パワーデバイスの宇宙線誘起破壊の概略

高田 育紀

平成 26 年 12 月 27 日

1 パワーデバイスの宇宙線誘起破壊の概略

1.1 基本現象
-高エネルギー粒子の反応とその影響-

高エネルギー粒子がシリコンとかシリコン酸化膜に入射する状況では次の２つが問題となる。どちらも、入射粒子は正孔-自由電子対発生 (イオン化) によってエネルギーを失う ($3.6eV$/対)。

A. 荷電粒子が領域を通過する場合 (図 1)

B. 中性粒子が領域内で止められる場合 (図 2)

地表での (数十 MeV 以上の) 高エネルギー粒子は、反応が起こりにくい中性粒子 (特に中性子) のみが実質的に問題となる。(B.) タイプの状況が起こるのは、中性子がシリコン原子に衝突して、シリコン原子核をそれよりも軽い元素を発生させる場合である。これらの元素原子は電荷を有するので、シリコン原子群に衝突することで、ごく狭い領域に大量の自由電子と正孔を発生させる。

これらが、シリコン内部で起こった場合には、発生したキャリアによって、次の現象を引き起こす。

1. キャパシタ電圧の変化 (メモリのソフトエラー)
2. トランジスタを一時的に ON する
3. N 電圧が電源電圧よりも低い場合には、トランジスタは ON し続けて破壊に到る
4. サイリスタを ON する
5. 何らかの異常動作で破壊する (LTDS)

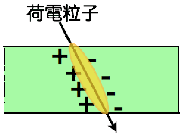

図 1: 荷電粒子によるキャリアの発生 (A. タイプ)

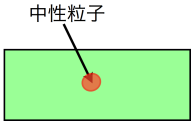

図 2: 中性粒子による高密度キャリアの発生 (B. タイプ)

高電圧が掛かっている状況では、サイリスタは破壊するし、トランジスタも破壊し易くなる。また、(5.) に示す数千 V デバイス固有の破壊現象を引き起こす。この問題は LTDS (Long Term DC Stability) と呼ばれている。その機構は未だ定説がない。

さらに、高エネルギー粒子がゲート酸化膜を通過した場合には、次の現象が予想される。

a. 通過によるダメージ (ゲートリークの増大)

b. 通過による致命的ダメージ (ゲート破壊[1])

c. 発生キャリアの移動による劣化[2]

これらの現象の中で (5.) を除いては、図 1 に示す (A.) タイプの現象で、人工衛星とか航空機用への半導

[1] Gate Rapture と呼ばれている。

[2] TDDB (Time Dependent Dielectric Breakdown: 酸化膜経時破壊) を招く現象。

体デバイスを使用する際に甚大な手間と時間を掛けて評価した経験がある (ハード ラド (Hard Radiation) 技術)。ただし、$200V \sim 300V$ 以上のパワーデバイスでは十分調べられてないようだ[3]。

1.2 高耐圧デバイスの未解決問題 (LTDS)

高耐圧デバイスでは、図 2 に示す (B.) タイプの現象も問題となる。そして、*pin* ダイオードの破壊率が、サイリスタあるいは GTO と同じであり、破壊箇所はデバイス全面に均等に分布することが確認されている。この現象は、1994 年に 数 kV GTO と *pin* ダイオードで最初に報告された。同時に n^- 領域の比抵抗を高くすれば劇的に改善される対策[4]も示され、このクラスの全製品に適用された。

そのころには 数 kV IGBT は実現してなかったが、2000 年頃には IGBT も *pin* ダイオードとほぼ同等の不良率であることが確認された[5]。

また、$600V$ や $1,200V$ の IGBT, *pin* ダイオード, バイポーラ・トランジスタ (BJT) では、(B.) タイプの宇宙線に起因すると思われる破壊例は報告されていない[6]。このタイプの破壊は $300V$ までの *pin* ダイオードでは存在しないことは知られているので、$600V \sim 1,200V$ デバイスでも原理的に存在しない可能性が高いが、確認はされてない。

1.3 従来のデバイス シミュレーション

(B.) タイプの電荷担体発生過程を再現することは難しいが、入射エネルギー (GeV オーダー) を $3.6eV$ で割った数の正孔-電子対がごく狭い領域に発生した段階を初期条件とする計算機能 (SEU: Single Event Upset) が市販のシミュレータには備わっている。

