

半導体発光デバイスの放射線照射損傷

権田 俊一*・森田 剛徳**・菅 博文**

Radiation Damage in Semiconductor Light Emitting Devices

Shun-ichi Gonda*, Takenori Morita**, Hirofumi Kan**

Irradiation of particles such as protons and neutrons does various damages to light emitting devices. In semiconductor lasers, the most important effect is an increase in threshold current. This effect is characterized as the threshold current damage factor K_I . Dependence of K_I on incident particle energy and materials of active regions is discussed using non-ionizing energy loss (NIEL) and displacement energy. Furthermore, K_I is discussed taking account of a decrease in carrier lifetime due to non-radiative centers (defects) introduced by irradiation of particles.

1. はじめに

発光ダイオードや半導体レーザなどの発光デバイスを宇宙空間や放射線施設のような照射線環境の中で使用するためには、あらかじめデバイスを放射線環境においてその特性変化を調べておく必要がある。いままでも種々の発光ダイオード、半導体レーザについて陽子線、中性子線、電子線、ガンマ線の照射によるデバイス特性の変化（損傷）が調べられてきた^{1) 2)}。われわれは半導体レーザに陽子線照射を行った場合の特性の変化を中心に報告をしている^{3) 4) 5)}。変化のいくつかをあげると、電圧・電流特性で、ある電圧での照射後の電流は少し増加する。電流・光出力特性では、照射後は閾値電流が増加し、規格化閾値電流（照射後の閾値電流を照射前の閾値電流で割ったもの）は陽子線照射量に比例する。スロープ効率は照射によって減少するが、減少の仕方は少ない。発振波長はほとんど変化しない。これらの変化は発振波長の短いレーザでは小さく、長いレーザでは大きい。

これらの特性変化を引き起こす原因は、あるエネルギーを持った粒子（陽子、中性子、電子）が半導体に入射し、半導体を構成する原子と相互作用しながらエネルギーを損失し、その過程で半導体内に欠陥を生成して、この欠陥が半導体内のエネルギー状態を変化させ、特性に影響を与えるためと考えられている。

ここでは、放射線と物質の相互作用に関する問題を整理し、これらを通して半導体発光デバイス、特に半導体レーザの放射線照射損傷について調査検討した結果を報告する。

* 宇宙通信工学科 ** 浜松ホトニクス㈱

2. 半導体レーザとその特性変化

半導体レーザの構造にはいくつかの種類があるが、端面発光型（ファブリ・ペロ型）レーザの構造を図1に示す。図1(a)はレーザペレットをヒートシンクに装着した全体図である。図1(b)で上部の50 μm と記した部分は、電流を通す部分の幅でストライプ幅と呼ばれる。

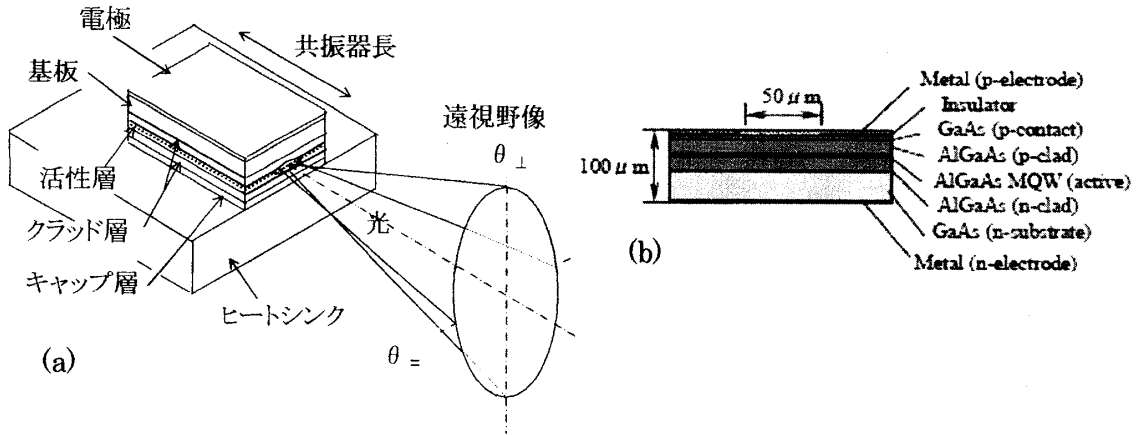


図1 高出力半導体レーザの構造例 (a) 全体図、レーザペレット(b)を基板を上にしてヒートシンクに装着したもの (b) AlGaAsの多重量子井戸を活性層とする近赤外(808nm)高出力レーザのペレットの断面図

