

n-MOS デバイスシミュレーションにおける GR 項の 電場依存モデルの検討

青木 孝 村田 健郎

神奈川大学 理学部 情報科学科

Investigation of electric field dependency in GR(Generation Recombination)
terms on n-MOS device simulation

Takashi Aoki and Kenrou Murata

Department of Information Science, Kanagawa University

Abstract. Impact ionization term of GR(Generation Recombination) terms have a great influence of drain current character of n-MOS device simulation. This impact ionization term(Ga) is modeled on carrier generation caused by the effect of electric field (E). In past papers, 3 modeling type($E = |E|$, component for channel direction: $|E_x|$, component for electronic current direction: $|E \cdot J_n| / |J_n|$) is reported as the effect of electric field and one of them is selected for Ga. In this paper we investigate the validity of 3 modeling type to the enhanced drift-diffusion model that includes hot electron effect.

1 はじめに

n-MOS デバイスシミュレーションにおいて、キャリア生成結合項 (GR 項) は、ドレイン電圧 V_D に対するドレイン電子電流 I_d の特性に大きな影響を与える。通常 GR 項のモデル化は、3つの効果に分けて行う。

$$GR = (GR)_{SRH} + (GR)_{Aug} + Ga$$

$(GR)_{SRH}$ と $(GR)_{Aug}$ は、それぞれ Shockley-Read-Hall 項と Auger 項で、Ga は、インパクトイオン化による効果を表す。特に、Ga 項は短チャネル (ゲート長が $1\mu m$ 以下) MOS に於いて重要で、アバランシェブレークダウンをシミュレーションするために不可欠である。

$$Ga = \frac{|J_n|}{e} \alpha_n + \frac{|J_p|}{e} \alpha_p \quad [cm^{-3}][sec]^{-1} \quad e \text{ は電荷}$$

$$\alpha_n = A_n \cdot \exp\left(\frac{-B_n}{|E'_n|}\right) \quad \alpha_p = A_p \cdot \exp\left(\frac{-B_p}{|E'_p|}\right)$$

$$A_n = 7.0 \times 10^5, \quad A_p = 1.588 \times 10^6 \quad B_n = 1.23 \times 10^6, \quad B_p = 2.036 \times 10^6$$

この Ga 項は、インパクトイオン化によるキャリア生成を表し、電流密度 (電子 J_n と正孔 J_p) と電場 (E') に依存する形式をとる。Selberherr の 1982 年の文献 [6] によれば、電流密度 $J_{n,p}$ に垂直な方向ではイオン化は起こらないので、 E' としては電場 E そのもの

$$(1.1) \quad E' = E'_n = E'_p = E = |E|$$

ではなく,

$$(1.2) \quad E'_n = \frac{|\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_n|}{|\mathbf{J}_n|} = |\mathbf{E}| \cdot |\cos\theta_n| \quad E'_p = \frac{|\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_p|}{|\mathbf{J}_p|}$$

を用いるべきであるとされる. 文献[3]では式(1.1)の立場をとる. また, 文献[2]では式(1.2)の立場をとりながらも, 電場の x 方向 (チャンネルに平行) 成分 E_x の絶対値を用い,

$$(1.3) \quad E' = E'_n = E'_p = |E_x|$$

として説明している. 同じ著者 Selberherr でも 1989 年の文献[7]では, 式(1.2)についての言及はなく, もっぱら式(1.1)を用いている.

また, この文献[7] (または文献[4])の中では, ホットキャリア現象を扱うために, キャリヤ (電子 n , 正孔 p) のエネルギーバランスを簡易的に組み込んだ拡張ドリフト拡散モデル (Enhanced drift-diffusion equations) を提案している. このモデルを (HS) モデルと略記する. 本論文では, この (HS) モデルを基本として手直したモデル (こちらは (HS) $_{\beta}$ と略記する) の中で, G_a 項の電場 E' を:

$|\mathbf{E}|$ (E タイプ) と, $|E_x|$ (E_x タイプ) と, $|\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_{n,p}| / |\mathbf{J}_{n,p}|$ (EJ タイプ) の3通りに変えて比較を行い, これらの電場 E' 依存性を文献例のように無造作に選択しても良いものなのかどうか, その妥当性をシミュレーションにより検討した. この (HS) $_{\beta}$ モデルは, 村田により提案されたもので (文献[5]), 次章で詳しく説明する.