[3] $600V$ と $1,200V$ の IGBT を $350V$ 程度で評価した報告書が例外的にある [1]。

[4] GTO と *pin* ダイオードの場合。それによる耐圧低下を防ぐために、n^- 領域の厚みも増やしている。

[5] 即ち、ゲート酸化膜関連の不良は大きな問題となってない。

[6] $1,600V$ BJT の HTRB (High Temp. Reverse Bias) 試験で例外的に度々破壊が起きた。その時は小さな溶解点がランダムに観測された。

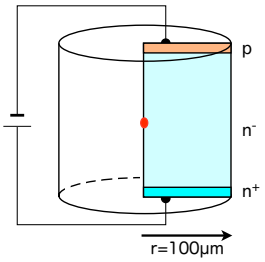

図 3: simulation に用いた円筒形 pin ダイオード構造

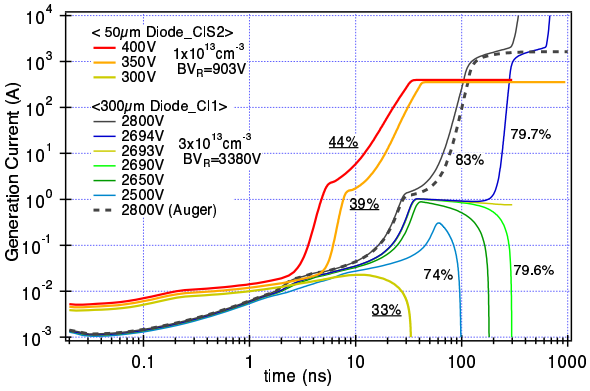

図 4: $600V$, $3kV$ ダイオードの simulation 例
(従来の再結合モデル, 各波形の%は BV_R に対する割合)

ただし、発生領域はユーザーが指定せねばならない。著者は $3\mu m$ 程度の拡がりを想定した。シミュレータ供給会社は、このような高密度 ($\approx 10^9/(3\times10^{-4})^3 \approx 10^{19} cm^{-3}$) で電荷担体の集中した状況を正しく計算できる保証はしてない[7]。

シミュレーションは疑似 3 次元で行った (図 3)。これは、円筒形構造の中心軸から半径方向の 1/2 断面を数学的な処理を加えて 2 次元シミュレーションするもので、中心軸対称現象に限って 3 次元シミュレーションとして扱えるものである。

[7] 計算に使う物理モデルの選択はユーザーの責任であるというのがシミュレータ供給会社の立場で、計算結果の保証はしない。

そうすると、$3kV$ の pin ダイオードでは、入射粒子が止まった点の周り $10\mu m$ 程度の幅で、アノードからカソードに高密度電流が継続して流れる状況 (電流フィラメント) が簡単に出現した (図 4)。しかしながら、n^- 領域の比抵抗を変えてもほとんど状況は変わらなかった。また、$600V$ pin ダイオードでは、それよりも桁違いに大きい電流がダイオード全面に流れ続けた。したがって、シミュレーションは全く現実の現象を再現できないと判断できた。

1.4 新しい再結合モデルを用いたシミュレーションの試み

1.4.1 新しい再結合モデル

従来の再結合モデルでは SRH 形再結合と Auger 再結合を用いる。間接遷移半導体のシリコンに対するシミュレーションでは、正孔と自由電子の直接再結合は考慮する必要が無いことが常識だからである。

新しい再結合モデルは、直接再結合に他ならず、その再結合速度は (式 1) で表される [2]。

$$
\begin{aligned}
R_{new} &= \sigma(EF)\ v_{eff}\ n_e n_h && (1)\\
v_{eff} &\equiv 300EF + v_{th} \quad : \text{実効速度} && (2)\\
& \quad EF \quad : \text{電界強度}\ (V/cm) && (3)\\
v_{th} &\equiv \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad : \text{熱速度}\ (v/cm)\\
& \quad m_0 \quad : \text{電子の質量}\\
\sigma(EF) &\equiv C\exp\left(\frac{-D}{{v_{eff}}^2}\right) : \text{反応断面積} && (4)\\
& \quad C = 3.5\times 10^{-15} cm^2\\
& \quad D = 1.7\times 10^{15} cm^2/s^2
\end{aligned}
$$

