高精度プロセス・デバイスシミュレーションのためのイオン注入分布解析 一擬似結晶拡張LSS理論によるイオン注入分布解析 一

Ion Implantation Profile Analysis for Accurate Process/Device Simulation
—Prediction of Ion Implantation Profile Based on Quasi Crystal Extended LSS Theory—

あらまし

新規の基板に対する新規イオンの注入,またはデータベースがカバーしきれていない注入条件の分布を知りたい場合がある。それに対応するのがMonte Carloシミュレーションであるが,それは数万個のイオンの飛跡をトレースするために時間がかかるという問題があった。著者らは,Monte Carloシミュレーションと同程度の精度でかつ瞬時に分布を予想する拡張LSS理論を提案した。拡張LSS理論は,アモルファス層中の分布に対応し,実際に利用される結晶中の分布は予想できない。そこで,結晶特有のチャネリング現象に対応するパラメータを半経験的モデルで表現し,拡張したLSS理論とリンクさせて擬似結晶LSS理論を提案した。これにより,新規の結晶基板に対する新規イオンの注入分布を瞬時に予想できるようになった。また,この理論を最近検討されている $Si_{l-x}Ge_x$ に適用し,任意の組成比xにおけるB, As, Poのデータベースを構築した。

Abstract

Ion implantation profiles are sometimes required even when where the corresponding experimental data is nonexistent or poor. Although a Monte Carlo simulation such as TRIM can provide such profiles, tracing many ion trajectories takes a long time. We have developed an extended Lindhard-Scharff-Schiøtt (LSS) theory that provides almost the same profile as Monte Carlo simulation in a much shorter time, several orders of magnitude shorter, so data can be obtained almost instantaneously. Since this extended LSS theory cannot accommodate profiles in crystalline substrates, we further developed an empirical model that expresses crystal-related phenomena and linked it to the LSS theory. This theory, called the quasi crystal extended LSS theory (QCLSS), is vital for predicting profiles for any combination of ion and substrate. We applied this theory to ion implantation profiles in $\operatorname{Si}_{1-x}\operatorname{Ge}_x$ substrates and established the corresponding database for arbitrary values of content ratio x.



鈴木邦広(すずき くにひろ) 基盤技術研究所 所属 現在, プロセス・デバイスモデリン グの研究に従事。

まえがき

先端デバイスを開発する上で、新規な材料または 新規なイオンを検討する場合がある。その分布を予 想するためのデータベースを構築するためには時間 とコストがかかる。ほとんど実験データのないイオ ンと基板の組合せの場合でも、その大まかな分布を 知りたいという要望に応えていく必要がある。

このような新規なイオンの新規な基板へのイオン 注入分布はMonte Carloシミュレーション(以下, Monte Carlo)により予想できる。Monte Carloに おいては、注入イオンと1個の基板原子の2体問題 として、核との相互作用、電子との相互作用を考 える(1)-(3)

核との相互作用は**図-1**(a)に模式図的に示すような系を考える。エネルギーEのイオンがこの相互作用によって失うエネルギーTは

$$T_{n} = \frac{4M_{1}M_{2}}{\left(M_{1} + M_{2}\right)^{2}} \cos^{2} \left(\int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{b}{r^{2} \sqrt{1 - \frac{V(r)}{E_{c}} - \frac{b^{2}}{r^{2}}}} dr \right) E$$
(1)

で表される。ここで、 M_1 、 M_2 はイオンおよび基板原子の質量数、rは両原子の距離、 r_{\min} は最小接近距離、 E_c は重心座標系でのイオンのエネルギーである。V(r)は両粒子間の相互作用ポテンシャルであり、膨大な実験データを再現するように経験的

に定められたものが利用される。b は衝突パラメータと呼ばれるものでありMonte Carloでは,衝突ごとに,乱数を発生させてb の値を定める。

電子との相互作用は図 \cdot 1 (b) に示すような両粒子の電子雲同士の重なり領域における電子の運動量の変化としてモデル化されている。この相互作用でイオンはエネルギー T_e を失うとする。電子との相互作用に関しては、様々な衝突パラメータbの場合の平均を使って計算する。この場合は、イオンが単位長さあたり進んだときに失うエネルギー、いわゆる電子阻止能を S_e として

$$S_e = \int T_e 2\pi b db$$

$$= 1.21 \times 10^{-16} Z_1^{1/6} \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{M_1[g]}} \sqrt{E[eV]} [eV cm^2]$$