2 ホットキャリア用拡張モデル

とり上げた (HS) $_{\beta}$ モデルは, Hansch と Selberherr の拡張モデル (HS) と, その中のモビリティ μ の表面散乱効果の項にパラメータ β を導入し, 表面散乱効果のために従来から使われてきた古典的な山口モデルを併用して (こちらにも β を挿入), 両者を連続的につないだものである. また, さらにモビリティ μ の飽和速度効果の中にも, 従来から使われてきた電場 E と, Selberherr らが導入したドライビングフォース $F_{n,p}$ (2.1 節で後述する) とを連続的につなぐパラメータ γ_F を導入した. 何故, このような β および γ_F のパラメータを導入したかという動機は,

- 1) (HS) モデルでは, 我々の扱うチャンネル長 ($0.6\mu\text{m}$ 前後) でうまく収束しないという事態が起こり, 従来モデルと連続的につないだモデルを作る必要があった.
- 2) 付加的な結果として, 従来のシミュレーション上の知見との連続性が得られる.

ことによる (2.1 節を参照). 次に, とり上げた (HS) $_{\beta}$ モデルについて詳しく説明していく.

MOS トランジスタの動作をシミュレーションするための標準的なモデルは, ドリフト拡散モデルと呼ばれ, 電位 ψ , 電子密度 n , 正孔密度 p についての連立系である (ただし定常解用).

$$(2.1) \quad \text{div}[-\varepsilon \nabla \psi] = e(p - n + C), \quad C = -N_a + N_d$$

$$(2.2) \quad \text{div}[-D_n \nabla n + (\mu_n \nabla \psi)n] = GR \quad \mathbf{J}_n = -e[-D_n \nabla n + (\mu_n \nabla \psi)n]$$

$$(2.3) \quad \text{div}[-D_p \nabla p - (\mu_p \nabla \psi)p] = GR \quad \mathbf{J}_p = +e[-D_p \nabla p - (\mu_p \nabla \psi)p]$$

ここに、 e は電荷定数、 C はドーピング量で場所の既知関数、 $\mu_{n,p}$ は電子、正孔のモビリティで、場所と電位の関数であるが様々なモデルが提案されている。拡散係数 $D_{n,p}$ とは、Einstein の関係: $\mu/D = e/k_B T = \nu$ (Einstein 定数) で結びつく。従来は、 $T = T_l$ (格子温度) としたが、ホットキャリア用の (HS) モデルでは、この Einstein 定数がキャリア温度 (電子 T_n , 正孔 T_p) の関数だとして、局所的な場で Einstein の関係:

$$\nu_{n,p} = \frac{e}{k_B T_{n,p}}$$

が成り立つとする。

2.1 モビリティのモデル

ホットキャリア用の拡張モデル (HS) では、格子温度 T_l と電子、正孔キャリアの温度 (T_n, T_p) を分けて扱う。本論文では、 T_l を 300K に固定したシミュレーションを行う。

(1) 格子による寄与

$$\mu_{n,p}^{LI} = \mu_{n,p}^{min} + \frac{\mu_{n,p}^L - \mu_{n,p}^{min}}{1 + \left(\frac{C_I}{C_{n,p}^{ref}}\right)^{0.72}} \quad C_I = Na + Nd \text{ (アクセプタ, ドナーのドーピング量)}$$

$$\text{ここで, } \mu_n^L = 1430 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad \mu_p^L = 460 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$\mu_n^{min} = 80 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad \mu_p^{min} = 45 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad C_n^{ref} = 1.12 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad C_p^{ref} = 2.23 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

(2) 表面散乱効果

$$\mu_{n,p}^{LIS} = \frac{\mu_{n,p}^{ref} + (\mu_{n,p}^{LI} - \mu_{n,p}^{ref})[1 - (1 - \beta) \cdot F(y)]}{1 + (1 - \beta) \cdot F(y) \cdot \left(\frac{S_{n,p}}{S_{n,p}^{ref}}\right)^{\gamma_{n,p}}}$$

$$\mu_n^{ref} = 638 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad \mu_p^{ref} = 160 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad S_n = \max\left(0, \frac{\partial \psi}{\partial y}\right) \quad S_p = \max\left(0, -\frac{\partial \psi}{\partial y}\right)$$

$$S_n^{ref} = 7 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad S_p^{ref} = 2.7 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad \gamma_n = 1.69 \quad \gamma_p = 1.0$$

$$F(y) = \frac{2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{y}{y_{ref}}\right)^2\right)}{1 + \exp\left(-2\left(\frac{y}{y_{ref}}\right)^2\right)}, \quad y_{ref} = 10^{-6} \text{ cm}$$

y は、 SiO_2 界面上からバックゲート方向への距離で、例えば、

$$F(0.1 \mu\text{m}/80) \cong 0.9999, \quad F(0.1 \mu\text{m}/8) \cong 0.4, \quad F(0.1 \mu\text{m}/4) \cong 0.004$$