(式 1) は、2 種類の粒子 (自由電子と正孔) の反応を表す一般式である。ただし、両粒子の実効速度 v_{eff} は、(式 2) に示すように電界強度 EF に比例する成分と熱速度 v_{th} の和と近似して[8]、反応断面積 σ は図 5 に示すような強い電界強度依存性があることを特徴とする。低電界強度の領域は pin ダイオードの $J_F - V_F$ 特性の観測データを説明出来るように、高電界強度領域は pin ダイオードの降伏後の大電流 $J_R - V_R$ 特性の観測データを説明できるように選んでいる [2]。

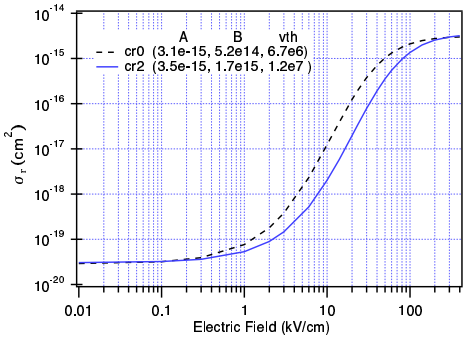

図 5: 反応断面積 σ の電界強度依存性

さて、例えば自由電子による衝突電離による対発生速度 G_{IIe} は、(式 5) のように自由電子密度 ne に比例する形で表される。

$$G_{IIe} = \alpha(EF)\ v_s\ n_e \qquad (5)$$

ところが、直接再結合速度 R_{new} は (式 1) のように $n_e n_h$ 積に比例するので、電荷担体の増大を電荷担体密度が大きくなるほど強く抑制する。そうすれば、電荷担体密度 ($n_e \approx n_h$) がより甚大になると、対発生速度 G_{IIe} と再結合速度 R_{new} が平衡する状況が出現し得る[9]ことになる。

1.4.2 破壊モード-I (いわゆる LTDS 破壊)

新しい再結合モデルを用いた $600V$ pin ダイオードと $3kV$ pin ダイオードのシミュレーション結果 (発生電流の時間依存性) の例を、それぞれ図 6 と図 7 に示す。どちらのダイオードでも発生電流が継続しなくなったので、破壊の兆候は現れなくなった。