(2)

がよく利用される(0) ここで、 Z_1 、 Z_2 はイオンおよび基板原子の原子番号である。

式 (1), (2) で表現されるイオンと基板原子の相互作用は、原子番号、質量数の関数となっている。このため、いかなる入射イオン、基板原子の組合せに対してもそれに対応する M_1 , M_2 および Z_1 , Z_2 を代入することで対応できる。

Monte Carloでは統計誤差を小さくするために数 万個のイオンの飛跡を追跡する必要があり、時間が かかるという問題がある。最近ではコンピュータの 発達により、数分以内には計算できるようになって

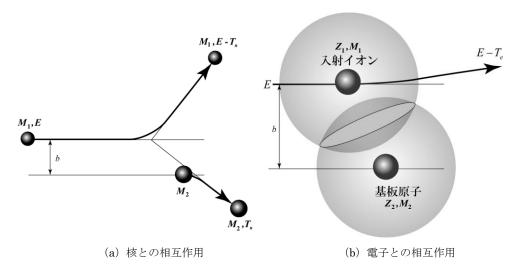


図-1 入射イオンと基板原子の相互作用

Fig.1-Interaction between an incident ion and a substrate atom. (a) Nuclear interaction (b) Electron interaction.

おり、実用的に十分利用されている。しかし、イオン注入データベースを利用する場合のような瞬時の 反応ではないため、数十個の条件を検討するという 場合には不便である。

一方、Monte Carloと同じ核、電子相互作用を用い、同様な結果を得ることができるLSS (Lindhard-Scharff-Schiøtt) 理論がある(4)-(7) これは、Monte Carloのように一個一個のイオンの飛跡をトレースする代わりに、確率関数を導入し、イオン注入分布の従うべき積分方程式を提供するものであり、計算は瞬時に終わる。しかし、その積分方程式を解く際に近似が必要となる。これまでは、その近似の精度が悪く、Monte Carloの精度を再現できなかった。このため、LSS理論は今日ではどのシミュレータにおいても利用されていない。

本稿では、その近似の精度を上げMonte Carloと同程度の計算結果を瞬時に提供する拡張LSS理論を紹介する。^{(8),(9)} 拡張LSS理論では、実際にVLSI (Very Large Scale Integrated Circuit) プロセスで利用される結晶基板中で起こるチャネリング現象は考慮されていないが、それを経験的に表現して拡張LSS理論とリンクした擬似結晶拡張LSS理論を紹介する(10),(11) これにより、データベースから分布を発生させるのと同じような感覚で実験データの乏しい場合のイオン注入分布を瞬時に予想することが可能になる。

拡張LSS理論

拡張LSS理論の扱う,エネルギーEで打ち込んだ場合の飛程の模式図を \mathbf{Z} - \mathbf{Z} に示す。ビームに沿った飛程 \mathbf{R} ,面に垂直,平行な方向への射影飛程 \mathbf{R}_p , \mathbf{R}_\perp がある値になる確率関数を仮定する。ここでは,比較的,簡単に導出される飛程 \mathbf{R} に関する解析を示し,これまでのモデルをどう拡張したのかを簡単に解説する。詳細な導出は文献(8)に示されている。

イオンをエネルギーEで打ち込んだとき、その飛程がRになる確率をP(E,R)とし、Rのとるべき確率平均値を

$$\langle R(E) \rangle \equiv \int_{0}^{\infty} R P(E, R) dR$$
 (3)

と定義する。核との相互作用、電子との相互作用を 考慮した場合、 $\langle R(E) \rangle$ の従うべき積分方程式は

$$\frac{1}{N} = \int \left[\left\langle R(E) \right\rangle - \left\langle R(E - T_n) \right\rangle \right] d\sigma_n
+ \int \left[\left\langle R(E) \right\rangle - \left\langle R(E - T_e) \right\rangle \right] d\sigma_e$$
(4)