となり、表面近傍だけが効くようにする。

ここに、パラメータ β は、 $0 \leq \beta \leq 1$ としており、 $\beta=1.0$ では後述 (4) の純山口流の表面散乱効果が効くようにし向けている。逆に、 $\beta=0.0$ では、純 (HS) モデルと同じ形になるように β を導入した。Selberherr らは、表面散乱効果が後述 (3) の飽和速度効果よりも基本的なものだという Thornber の指摘を受け、表面散乱効果の扱いを山口流の (4) 番目から (2) 番目に移動した。この β 値は、 $\beta=1.0$ (山口) から 0.0 (HS) に変化させるとドレイン電子電流 I_d 値を上げる方向に働く。ゲート電圧 $V_G=3[\text{V}]$, ドレイン電圧 $V_D=5.5[\text{V}]$ (Ex タイプ) の

場合に、 $\beta=0.0$ の Id 値 (0.5283mA) は $\beta=1.0$ の Id 値 (0.2958mA) の 1.78 倍となる。我々はこのパラメータ β を利用して、シミュレーション結果と飽和領域における Id 実測値を合わせることができると考えており (文献 [5])、本論文では $\beta = 0.125$ と推測して使っている。先ほどと同じバイアス点で、Id 値は 0.4535mA となる。

(3) 飽和速度効果

$$\mu_n^{LISF} = \frac{2\mu_n^{LIS}}{1 + \sqrt{1 + (2\mu_n^{LIS} \cdot F_n / v_n^{sat})^2}} \quad v_n^{sat} = 0.9995 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$$

$$\mu_p^{LISF} = \frac{\mu_p^{LIS}}{1 + (\mu_p^{LIS} \cdot F_p / v_p^{sat})} \quad v_p^{sat} = 0.7982 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$$

$$F_n = \left| \nabla\psi - \frac{\gamma_F}{n} \nabla(n \cdot U_{Tn}) \right|, \quad F_p = \left| \nabla\psi + \frac{\gamma_F}{p} \nabla(p \cdot U_{Tp}) \right|$$

$$U_{Tn} = \frac{1}{\nu_n} = \frac{k_B}{e} T_n, \quad U_{Tp} = \frac{1}{\nu_p} = \frac{k_B}{e} T_p$$

ここに F_n, F_p は、Selberherr らが導入したドライビングフォースで、キャリア温度を考えない彼等の従来モデルでは、 $F_{n,p}$ の代わりに $E (= |\nabla\psi|)$ を使っていた。そして、

$$\mathbf{J}_n = e\mu_n n (-\nabla\psi + \frac{1}{n} \nabla(n \cdot U_{Tn})), \quad \mathbf{J}_p = e\mu_p p (-\nabla\psi - \frac{1}{p} \nabla(p \cdot U_{Tp}))$$