図 8 は、図 7 の左下部の拡大図である。

図 9 には、図 6 に示す $600V$ ダイオードの▽印点の $1ns$ での内部状態を示している。中央部には初期条件

[8] それは、pin ダイオードのリーク電流が電界強度と共に増え続ける現象から予想される [2]。

[9] 著者は、直接再結合は衝突電離による対発生の逆過程に相応すると考えている。

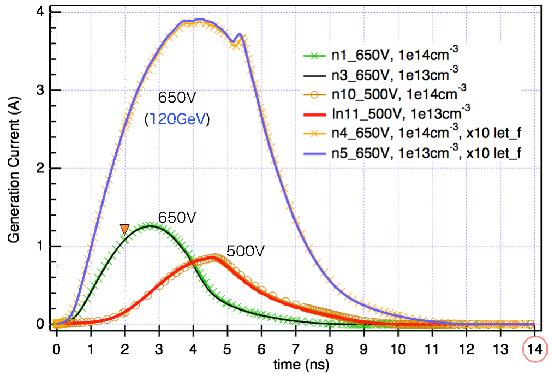

図 6: 新しい再結合モデルによる 600V diode の計算例

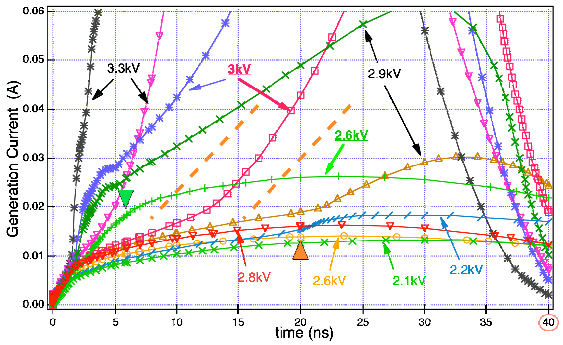

図 8: 3kV diode(図 7) の拡大図

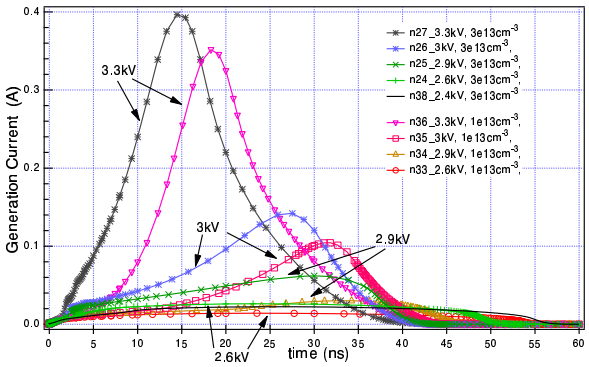

図 7: 新しい再結合モデルによる 3kV diode の計算例

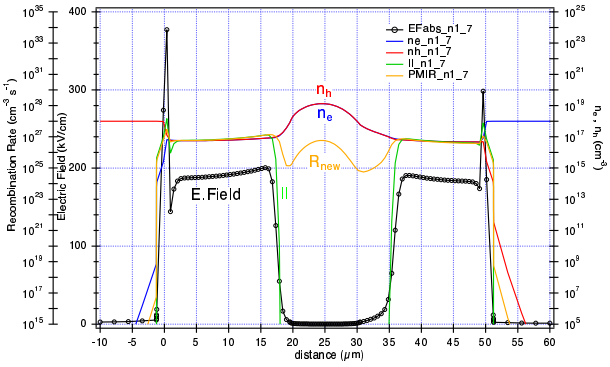

図 9: 600V pin ダイオードの内部状態 @中心軸上, 1ns

として与えられた大量の電荷担体が少し拡がって分布している。電界強度 $E.Field$ は両側の接合でピークを有して、中央部の凹みを除いてほぼ一定である。また、自由電子密度 n_e と正孔密度 n_h、そして発生速度 II と再結合速度 R_{new} は中心よりアノード (p) 側でもカソード (n) 側でお互いにほぼ等しく、それぞれほぼ一定である。3kV ダイオードの内部状態を示す図 10 に較べて、電界強度 $E.Field$ は 100kV/cm 程度大きく、電荷担体密度も 2 桁程度大きい。

図 11 には、図 9 に▽印で示した 3kV ダイオード波形の 6ns における内部状態 (電界強度 $E.Field$, 自由電子密度 n_e, 正孔密度 n_h, 電荷担体対の衝突電離による発生速度 II, 再結合速 R_{new}) を示す。電界強度には $x = 0$ の $p - n^-$ 接合部に急峻なピークがあり、この近傍で衝突電離速度 II と再結合速度 R_{new} がほぼ拮抗している。自由電子密度 n_e と正孔密度 n_h は、中心よりアノード (p) 側でほぼ一定であるが、カソード (n) 側では桁違いになっていることが判る。

図 7 に示す 3kV ダイオードの発生電流の波形群は、図 11 のように (i)〜(v) の 5 種類に分類することが出来る。内部分布を描くと、A_1 と A_2 の箇所ではアノード側で衝突電離作用が起きており、K_1 と K_2 ではカソード側でも衝突電離作用が起きていることが判った。

A_1 は、図 8 の破線よりも左上側の領域を通る波形のように)2 ∼ 3ns で発生電流が明瞭に増える状況である。その時の内部状態は図 10 のようになっており、この状況は 3kV ダイオードのように n^- 領域長