図2は 200MeV の陽子線を発光面に垂直に照射した場合の近赤外高出力半導体レーザの電流・電圧特性と電流・光出力特性である。照射実験と特性測定の詳細は文献⁶⁾を参照。照射中は電源回路オープン、照射後の測定時は電流は直流、出力は連続発振の状態である。光出力特性を特徴付ける量は、レーザ発振が始まる閾値電流 I_{th} と、レーザ発振後の単位電流あたりの光出力であるスロープ効率 η_s である。照射後は、閾値電流 I_{th} が陽子線照射量の増加とともに増加していることがわかる。スロープ効率 η_s はあまり変化していない。電流・電圧特性では、数%以下の電

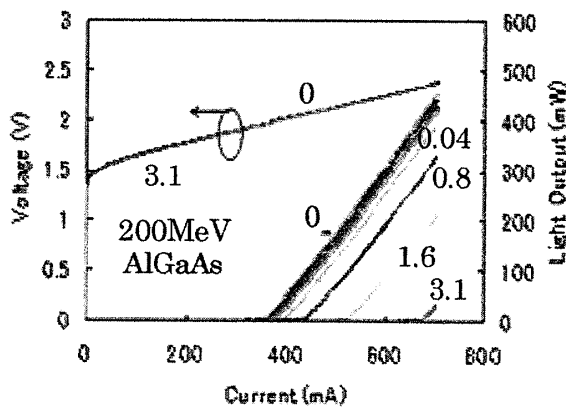


図2 近赤外高出力半導体レーザの電流—電圧特性と電流—光出力特性 (200MeV 陽子線照射) 図中の数字は陽子線照射量 単位は 10^{13}p/cm^2

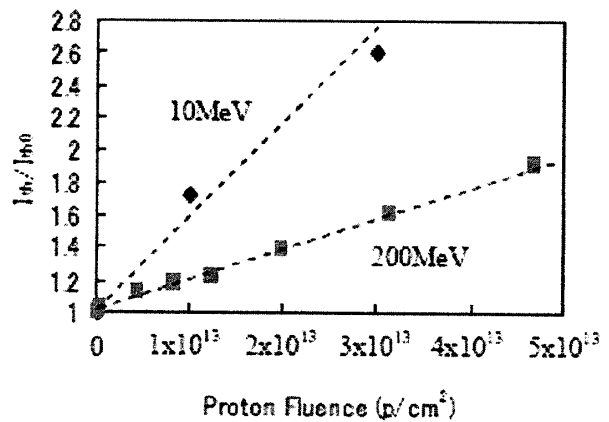


図3 近赤外高出力レーザの規格化閾値電流 I_{th}/I_{th0} (I_{th0} は照射前の閾値電流) と陽子線照射量の関係

流増加が認められる。同じ電流値での発振波長はほとんど変化していない。

図3に、規格化閾値電流 $I_{th\Phi}/I_{th0}$ ($I_{th\Phi}$ は照射後、 I_{th0} は照射前の閾値電流) と陽子線照射量 Φ の関係を示す。陽子線のエネルギーが 10MeV、200MeV いずれの場合も両者はよい直線関係にあることがわかる。したがって両者の関係は次のように書くことができる。

$$I_{th\Phi}/I_{th0} = 1 + K_I \Phi \quad (1)$$

ここで K_I は閾値電流損傷係数と呼ばれる^{1) 7)}。図3から損傷係数を求めると、200MeVでは $2.9 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{p}$ 、10MeVでは $5.2 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{p}$ となる。