である事から、 \mathbf{E} の電流方向成分を表す $|\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_n| / |\mathbf{J}_n|$ と F_n 、また $|\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_p| / |\mathbf{J}_p|$ と F_p は、互いに似た関係をもつ。本論文の $(HS)_\beta$ モデルでは、先にもふれたように従来の \mathbf{E} とドライビングフォース $F_{n,p}$ をつなぐパラメータ γ_F を導入し、 $\gamma_F=0.0$ で $F_{n,p}=E$ となるようにした。Selberherr らの文献 [7] の中には元もと γ_F はなく、言わば $\gamma_F=1.0$ と同じ事になるが、我々の $(HS)_\beta$ モデルでは γ_F を 0.6 程度以上にするとドライビングフォースが効きすぎ収束しなくなる。そのため、ドリフトの影響を元の (HS) モデルの場合よりも弱めるために $\gamma_F=0.36$ として使っている。Selberherr らの (HS) モデルが、 $\gamma_F=1.0$ 相当でも収束している理由は判断しかねるが、ドレイン側の高電界部分の離散化あみ目が我々に比べて粗いために、ドライビングフォース F_n 分布のピークがなまって幸いうまく解けているのかも知れない。実際に、我々の $(HS)_\beta$ モデルでも、あみ目を粗くすれば収束可能な γ_F の範囲が広がる事を確認している。この γ_F 値を 0.0 (E) から上げていくと、ドレイン電子電流 Id 値は上がり、 $V_G=3[V], V_D=5.5[V]$ (Ex タイプ) の場合に、 $\gamma_F=0.36$ の Id 値 (0.4535mA) は $\gamma_F=0.0$ の Id 値 (0.3180mA) の 1.42 倍となる。シミュレーションの上では、この γ_F がブレークダウンするドレイン電圧 V_D を決めている事が分かっており (文献 [5])、我々は、適切な γ_F 値がブレークダウンするドレイン電圧の実測から割り出せると考えている。

(4) 山口の表面散乱モデル

$$\mu_{n,p}^{LISFY} = \frac{\mu_{n,p}^{LISF}}{\sqrt{1 + \beta \cdot \frac{|E_\perp|}{E_{n,p}^{crit}}}}, \quad E_\perp = \frac{\partial\psi}{\partial y}$$

$$E_n^{crit} = 6.49 \cdot 10^4 V/cm, \quad E_p^{crit} = 1.87 \cdot 10^4 V/cm$$

以上(1)~(4)手順によりモビリティ $\mu_{n,p}^{LISFY}$ をモデル化して計算する。キャリア温度に相当する $U_{Tn,p}$ (電圧[V]の次元)は、

$$(2.4) \quad U_{Tn,p} = U_{T_0} [1 + \gamma'_T (\frac{\mu_{n,p}^{LIS}}{\mu_{n,p}^{LISFY}} - 1)] = \frac{1}{\nu_{n,p}}$$

から計算する。 γ'_T はパラメータで、Einstein定数 $\nu_{n,p}$ に関係する。 $\gamma'_T = 0$ では、

$$(2.5) \quad U_{Tn,p} = U_{T_0} \equiv \frac{k_B T_l}{e} = \frac{k_B (300K)}{e} = \frac{1}{38.68}$$

となり、キャリア温度を考えない従来モデルに等しい。元もと(HS)モデルの γ'_T は、範囲[0,1]の緩和パラメータで、 $\gamma'_T = \gamma_T$ (固定値)そのものであったが、それでは V_G を0[V]に近づけた時に基板電流 I_{sub} が0[mA]に向かい最後まで落ちて行かず、途中から増え出すという事が起こった。そのため、我々の(HS) $_{\beta}$ モデルでは、この γ'_T 値を固定値 γ_T とせず、ゲート電圧 V_G に依存して、 γ'_T 値が γ_T (漸近値)から、 $V_G=0[V]$ における $\gamma'_T = 0$ に連続的に移行するように：

$$(2.6) \quad \gamma'_T = \gamma_T \cdot \left(\frac{V_G^8}{1 + V_G^8} \right)$$

と変え、 $V_G \rightarrow 0[V]$ の時に I_{sub} が0[mA]に落ちるようにし向けた。 γ'_T は、 $V_G=3[V]$ の時 $0.9998\gamma_T$ 、 $V_G=1[V]$ の時に $0.5\gamma_T$ となり、今回のシミュレーションでは、 $\gamma_T = 0.36$ とした。Selberherrらは文献[7]の中で、 γ_T のdefault valueを0.8にしたと述べ、ゲート長 $L_g = 0.75\mu m$ で $V_G=2[V]$ 、 $V_D=2[V]$ の場合に、ドレイン側の最大電子温度 T_{nmax} が2220[K]となるシミュレーション結果を載せている。シミュレーションで、 γ_T はキャリア温度と直接的に関係し、 γ_T を上げるとキャリア温度も上がる。キャリア温度の本当の値については意見が分かれるが、我々の(HS) $_{\beta}$ モデルで γ_T を0.8にすると、電子温度 T_n がSiのバンドギャップに等しい1万度K程度にまで上がり明らかに大きすぎる。そこで、 $\gamma_T=0.36$ にすると、 $V_G=3[V]$ 、 $V_D=5.5[V]$ の場合に T_{nmax} は4543[K]となるので、 γ_T 値としてはこの程度が適当と考えている。なお、電子温度 T_n は、Ga項の電場 E' のタイプにはほとんど依存しない。