となることが示された(P) N は基板原子密度, T_n , T_e はそれぞれイオンが核,電子との相互作用で失うエネルギー, σ_n , σ_e はそれぞれ核および電子との相互作用の衝突断面積である。これら積分方程式はこのままでは解けず,例えば,R の核との相互

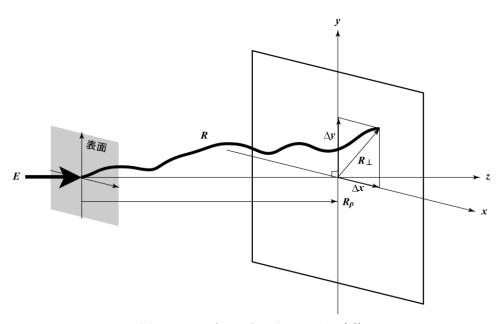


図-2 LSS理論におけるパラメータの定義 Fig.2-Sketch illustrating definitions of each parameter in LSS theory.

作用を表す項 $\langle R(E-T_n)\rangle$ を

$$\langle R(E-T_n) \rangle \approx \langle R(E) \rangle - \frac{d \langle R(E) \rangle}{dE} T_n + \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle R(E) \rangle}{dE^2} T_n^2 - \frac{1}{6} \frac{d^3 \langle R(E) \rangle}{dE^3} T_n^3$$
(5)

のようにTaylor展開し、ある項まで近似的に取り出し、微分方程式に帰着させることができる。

積分方程式(4)の1次のTaylor展開の解 $\langle R(E) \rangle^{(l)}$ は

$$\frac{1}{N} = \frac{d\left\langle R(E)\right\rangle^{(1)}}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E)\right] \tag{6}$$

2次のTaylor展開の解 $\langle R(E) \rangle^{(2)}$ は

$$\frac{1}{N} = \frac{d\left\langle R(E)\right\rangle^{(2)}}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E) \right] - \frac{1}{2} \frac{d^2 \left\langle R(E)\right\rangle^{(2)}}{dE^2} \left[\Omega_n^2(E) + \Omega_e^2(E) \right]$$
(7)

3次の展開の解 $\langle R(E) \rangle^{(3)}$ は

$$\frac{1}{N} = \frac{d\langle R(E)\rangle^{(3)}}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E) \right]
-\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle R(E)\rangle^{(3)}}{dE^2} \left[\Omega_n^2(E) + \Omega_e^2(E) \right]
+\frac{1}{6} \frac{d^3 \langle R(E)\rangle^{(3)}}{dE^3} \left[\Lambda_n^3(E) + \Lambda_e^3(E) \right]$$
(8)

の微分方程式に従う。ここで,

$$S_{n,e}\left(E\right) = \int T_{n,e} d\sigma_{n,e} \tag{9}$$

$$\Omega_{n,e}^{2}\left(E\right) = \int T_{n,e}^{2} d\sigma_{n,e} \tag{10}$$

$$\Lambda_{n,e}^{3}\left(E\right) = \int T_{n,e}^{3} d\sigma_{n,e} \tag{11}$$

であり、これらは相互作用のポテンシャルから計算される。以上より、Taylor展開する次数が微分方程式の階数になる。数学的には、1階の微分方程式のみが解析解を与える。この1次Taylor展開の微分方程式を解いて得られたのが、オリジナルなLSS理論の解析解である(1)1次のTaylor展開した微分方程式(6)から、飛程(6)のよく知られた式、

$$\left\langle R(E)\right\rangle^{(1)} = \frac{1}{N} \int_{0}^{E} \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)}$$
 (12)

が導出される。しかし、2階の微分方程式(7)は 解析的に解くことはできない。そこで、その解を

$$\left\langle R(E)\right\rangle^{(2)} = \left\langle R(E)\right\rangle^{(1)} + \Delta_R^{(2)}(E) \tag{13}$$