3. 入射粒子のエネルギー損失過程

3.1 全般的イメージ

あるエネルギーを持った粒子が半導体に入射し、半導体内を通過するとき、粒子は構成原子に衝突し、その原子を正常な格子位置から変位させてエネルギーを失う(図4)。原子を格子位置から変位させるのに必要なエネルギーは変位エネルギー E_d と呼ばれ、経験的にはその結晶の単位胞

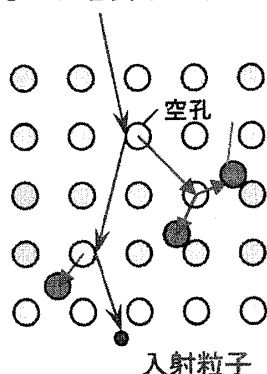


図4 入射粒子による変位損傷の形成

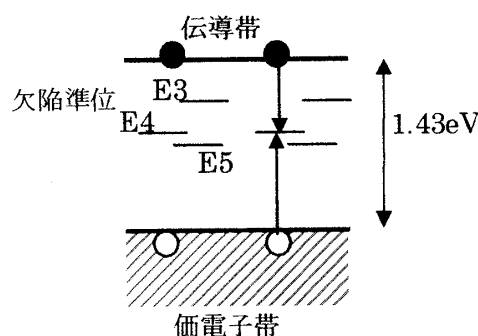


図5 欠陥準位の形成

(400keV 陽子線照射 GaAs の例⁹⁾)

体積に反比例することがわかっている⁸⁾。変位した原子は Primary Knock-on Atom(PKA)とよばれるが、それは格子間位置に留まるか、あるいは変位エネルギーより高いエネルギーを持つときはさらに他の原子を変位させる。変位した原子のあとは空孔(Vacancy)になる。多くの空孔、格子間原子は短時間で再結合するが、一部は格子中を移動し、安定な欠陥になる。欠陥は半導体の禁制帯中にエネルギー準位(欠陥準位)をつくり、電子正孔の再結合中心になる。図5に、例として GaAs に 400keV の陽子線を $10^{11} \text{p}/\text{cm}^2$ 照射した場合に生成される欠陥準位を示す⁹⁾。

Knock-on 粒子のエネルギー状態は、粒子のエネルギー、質量、電荷に依存する。電子は質量が小さいので、PKA にほとんどのエネルギーを与え、更に変位原子をつくることなく点欠陥を形成する。陽子はエネルギーが 10MeV 以下の場合、構成原子との相互作用はクーロン力による Rutherford 散乱である。これより高エネルギーの陽子および中性子では相互作用は原子核の核力になる。この場合は、欠陥はカスケード的に形成され、クラスター状になる。

3.2 飛跡のシミュレーション

固体中に入射したイオンの飛程をシミュレーションするソフトウェアとして SRIM(The

Stopping and Range of Ions in Matter)がある¹⁰⁾。この中に TRIM(The Transport of Ions in Matter)というプログラムがあるが、これはイオンがターゲットに衝突する過程をモンテカルロ法によって計算するものである。これには変位エネルギー、イオン化エネルギー、格子間結合エネルギー、フォノンとの相互作用などが考慮されているが、チャネリングや自己アニール効果は入っていない。

図6に 10MeV 陽子の GaAs 中での飛跡の TRIM によるシミュレーション結果を示す。図中の赤い線は陽子の飛跡、黒い点は停止点である。陽子エネルギーが 10MeV の場合は、停止点は表面から 440 μm になる。エネルギーが 200MeV の場合は、停止点は約 750 μm と長くなる。ただ 200MeV の場合は相互作用として核力が主になるが、これは十分に考慮されていないので実際はもっと短い値になる。