電子と正孔のキャリア温度 $T_{n,p}$ と拡散係数 $D_{n,p}$ は、式(2.4)から得た U_{Tn} 、 U_{Tp} から

$$T_{n,p} = \frac{e}{k_B} U_{Tn,p}, \quad D_{n,p} = \mu_{n,p}^{LISFY} \cdot U_{Tn,p}$$

として計算できる。前述(3)のドライビングフォース F_n 、 F_p の計算式中出现してくる U_{Tn} 、 U_{Tp} は、ガンメル反復と呼ばれる収束反復計算の前段の値を使用する。

2.2 数値計算スキーム

連立式(2.1)(2.2)(2.3)を、可変不等間隔あみ目上でのCV(Control Volume)法により離散化し、計算可能な反復スキーム(ガンメル反復)を作る。その際、移流拡散方程式(2.2)(2.3)

の離散化には、指数法（ベルヌーイ関数使用）が必須で、また、反復スキーム中のポアソン方程式(2.1)には、ガンメルの線形化と呼ばれる式の変形を行わないと解が収束しない。さらに、所望(精)メッシュの半分のあみ目分割数(粗系)でシミュレーションした結果を倍に線形補間して反復計算の初期値として使う2段階あみ目法が、Ga項の増大に伴い、計算の収束に必須となることが分かっている(文献[1])。また、その粗メッシュ系から所望のバイアス点に到達する過程では、(HS)モデルそのものではうまく到達できず、 $\beta=0.5, \gamma_F=0.0$ 程度のパラメータによる(HS) $_{\beta}$ モデルも段階的に使用する(文献[5])。

例えば、CV法による中心差分では、Fig.1のPQ線積分区間での電流密度 J_n の x 成分を

$$J_{nix} = -e\mu_{ni}\left(\frac{n_i + n_{i-m}}{2}\right)\left[-E_x - \frac{1}{\left(\frac{n_i+n_{i-m}}{2}\right)}U_{Tni}\frac{n_i - n_{i-m}}{h_{x-}}\right] \cdot [-1], \quad E_x = \frac{\psi_{i-m} - \psi_i}{h_{x-}}$$

と表すことから、このPQ区間におけるドライビングフォース F_{nix} は、

$$F_{nix} = \left[-E_x - \gamma_F \frac{1}{\left(\frac{n_i+n_{i-m}}{2}\right)}U_{Tni}\frac{n_i - n_{i-m}}{h_{x-}}\right]$$

となる。Fig.1のように、 ψ_i, n_i は、格子点 $i: A(\cdot)$ 上で値をもち、 $F_{ni}, \mu_{ni}, U_{Tni}$ は、面ABCD内で一定値をもつとして設定する。図の点線内はCV法の積分領域を表す。前式の F_{nix} と同様に、QR線積分区間におけるドライビングフォース F_n の y 成分 F_{niy} :

$$F_{niy} = \left[-E_y - \gamma_F \frac{1}{\left(\frac{n_i+n_{i-1}}{2}\right)}U_{Tni}\frac{n_i - n_{i-1}}{h_{y-}}\right], \quad E_y = \frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{h_{y-}}$$

を計算し、代表点Qでの F_{ni} (面ABCD内一定)は、 $F_{ni} = \sqrt{(F_{nix})^2 + (F_{niy})^2}$ とする。また、Ga計算で E' となる E と EJ_n については次式で与える(E_x は前掲のもの)。

$$E = \sqrt{(E_x)^2 + (E_y)^2}, \quad EJ_n = \frac{|E_x \cdot J_{nix} + E_y \cdot J_{niy}|}{\sqrt{(J_{nix})^2 + (J_{niy})^2}}$$

$$J_{niy} = -e\mu_{ni}\left(\frac{n_i + n_{i-1}}{2}\right)[F_{niy}] \cdot [-1]$$

全体の反復計算スキームは、次のようになる。

初期値 $\psi^{(0)}, n^{(0)}, p^{(0)}$ を用意。 $k = 0$

do while $\| \text{div}(-\varepsilon \nabla \psi^{(k)}) - e(p^{(k)} - n^{(k)} + C) \|$
 $\geq EPSG * \| e(p^{(k)} - n^{(k)} + C) \|$

solve ψ^{k+1} : (線形化し MICCG(1,3) 使用)

$$[\text{div}(-\varepsilon \nabla) + e(\nu_p p^{(k)} + \nu_n n^{(k)})]\psi^{(k+1)} = e(\nu_p p^{(k)} + \nu_n n^{(k)})\psi^{(k)} + e(p^{(k)} - n^{(k)} + C)$$

