を使うことの必要性を示した。
- Barak が $2\mu\text{m}$ と固定していた有感領域厚さの値を変化させることで、より実験値を再現することができ、半導体デバイスごとに有感領域厚さを変化させる必要があることを示した。有感領域厚さは、何らかの実験値、または製造段階の何らかのサイズなどに関連づけたモデルが必要であるのではと考える。しかしながら、デバイスによっては有感領域厚さが $2\mu\text{m}$ よりも小さくなったものがあり、Barak の経験式の適用範囲である $2\mu\text{m} \leq d \leq 100\mu\text{m}$ を超えているため、Barak の経験式を使用できない可能性を示唆することができた。
- Calvel データよりさらに集積度の高い USEF データを用いて Barak の経験式に当てはめた結果、Calvel データにおける結果よりも実験値の再現性は悪くなり、実験値と計算値のずれが顕著になっていることがわかり、Calvel データより集積度の高いデバイスに対する適用可能性は低いことがわかった。また、より正確な評価をできるようにするためには、陽子の入射エネルギーが 100MeV から、陽子誘起 SEU 断面積が飽和する値までの実験値が必要である。
- 重イオン誘起 SEU 断面積の Weibull 関数によるフィッティング結果の違いにより、DRAM に関して陽子誘起 SEU 断面積の計算結果に違いが出たことで、フィッティング精度の重要性がわかった。またフィッティング精度を上げるためには、閾値 LET あたりの実験点が数多くあることと、重イオンの SEU 断面積が飽和する値を知ることが必要であることがわかった。

- ・ 反応断面積を変化させた Barak の経験式において、入射エネルギーが低い部分で実験値と計算値が合わなかった問題から、さらに予測精度を上げるためには、微視的シミュレーションと比較を行うことにより、初期電荷付与分布に関して、有感領域面積まで考慮した経験式の作成が必要であることがわかった。
- ・ 入射陽子による自らの電荷を直接有感領域に与える、直接電離に関して考えた結果、Calvel データのデバイスには影響はなかったが、USEF データにおいては、USEF データ記載の値では影響なく、そして USEF データを用いて本研究で求めた値では影響がある結果になった。本研究で求めた値は、フィッティングによる結果のため、ここでもフィッティングの精度の重要性がわかった。また、ここで考えたのは、平均付与エネルギーであるため、今後、エネルギーストラグリングを含めた影響を考慮する必要があることがわかった。

最後に、陽子誘起 SEU の断面積を計算する際の、今後検討すべき課題を以下にまとめておく。

1. より比較できるようにするため、同一デバイスを用いた、陽子と重イオンの SEU 断面積実験データのさらなる蓄積が必要である。
2. 微視的シミュレーションによる、有感領域面積まで考慮した初期電荷付与分布の計算方法の作成を行う必要がある。
3. エネルギーストラグリングを考慮した、陽子の直接電離の付与エネルギーを考える必要がある。

参考文献

- (1) 五家建夫,衛星のソフトエラーから地上のソフトエラーへ, (1998).
(<http://reaj.i-juse.co.jp/essay/2000/000114-5.html>)
- (2) 恩田忠典, 丸橋克英, 「宇宙環境科学」, オーム社, (2000).
- (3) K. Oishi, JAERI-Conf 95-016 (1995), p.125.
- (4) USEF ホームページ, (<http://www.usef.or.jp/>)
- (5) W. J. Stapor, J. P. Meyers, J. B. Langworthy and E. L. Peterson, IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol.37, No.6, (1990), p.1966.
- (6) P. Calvel, C. Barillot and P. Lamothe, IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol.43, No.6, (1996), p.2827.
- (7) J. Barak, J. Levinson, A. Akkerman and Y. Lifshitz, IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol.43, No.3, (1996), p.979.
- (8) J. Barak, IEEE Trans. on Nucl. Sci, Vol.47, No.3, (2000), p.545.
- (9) K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, JQMD code, JAERI-Data/Code 99-042, (1998).
- (10) R. F. Carlson, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 63, No. 1, (1996), p. 94
- (11) Y. Watanabe, T. Fukahori, K. Kosako, N. shigyo, T. Murata, N. Yamano, T. Hino, K.Maki, H. Nakashima, N. Odano and S. Chiba, Int. Conf. on Nucl Data for Science and Technology, AIP Conf. Proc. Vol. 769, (2005), p. 326.
- (12) 栗屋隆, 「データ解析 アナログとデジタル」, 学会出版センター, (1983).

- (1 3) USEF データベース, (<http://scomp.sc.usef.or.jp>)
- (1 4) 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).
- (1 5) J. Ziegler, SRIM code, (1990).
(<http://www.research.ibm.com/ionbeams/SRIM/SRIMLEGL.HTM>)