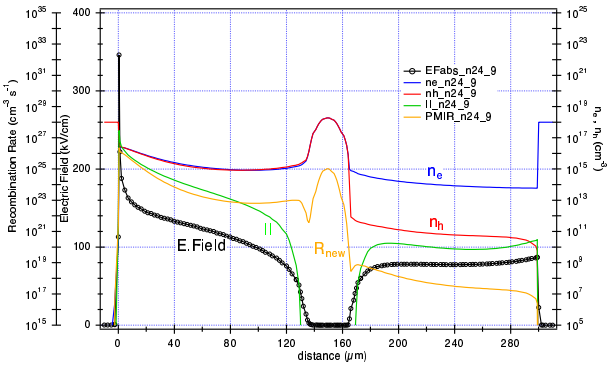

図 10: $3kV$ pin ダイオードの内部状態 @中心軸上, $6ns$

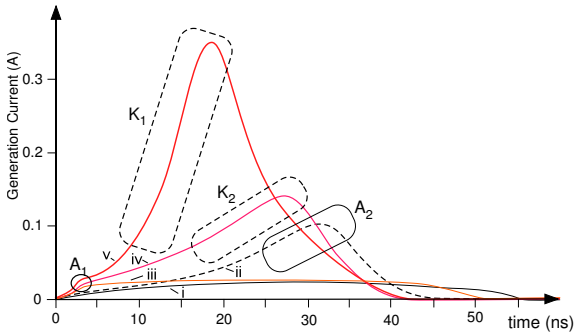

図 11: $3kV$ pin ダイオードの発生電流の分類

が長い場合に限って現れる。

なお、図 6 の $600V$ ダイオード波形は、(v.) 波形の A_1 の直後に K_1 が出現している状況に当たる。

$3kV$ ダイオードの破壊は、(電流波形には直接現れないのだが)A_1 の出現に対応していると見なせば、観測される諸現象を説明することが出来る。例えば、n^- 領域の比抵抗が低めの場合 (寒色で示している) には $2.6kV$ でもこの条件を満たすが、n^- 領域の比抵抗が 3 倍の暖色で示すカーブは $3.3kV$ でようやくこの条件を満たしている (降伏電圧 BV_R は $4kV$ 程度)。

この発生電流が急激に立ち上がる A_1 点では、アノード領域の近傍で、数 μm 幅の領域に数十 kA/cm^2 もの電流が集中し、しかも電荷担体の増倍に (図 12 に示すように静電的に) 正帰還が掛かる極めて不安定な状況となっている。

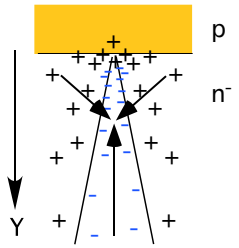

図 12: 発生電流立ち上がり部のアノード接合近傍の電界

疑似 3 次元シミュレーションでは必ず軸対称の現象が展開するが、実際のダイオードでは、このアノード側で電流が集中する箇所が中心軸に固定されることはない[10]。電界強度 EF が大きくなり衝突電離作用によって電流が増大する方向に正帰還がかかる領域では、電流をよほど安定に流す機構がない限り[11]、実際のデバイスでは破壊すると推察される。

著者は、その上に磁場による電流経路の狭窄が加わり、終には電流経路が遮断されるピンチ現象が出現すると予想する。そうすると遮断された箇所で放電が生じ、シリコン結晶が破壊すると考える。

一方、$600V$ ダイオードは、電荷担体密度 n_e, n_h も発生電流密度も $3kV$ ダイオードよりも桁違いに大きいが、n^- 領域の全領域がいわば平衡状態となっていることで安定な状況となっていると考えられる。

1.4.3 破壊モード-II (降伏電圧近傍で表面照射時)

$3kV$ ダイオードの $p-n^-$ 接合部に電荷担体を発生させる場合[12]、外部電圧が降伏電圧の 95%程度になると、破壊モード-I が起こる入射エネルギーの 1/1,000 程度でも数千 kA/cm^2 もの発生電流がチップ全面で継続して流れ続ける現象が発生する (図 13)。この破壊モード-II の起こり易さは、n^- 領域が長大で比抵抗が低いものを除いて発生した。すなわち、破壊モー