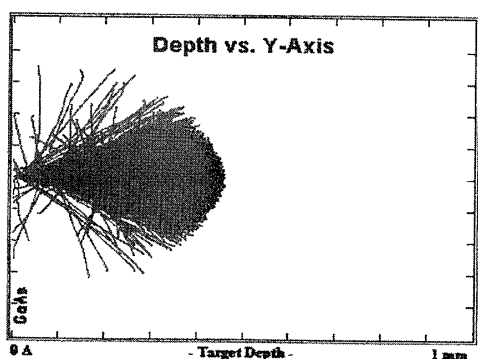


図6 10MeV 陽子の GaAs 中での飛跡 (TRIM¹⁰⁾ によるシミュレーション) 赤い線は陽子の飛跡、黒い点は停止点

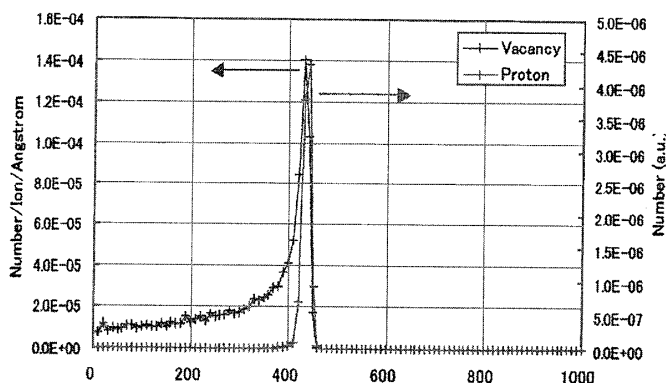


図7 10MeV 陽子の GaAs 中での陽子分布 (赤い線) と空孔分布 (青い線)

図7に 10MeV 陽子の GaAs 中での陽子分布と空孔分布を示す。陽子は停止位置付近に集中して分布している。空孔は表面付近は比較的少ないが、陽子停止位置付近で急激に増加する。200MeV の場合も形はほぼ同様になるが、生成される空孔の数は表面に近いところでは 10MeV にくらべて約一桁小さい。

3.3 NIEL (非イオン化エネルギー損失)

変位損傷の性質は、粒子の種類やエネルギーによって大きく変わるように考えられるが、実際はすべてのカスケード損傷はみな類似している¹¹⁾。このことからすべての欠陥の性質は孤立欠陥かクラスター欠陥によらない、したがって損傷は変位を生じさせる粒子あたりの全エネルギー、すなわち非イオン化エネルギー損失 (Non-Ionizing Energy Loss、NIEL) に比例するという考え方が妥当性をもってくる。

NIEL を言い直せば、入射粒子が物質内を移動するとき起こす原子変位によるエネルギー損失で、NIEL と粒子照射量との積が粒子の経路に与える変位損傷エネルギーになる。NIEL の計

算式は次式で与えられる¹²⁾。

$$NIEL = (N_A / A) \int_{\Theta_{\min}}^{180} L[T(\Theta)] T(\Theta) \frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} d\Omega \quad (2)$$

ここで N_A はアボガドロ数、 A は原子質量、 $T(\Theta)$ は質量重心系で角度 Θ で散乱された電子により標的原子核に移されるエネルギーである。最大のエネルギー移動は $\Theta=180^\circ$ で生じる。 $d\sigma(\Theta)/d\Omega$ は微小立体角 $d\Omega$ に対する粒子の弾性散乱の微分断面積である。 $L[T(\Theta)]$ は Lindhard 配分係数で非イオン化での移動エネルギーの割合を示すものである。積分の下限 Θ_{\min} は、反跳エネルギーが変位の閾値に等しい散乱角である。

実際の計算では、微分断面積に対し Si を含む低 Z 物質には McKinley-Feshbach 近似が、高 Z ($> \sim 24$) 物質には Curr 近似が用いられる。Lindhard 配分係数に対しては、Zeiger ら、あるいは Doran の近似がある。Summers らの NIEL の計算では、ある反跳エネルギー以下 (Si で $\sim 28.4 \text{ keV}$) では Sattler の近似が、より高いエネルギーでは Doran の近似が用いられている¹²⁾。