とし、 $\Delta_R^{(2)}(E)$ が微小項であるという仮定をする。 これを式(7)に代入すると

$$\frac{1}{N} = \frac{d\left[\left\langle R(E)\right\rangle^{(1)} + \Delta_R^{(2)}(E)\right]}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E)\right] \\
-\frac{1}{2} \frac{d^2 \left[\left\langle R(E)\right\rangle^{(1)} + \Delta_R^{(2)}(E)\right]}{dE^2} \left[\Omega_n^2(E) + \Omega_e^2(E)\right] \\
\approx \frac{d\left\langle R(E)\right\rangle^{(1)}}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E)\right] \\
+\frac{d\Delta_R^{(2)}(E)}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E)\right] \\
-\frac{1}{2} \frac{d^2 \left\langle R(E)\right\rangle^{(1)}}{dE^2} \left[\Omega_n^2(E) + \Omega_e^2(E)\right]$$
(14)

となる。ここで2階微分の項の中の $\Delta_R^{(2)}(E)$ を無視している。1次のTaylor展開の微分方程式(6)から,左辺の Y_N と右辺の第1項は打ち消し合い,式(14)は

$$0 = \frac{d\Delta_R^{(2)}(E)}{dE} \left[S_n(E) + S_e(E) \right]$$

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2 \left\langle R(E) \right\rangle^{(1)}}{dE^2} \left[\Omega_n^2(E) + \Omega_e^2(E) \right]$$
(15)

と簡単化される。式(13)の第2項は1次の摂動解から計算できるから、もとの2階微分方程式(7)は $\Delta_R^{(2)}$ に関する1階微分方程式になり、これから $\Delta_R^{(2)}$ の解析解、

$$\Delta_R^{(2)}(E) = \int_0^E \frac{1}{S_n + S_e} \frac{\Omega_n^2 + \Omega_e^2}{2} \frac{d^2 \langle R(E') \rangle^{(1)}}{dE'^2} dE'$$
(16)

が求まる。

3次の解も

$$\left\langle R(E)\right\rangle^{(3)} = \left\langle R(E)\right\rangle^{(2)} + \Delta_R^{(3)}(E) \tag{17}$$

とおき,同様に摂動近似を施し,

$$\Delta_{R}^{(3)}(E) = \int_{0}^{E} \frac{1}{S_{n} + S_{e}} \left[\frac{\Omega_{n}^{2} + \Omega_{e}^{2}}{2} \frac{d^{2} \Delta_{R}^{(2)}}{dE^{'2}} + \frac{\Lambda_{n}^{3} + \Lambda_{e}^{3}}{6} \frac{d^{3} \langle R(E') \rangle^{(2)}}{dE^{'2}} \right] dE'$$
(18)

と得ることができる。

 R^m , R_p^m , R_\perp^m およびそれらのクロスタームに関する積分方程式が同様に導出され, R に関してのものと同様な摂動近似を施し,解析的に解かれた。これらから,イオン注入分布に必要なモーメント R_n , ΔR_n , γ の解析解が初めて導出された。

Pearson分布に対しては、4次のモーメント β まで必要であるが、それはLSSの積分方程式から導出できていない。図-3は、Si、Geアモルファス基板にB、As、Pを10、20、40、80、160、320 keVの加速エネルギーでイオン注入した場合のMonte Carlo結果から γ 、 β を抽出し、プロットしたもの

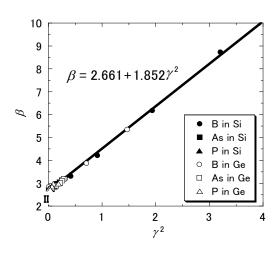


図-3 イオン注入分布の β と γ^2 の関係 Fig.3-Relationship between β and γ^2 of ion implantation profiles.

である。 γ^2 と β は、上記の種々のイオン注入条件において、ほぼ1本の曲線

$$\beta = 2.661 + 1.852\gamma^2 \tag{19}$$

上にあることが分かる。これを利用する。

図-4はLSS理論で評価したAsイオン注入分布の Monte Carloとの比較である。これまでの1次のモデルはピーク濃度位置のみを正確に表現しており、分布の形状はMonte Carloの計算結果と大きくずれていることが分かる。

図-4には2次、3次までTaylor展開して得られるモデルの結果も示してある。2次でMonte Carloの結果とほぼ同じ分布になり、3次では正確にそれを再現していることが分かる。

モーメントのエネルギー依存性のMonte Carloと 拡張LSS理論の比較を**図-5**に示す。 R_n は1次のモデ

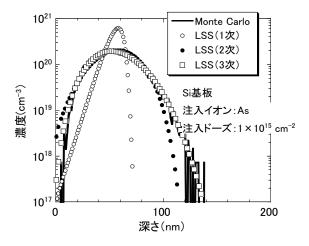


図-4 Asイオン注入分布のMonte Carloと種々の近似レベルのLSS理論の比較

Fig.4-Comparison of As ion implantation profile evaluated with Monte Carlo and LSS theory of various orders approximation.