[10] さらに温度上昇を含めたシミュレーションでは、温度上昇と共に衝突電離作用は小さくなるので電流集中点は移り変わるはずである。

[11] 電流経路が変化し得る状況は、この安定化機能が無いことの 1 つの表れである。

[12] これは、チップ上面から α 線が照射される状況と似ている。

ド-I と逆の傾向を示した。そして、この破壊モードは 600V ダイオードでも発生した。

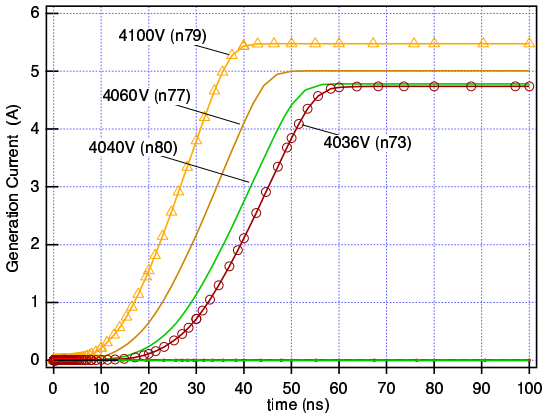

図 13: 小エネルギー粒子の表面照射例
(n^- 領域:高比抵抗時)

1.4.4 非破壊モード-III (局所動作モード)

図 13 と同じ構造で n^- 領域の比抵抗が 1/3 の 3kV ダイオードでは、破壊モード-II は出現しなかったが、代わりに図 13 よりも 3 桁小さい数 mA オーダーの電流が、降伏電圧を超えた電圧領域[13]で継続した。例えば図 14 では、3,390V 以上で一定の発生電流が流れる。この一定電流値は、印加電圧でのみ定まり、初期発生電荷量に依存しない。継続電流の発生時には、粒子が入射した点のアノード領域の近傍を頂点としてカソード側に延びた円錐状領域に電荷担体 (電流) は集中していた (頂点の電流密度は数千 kA/cm^2、裾のカソード側では数十 A/cm^2 オーダー)。

ところで、n^- 領域長が 100μm 程度のダイオードの降伏電流が流れ始める時点では、数 mA 程度の一定高さ、一定長のパルス電流が観測された [3]。そのパルス電流の高さが揃う機構が不可解であったが、図 14 の継続電流はそれを再現したものと予想できる[14]。

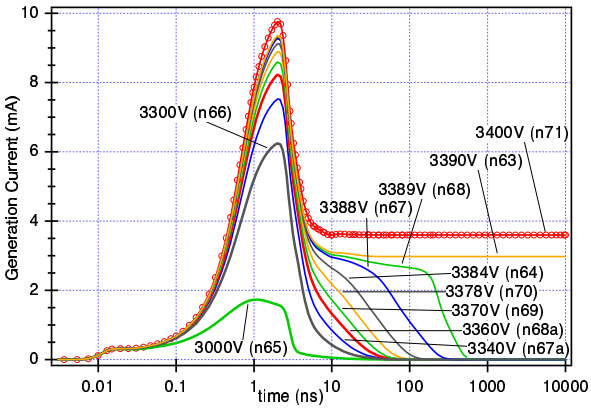

図 14: 小エネルギー粒子の表面照射例
(n^- 領域:低比抵抗時)

参考文献

[1] P. T. McDonald, B. G. Henson, W. J. Stapor, and M. Harris, "Destructive Heavy Ion See Investigation of 3 IGBT Devices," proceeding of Radiation Effects Data Workshop, 2000

[2] 高田 育紀, "衝突電離作用の可逆過程となる再結合とその宇宙線破壊シミュレーションへの影響," H20 電気学会研究会資料, EDD-08-62/ SPC-08-149, pp.39-44, 2008-10

[3] I. Takata, T. Yamada, and N. Soejima, "Leakage Current and Breakdown Characteristics on P-N Diodes," proceeding of ISPSD'93, pp.205-211, 1993

[4] I. Takata, "Recombination Process Reversible to the Impact Ionization and its Effect on the Simulation of Cosmic Ray Induced Failures," proceeding of IWPSD2007, pp.768-773, 2007-12

[5] I. Takata, "The Trial Simulaion on the Cosmic Ray Induced Failure of the Long n- Lenght pin Diode," proceeding of ISPSD ' 08, pp.44-47, 2008-5

[13] LTDS を再現するための SEU シミュレーションにおいて、単純化の為にリーク電流の発生機能を含めなければ、降伏現象は発生しない。

[14] 図 14 と同様の現象が、n^- 領域長が 110μm の pin ダイオードのシミュレーションにおいても再現された。パルス長が一定となる現象は、シミュレーションでは含まなかった温度上昇によって、衝突電離作用が抑制される機構が働いているのではないかと予想する。