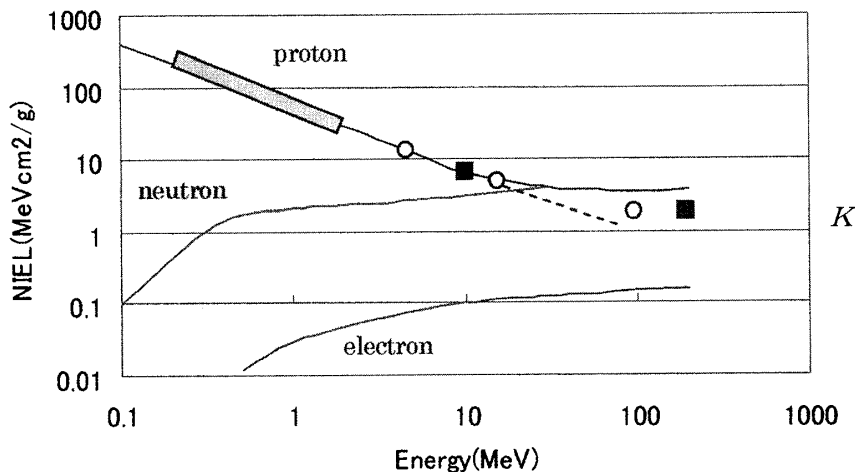


図8 GaAs の陽子と電子の NIEL¹²⁾ および Si の中性子の NIEL の粒子エネルギー依存性 (実線) 点線は Rutherford 散乱のみによるもの 矩形部は TRIM の計算結果 黒四角は半導体レーザの図3の 10MeV の閾値電流損傷係数を NIEL の値に規格化してプロットしたもの 白丸は同様の処理をした発光ダイオードの損傷係数¹³⁾

図8は、Summers らによって計算された GaAs における陽子と電子の NIEL である¹²⁾。参考までに Si の中性子の NIEL の大体の値も示した。前に TRIM により空孔生成率を位置の関数として求めた (図7)。このようなデータをエネルギー損失のデータと組み合わせることによって、陽子エネルギーの関数としての空孔生成率を求めることが出来る。Summers らは空孔濃度を修正した Kinchin-Pease 近似によって損傷エネルギーに変換し、これから GaAs における 0.2-2MeV の NIEL を求めている。この結果を図8の短冊型の矩形で示す。フィッティングパラメータは使っていないのに、この範囲内ではきわめてよい一致が得られている。

4. 損傷係数と NIEL

電子デバイスや発光ダイオードなどでも、放射線を照射した場合の損傷係数が定義されている。たとえば、発光ダイオードでは

$$(P_0/P)^n = 1 + \tau_0 K_L \Phi \quad (3)$$

と書くことができる¹³⁾。ここで P_0 、 P はそれぞれ照射前および照射後の光出力、 τ_0 は照射前のキャリア寿命、 K_L は寿命損傷係数、 Φ は照射量、 n は放射再結合の電流メカニズムで定まるパラメータである。損傷係数の入射粒子エネルギー依存性は、あるエネルギーの損傷係数をそのエネルギーの NIEL で規格化すれば、他のエネルギーの損傷係数は NIEL の曲線にのることが報告されている。図 8 の白丸は AlGaAs 発光ダイオードの損傷係数 K_L を上の処理をしてプロットしたものである¹⁴⁾。10MeV ではよく曲線にのっていることがわかる。AlGaAs 半導体レーザーではわれわれの実験結果を同様にプロットすると、図 8 の黒四角になる。

これらのことから Summers や Hopkinson ら¹¹⁾ はデバイスの損傷予測に NIEL を使うことを提唱しており、われわれも実験結果を NIEL 曲線とあわせてエネルギー依存性を調べている。

しかし、すべての予測に NIEL を使うことには問題もある。図 8 で 100MeV 付近みると損傷係数の実験値のほうが小さい。発光ダイオードでは多くの実験で図 8 の点線上 (Rutherford 散乱のみ考慮) にのっている。半導体レーザーでは、窒化物系青紫レーザーは 200MeV でもほぼ NIEL 曲線にのる³⁾ が、赤、近赤外レーザーでは損傷係数の実験値のほうが小さい⁴⁾。Claeys ら¹⁾ もいうように、損傷係数という観点からみると、高エネルギー側では NIEL は過大評価していることになる。