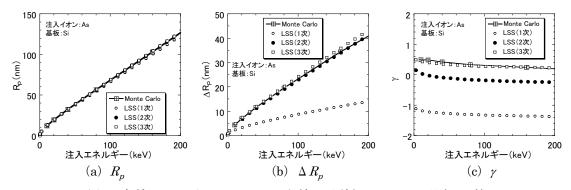


図-5 各種モーメントのMonte Carloと種々の近似レベルのLSS理論の比較

Fig.5-Comparison of various moments evaluated with Monte Carlo and LSS theory of various orders approximation. (a) R_p , (b) ΔR_p , (c) γ .

ルで十分精度が高いことが分かる。 ΔR_p は1次のモデルは約半分であることが分かる。 Taylor近似して高次の項を落とすことは,エネルギーの伝達量の大きな広角の散乱を無視していることに対応するから,定性的に一致する方向である。 ΔR_p は2次のモデルで十分な精度が出ている。すなわち, Gauss分布を利用するには2次のモデルで十分である。 γ は3次のモデルまで利用しないと精度が出ない。この3次のモデルで,ほかの種々のイオンでもMonte Carloとの一致を確かめている。

擬似結晶拡張LSS理論

実際にVLSIプロセスで利用される結晶基板ではチャネリング現象があり、その分布はPearson分布では正確に表現できない。結晶基板中の分布はテール関数で記述される $\mathfrak{g}^{(12)-(15)}$ テール関数において結晶特有のパラメータはL、 α 、 Φ_{chan} である。それらを経験的に表現する擬似結晶拡張LSS理論が提案された {QCLSS (Quasi Crystal LSS) と表現する} $\mathfrak{g}^{(11)}$ ここでは、それを紹介する。

Lは定性的には位置 R_p から測ったチャネリング 長である。したがって,Lは電子阻止能 S_e とのみ 相互作用するとして評価した飛程 R_{max}

$$R_{\text{max}} = \int_0^E \frac{dE}{NS_e(E)} \tag{20}$$

と以下のように関連付けられると仮定する。

$$L = \xi_L \left(R_{\text{max}} - R_n \right) \tag{21}$$

ここで、 ξ_L は比例定数である。Si基板に関しては、Lは実験的に求まっている。また、 R_{max} 、 R_p は拡張LSS理論から評価できる。これらを組み合わせて評価した ξ_L を $\mathbf{20-6}$ に示す。ここで、 E_1 は電子阻止能と核阻止能が等しくなるエネルギーである。 ξ_L は一定値ではなく、エネルギー、イオンおよび基板原子の質量数 M_1 、 M_2 に依存する。これらの依存性を表す関数として

$$\xi_{L} = \begin{cases} \frac{0.18}{1 + 0.2 \frac{M_{2}}{2M_{1}}} ln \left(1000 \frac{E}{E_{1}}\right) & \text{for } \frac{E}{E_{1}} \ge \frac{1}{1000} \\ 0 & \text{for } \frac{E}{E_{1}} < \frac{1}{1000} \end{cases}$$
(22)

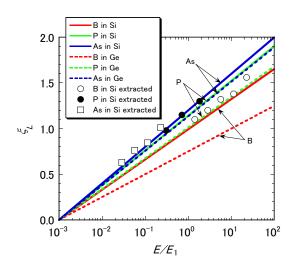


図-6 ξ_L のエネルギー依存性 Fig.6-Dependence of ξ_L on energy.