μ_n, D_n, μ_p, D_p を $-\nabla \psi^{(k+1)}$ を使って更新

solve $n^{(k+1)}$: (ILUBCGSTB(1,3) 使用)

$$[\text{div}(-D_n \nabla) + \mu_n \nabla \psi^{(k+1)}]n^{(k+1)} = GR^{(k)}$$

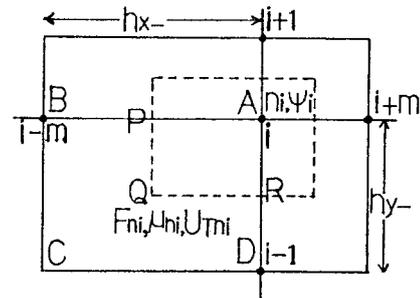


Fig.1. Mesh for CV method

solve $p^{(k+1)}$: (ILUBCGSTB(1,3) 使用)

$$[\text{div}(-D_p \nabla - \mu_p \nabla \psi^{(k+1)})]p^{(k+1)} = GR^{(k)}$$

$J_n^{(k+1)}, J_p^{(k+1)}, GR^{(k+1)}, Id$ などの計算

$k = k + 1$

全体の収束判定は、解いた $\psi^{(k+1)}, n^{(k+1)}, p^{(k+1)}$ をポアソン方程式に代入した残差で行っており、文献 [3] などの多くの例に見られるような、単に値 u (ψ, n, p など) の前段との差： $|u^{(k+1)} - u^{(k)}| / |u^{(k+1)}|$ だけを見て収束を判断する事はしていない (後の Fig.12a,b を見よ)。本論文では、収束判定値 EP_{SG} を $0.16 \cdot 10^{-4}$ としており、この値の妥当性については 5 章で述べる。

なお、計算したいドレイン電子電流 I_d 値はドレイン電極に沿った J_n の線積分値で、物理的にはバックゲートに沿って J_p を線積分した基板正孔電流 I_{sub} と、ソース電極に沿って J_n を線積分したソース電子電流 I_s との和になっているべきものである。実際、 $V_G=3[V], V_D=5.5[V]$ において、 $I_d(0.453519[mA]) \cong I_{sub}(0.040212[mA]) + I_s(0.413296[mA])$ となり、0.0024%の差で一致する。この結果は、積分形式保存則を満足するように差分化する CV 法の特質がシミュレーションにより確かめられた事を意味する。

2.3 場の切り出しと設定

シミュレーションは、ゲート長 $L_g = 0.6 \mu m$ で行い、場の切り出し寸法は、Fig.2 のように $L_x \times L_y = 1.8 \mu m \times 1.1 \mu m$ とした。チャンネルに水平な方向を x 方向に、バックゲート方向を y 方向にとる。Fig.2 の等高線は、ゲート電圧 $V_G=3[V]$ 、ドレイン電圧 $V_D=5.5[V]$ とし