もう一つの問題は、レーザーに対する放射線の照射方向によって損傷係数の値が異なる場合があることである¹⁵⁾。陽子のエネルギーが 200MeV の場合は、どの方向から照射しても陽子は試料を通り抜けるので、同じような損傷を生じる。しかし、エネルギーが 10MeV の場合は、活性層に垂直に照射したときは、表面から活性層までの厚さが 100 μm 程度なので活性層に一様に欠陥ができ、損傷係数は共振器長によらず一定である。しかし発光面に垂直に照射した場合には、図 7 に示したように 500 μm 程度まで欠陥ができる。したがってこれ以上長い共振器長のレーザーでは部分的に欠陥ができて損傷係数の値が、共振器長によって異なるという現象が生じる。エネルギーがより低い場合には注意する必要がある。

5. 損傷係数の物理的意味

次に損傷の状態をもう少し考えよう。放射線の粒子を照射すると欠陥準位の密度が増加する。このため注入された電子正孔はこの欠陥準位での非発光再結合が多くなり、多くの電子正孔がここで消費され、無効電流が増加する。この結果半導体を透明にするに必要な利得を得るためにはより多くの電流を必要とし、閾値電流が増加すると考えられる。粒子照射量が増加すると欠陥密度も増加するので閾値電流も増加する。

スロープ効率は、電流値が閾値電流より大きいレーザー発振領域での特性である。誘導放出の緩和時間は自然放出の緩和時間に比べてきわめて短いため (約 $1/10^3$)、注入された電子正孔の大部

分は誘導放出に消費される。このため欠陥準位の密度には大きくは左右されない。

次に以上のことを式を用いて議論する^{7) 16)}。閾値電流密度 J_{th} は

$$J_{th} = \frac{C}{\eta_i} (\alpha_i + \alpha_m) \quad (3)$$

と書くことができる。ここで C は比例係数、 η_i は内部効率、 α_i は内部損失、 α_m はミラー損失である。 α_m は $(1/2L) \ln(1/R_f R_b)$ であたえられ、 L は共振器長、 R_f は出射端面の反射率、 R_b は反射端面の反射率である。内部量子効率 η_i は次のようにかける。

$$\eta_i = \frac{1/\tau_r}{1/\tau_r + 1/\tau_{nr}} = \frac{\tau}{\tau_r} \quad (4)$$

τ は全寿命で、 $(1/\tau_r + 1/\tau_{nr})^{-1}$ である。 τ_r は放射再結合寿命、 τ_{nr} は非放射再結合寿命である。

スロープ効率 η_s は

$$\eta_s = \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (5)$$

ここで $h\nu$ は光子エネルギー、 q は電子電荷である。実験結果では、スロープ効率は照射前後で大きく変化していない。 $h\nu$ 、 q も変化しないので、 α_i 、 α_m の照射前後での変化は少ないと考えられる。このことを考慮して、照射前の閾値電流密度を J_{th0} 、全寿命を τ_0 、照射後のそれぞれを $J_{th\Phi}$ 、 τ_Φ とすると次の式が成り立つ。

$$\frac{J_{th\Phi}}{J_{th0}} = \frac{\tau_0}{\tau_\Phi} \quad (6)$$

照射前の非放射再結合寿命を τ_{nr0} 、照射後の非放射再結合寿命の変化分を $\tau_{nr\Phi}$ とすると、

$$\frac{\tau_0}{\tau_\Phi} = \tau_0 \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr0}} + \frac{1}{\tau_{nr\Phi}} \right) = 1 + \frac{\tau_0}{\tau_{nr\Phi}} \quad (7)$$

$1/\tau_{nr\Phi}$ は非放射再結合中心（欠陥濃度） N に比例し、欠陥濃度 N は粒子線照射量 Φ に比例するので、 $1/\tau_{nr\Phi} = K_L \Phi$ と書くことができる。したがって

$$\frac{J_{th\Phi}}{J_{th0}} = \frac{I_{th\Phi}}{I_{th0}} = 1 + \tau_0 K_L \Phi \quad (8)$$