が提案され、Ge基板中の分布にも適用できることが確認されている(1⁽¹⁰⁾,(11) 式 (22) は物理的に導出されたものではないが、定性的には以下のような意味を持つ。

In の項の前の係数は、イオンはビーム方向に対してある角度を持ったパスをチャネリングしていることを表現している。In の項は、E が E_1 以下では、核に散乱される確率が大きいこと、E が E_1 より大きい場合はチャネリングしているイオンは原子核から遠く、式(2)で表されるアモルファス基板中の平均的な電子阻止能よりも小さな阻止能を持つ、ということを表現している。

• 4

αはチャネリングテールの形状を表現するパラメータである。物理的な理由は明らかでないが、そのエネルギー依存性は、図-7に示すようにSi基板中への種々のイオン注入条件で、ほぼ精度よく曲線

$$\alpha(E) = 1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{E_1}{E}\right)^4} \tag{23}$$

上に乗ることが確認されている。すなわち、核阻止能が支配的になる領域では1、つまり指数関数的な形状になり、電子阻止能が支配的になる領域では2、つまりGauss分布的な形状になる。

\bullet Φ_{chan}

Si基板にPをイオン注入した場合の, Φ_{chan} のドーズ依存性を \mathbf{Z} -8に示す。この依存性は以下のように

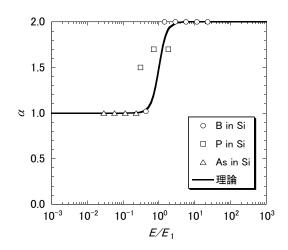


図-7 α のエネルギー依存性 Fig.7-Dependence of α on energy.

定性的に説明される。

 Φ_{chan} はダメージの蓄積と関連すると考えられる。 ドーズ Φ が小さい場合は各イオンの形成するダメージ領域は独立と考えることができる。このため、 Φ_{chan} はドーズ Φ に比例する。さらにドーズを上げていくとダメージ領域は重なり、ついには面全体を覆う。つまり、中間領域を無視すると、各イオンが独立にダメージ領域を形成する領域とダメージ領域が飽和する領域の二つが考えられる。それを

$$\Phi_{chan} = \begin{cases}
\Phi & \text{for } \Phi \leq \Phi_{chansat} \\
\Phi_{chansat} & \text{for } \Phi > \Phi_{chansat}
\end{cases}$$
(24)

で表す。飽和チャネルドーズ $\Phi_{chansat}$ に対してはSi基板中のB, As, P分布のデータから経験的に得られた形式

$$\Phi_{chansat} = 3.3 \times 10^{13} \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^{-1.06} \text{ cm}^{-2}$$
 (25)

で表現する。

Geや $Si_{1-x}Ge_x$ は最近盛んに検討され始めた。とくに $Si_{1-x}Ge_x$ においては,その組成比もパラメータになるため,対応するデータベースは膨大なものとなる。このQCLSS理論を種々の組成比xの $Si_{1-x}Ge_x$ 基板中のイオン注入分布に適用させたものを図-9に示す。理論は実験データをほぼよく再現している。

QCLSS理論では $\mathbf{Si}_{1-x}\mathbf{Ge}_x$ そのものに対する物理パラメータはなく、イオンと \mathbf{Si} 、 \mathbf{Ge} との関係から、fittingパラメータなしで $\mathbf{Si}_{1-x}\mathbf{Ge}_x$ 中の分布を再現している。したがって、実験で用いた特定の組成比x

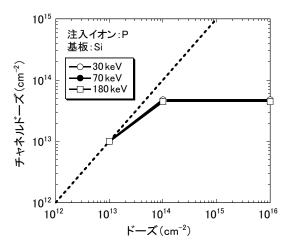


図-8 チャネルドーズ $\Phi_{\it chan}$ のドーズ依存性 Fig.8-Dependence of channel dose $\Phi_{\it chan}$ on dose.

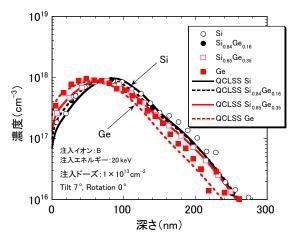


図-9 SiGe中Bイオン注入分布のGe構成比依存性の SIMSとQCLSS理論の比較

Fig.9-Comparison of dependence of SIMS B ion implanted profiles in various Ge content ratio SiGe substrate with QCLSS Theory.

だけではなく、任意のxに対して同程度の精度が期待できる。この理論を適用し対応するデータベースが示された(10),(11)

また、アモルファス層を表現するパラメータはスルードーズ Φ_{γ_c} である。これは、 Si 、および Ge で実験的に評価された。**図-10**に示すように Φ_{γ_c} は換算質量

$$M^* = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \tag{26}$$

を用いて

$$\Phi_{\text{g/c}} = 1.71 \times 10^{20} \left(M^*\right)^{-4.954} \text{cm}^{-2} \tag{27}$$

と経験的に表現された(10) 未知のイオン-基板の組合

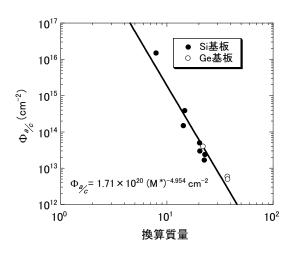


図-10 スルードーズ $\Phi_{a/}$ の換算質量依存性 Fig.10-Dependence of $\Phi_{a/}^{c}$ on reduced mass.

せに対しては、これを用いて、QCLSS理論では理 論的にアモルファス層厚も予想できる。

むすび

ここでは、結晶基板中のイオン注入分布をどのような組合せに対しても適用できる擬似結晶拡張LSS 理論を提案した。

擬似結晶拡張LSS理論は実用的な幅広い条件をカバーしている。しかし、とくに結晶と関連するパラメータは物理的裏づけを欠いたものであり、改良していく余地があると考えている。

参考文献

- J. F. Ziegler: The Stopping and Range of Ions in Solid. Pergamum, Press NewYork, 1985.
- (2) SRIM-2003. http://www.srim.org/
- (3) K. Suzuki et al.: Monte Carlo Simulation of Ion Implantation Profiles Calibrated for Various Ions over Wide Energy Range. J. Semiconductor Technology and Science, Vol.9, No.1, p.67-74 (2009).
- (4) J. Lindhard et al.: Range concepts and heavy ion ranges. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., Vol.33, p.1-39 (1963).
- (5) J. F. Gibbons: Ion implantation in semiconductors-Part I range distribution theory and experiments. *Proc. of IEEE*, Vol.56, No.3, p.295-

319 (1968).

- (6) S. Furukawa et al.: Theoretical considerations on lateral spread of implanted ions. *Jpn J. Appl. Phys.*, Vol.11, No.2, p.134-142 (1972).
- (7) K. B. Winterbon et al.: Spatial distribution of energy deposited by atomic particles in elastic collisions. *Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.*, Vol.37, No.14, p.1-73 (1970).
- (8) K. Suzuki : Extended Lindhard-Scharf-Schiott Theory for Ion Implantation Profiles Expressed with Pearson Function. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.48, No.4, p.046510-1-046510-9 (2009).
- (9) K. Suzuki : Simplified Analytical Model of Extended Second-Order Lindhard-Scharf-Schiott Theory . Jpn. J. Appl. Phys. , Vol.48 , No.4 , p.046511-1-046511-10 (2009).
- (10) K. Suzuki et al.: Ion-Implanted Impurity Profiles in Ge Substrates and Amorphous Layer Thickness Formed by Ion Implantation. *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol.ED-56, No.4, p.627-633 (2009).
- (11) K. Suzuki et al.: Quasi Crystal-Lindhard-Scharff-Schiott Theory and Database for Ion Implantation Profiles in Si1-xGex Substrate Based on the Theory. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.48, No.7, p.071202-1-071202-12 (2009).
- (12) K. Suzuki et al.: Simple analytical expression for dose dependent ion-implanted Sb profiles using a jointed half Gaussian and one with exponential tail. *Solid-State Electronics*, Vol.42, Issue 3, p.463-465 (1998).
- (13) K. Suzuki et al.: Comprehensive analytical expression for dose dependent ion-implanted impurity concentration profiles. *Solid-State Electronic*, Vol.42, No.9, p.1671-1678 (1998).
- (14) K. Suzuki et al.: Compact and Comprehensive Database for Ion-Implanted As Profile. *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol.47, No.1, p.44-49 (2000).
- (15) K. Suzuki et al.: Analytical expression for ionimplanted impurity concentration profiles. Solid-State Electronics, Vol.44, Issue 12, p.2253-2257 (2000).