ここで $\tau_0 K_L = K_I$ とおけば、実験から求めた式 (1) が得られる。 $1/\tau_{nr\Phi}$ と欠陥濃度 N の関係は

$$1/\tau_{nr\Phi} = f(E_t) v_{th} \sigma N \quad (9)$$

で与えられる。 v_{th} はキャリアの熱速度、 σ は非放射再結合中心の捕獲断面積、 $f(E_t)$ は欠陥準位 E_t に関係した関数である。したがって閾値電流損傷係数 K_I は、近似的には、「照射前のキャリア寿命」、「キャリアの熱速度」、「捕獲断面積」、「入射粒子あたりの欠陥生成率」の積であるといえる。厳密には $f(E_t)$ を計算する必要があるが、これは図 5 に示したような欠陥準位の情報が必要になる。また N と照射量 Φ との関係は図 7 に示すように TRIM である程度推定できる。したがってこれらの情報がわかれば閾値電流損傷係数 K_I を計算することも原理的には可能である。

6. おわりに

ここでは発光デバイス、特に半導体レーザを放射線環境下に置いた場合の特性変化とその機構について述べた。特性上の大きな変化は閾値電流の増加で、この変化の大きさは閾値電流損傷係数 K_I で表すことができる。 K_I の放射線の種類による差、レーザの活性層物質による差を、非イオン化エネルギー損失、変位エネルギーによって説明した。さらに、 K_I を内部効率、キャリア寿命、非放射再結合中心の濃度などを用いて議論した。より詳細な解析は今後の課題である。

謝辞

陽子線照射にあたってご協力を頂いた若狭湾エネルギー研究センターの大谷暢夫研究開発部長、伊藤慶文氏、石神龍哉氏、久米恭氏に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) C.Claeys, E.Simoen, Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices, p.316
- 2) A.H.Johnston, T.F.Miyahara: IEEE Trans. Nucl.Sci., 51(2004) pp.3564-3571
- 3) S.Gonda, H.Tsutsumi, Y.Ito, T.Mukai, S.Nagahama: Physica Status Solodi, (a) 204 (2007) pp.231-235
- 4) 権田俊一、森田剛徳、牧野貴光、菅博文、久米恭、石神龍哉、伊藤慶文：電気学会論文誌C、2008年5月号
- 5) S.Gonda, H.Tsutsumi, R.Ishigami, K.Kume, Y.Ito, M.Ishida, Y.Arakawa: 11th International Conference on Formation of Semiconductor Interfaces, Manaus, 2007
- 6) 権田俊一、津々美裕之、伊藤慶文、石神龍哉、久米恭、菅博文：福井工大紀要 37(2007) pp.319-326
- 7) C.E.Barnes, J.J.Wiczer: Sandia National Laboratories Report Number SAND-84-0771, (1984) pp.149-175
- 8) A.I.Nedelcescu, C.Carlone, A.Houdayer, H.J.vonBardleben, J.L.Cantin, S.Raymond: IEEE Trans. Nucl.Sci., 49(2002) pp.2733-2738
- 9) D.V.Lang: Inst.Phys.Conf.Ser. No.31(1976)p70
- 10) <http://www.srim.org/>
- 11) G.R.Hopkinson Proceedings of the 7th International Workshop on Radiation Effects on Semiconductor Devices for Space Application (2006) pp.25-30
- 12) G.P.Summers, E.A.Burke, P.Shapiro, S.R.Messenger, R.Walters, IEEE Trans. Nucl.Sci., 40(1993) pp.1372-1379
- 13) B.H.Rose, C.E.Barnes: J.Appl.Phys.53(1982)pp.1772-1780
- 14) R.A.Read, P.W.Marshall, C.J.Marshall, R.L.Ladbury, H.S.Kim, L.X.Nguyen, J.L.Barth, K.A.LaBel: IEEE Trans. Nucl.Sci., 47(2000) pp.2492-2499
- 15) 森田剛徳、権田俊一、菅博文、石神龍哉、久米恭、羽鳥聡、伊藤慶文：第55回応用物理学関係連合講演会(2008) 30aZQ-8
- 16) S.C.Lee, Y.F.Zhao, R.D.Schrimpf, M.A.Neidfeld, K.F.Galloway: IEEE Trans. Nucl.Sci., 46(1999) pp.1797-1803

(平成20年3月31日受理)