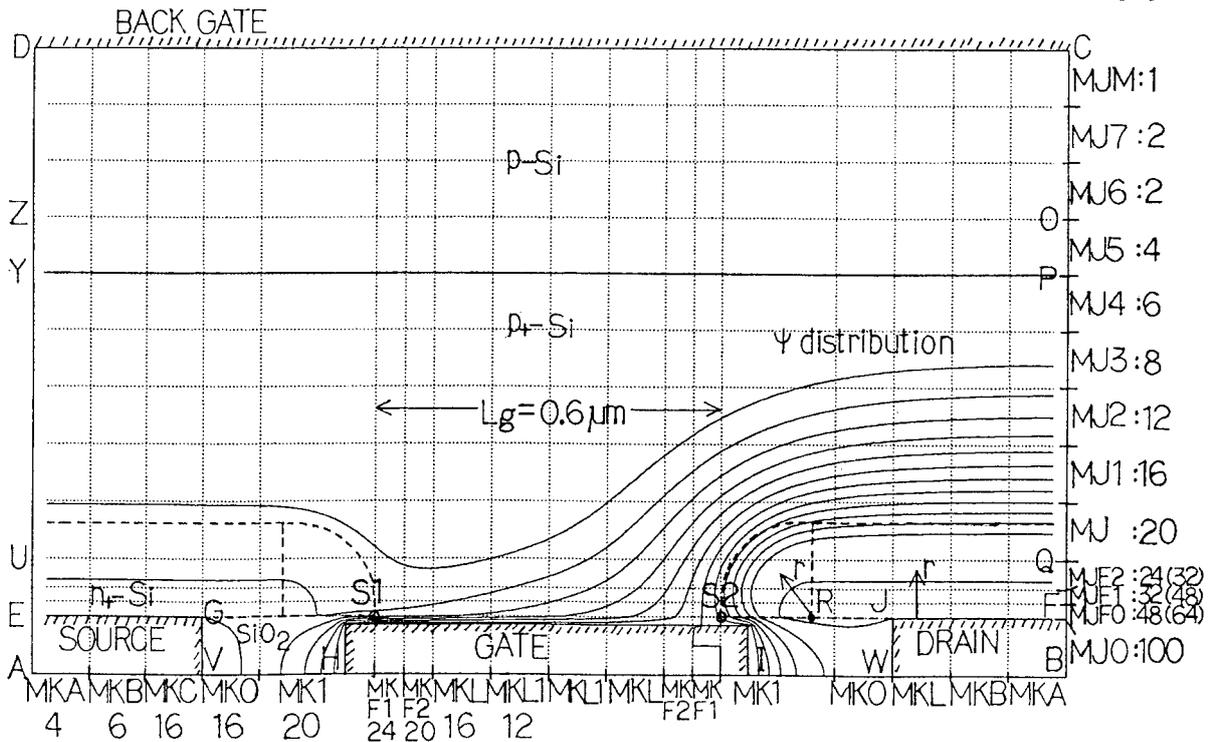


Fig.2. Simulation field

てシミュレーションした電位 ψ 分布を表す。境界条件は、両翼 AD, BC と SiO_2 の境界 VH, IW を: 開放 (斉次ノイマン) とし, SiO_2 をはさんで下側のゲート電極と基板の上側にとったバックゲート電極およびソース電極 (左), ドレイン電極 (右) を: 非斉次固定とする。特に, Si と接するソース区間 EG とドレイン区間 JF は, VG, WJ とは違いオーミックコンタクト境界条件になる。また, ポアソン方程式を解く場合は全領域 ABCD とするが, 移流拡散方程式を解く場合は, 計算時間を短縮するために領域 EFCD とする。

場のみ目パターンは, 計算精度に著しく影響を与える領域を精しく, その他は計算時間とメモリ容量の制約から粗くする。特に, 領域 EFQU のバックゲート (y) 方向のみ目は, 精しく設定する必要がある。のみ目間隔は, $0.1\mu m$ 単位の分割数で設定するようになっており, Fig.2 の MJF0=48 は, のみ目間隔 h_{y-} を $(0.1\mu m/48)$ とすることを表す。したがって, 区間 FQ ののみ目数は, $MJF0/4+MJF1/4+MJF2/2=32$ となる。Fig.2 の場全体では, M1 (水平 x 方向) \times M2 (バックゲート y 方向) $=203 \times 263 = 53389$ 元となる。実務のために, 最小のみ目間隔 $(0.1\mu m/MJF0)$ として, $(0.1\mu m/48)$ と $(0.1\mu m/64)$ の2通りののみ目パターンを用意する。 $(MJF0, MJF1, MJF2) = (48, 32, 24)$ を 48 系列と呼び, $(MJF0, MJF1, MJF2) = (64, 48, 32)$ を 64 系列と呼ぶことにする。MJF0 分割数の増減に合わせて他の分割数も連動させることが望ましいが, メモリ容量の節約から $(MJF0, MJF1, MJF2)$ のみを変えた。64 系列では, 全体の元数は, $M1 \times M2 = 215 \times 263 = 56545$ 元となる。48 系列と 64 系列で, ドレイン電子電流 I_d 値に与える離散化 (のみ目) 誤差は, 1%弱であった (5 章に後述)。

例えば, 所望のバイアス点が, ゲート電圧 $V_G=3[V]$, ドレイン電圧 $V_D=5.5[V]$ である時, ドレイン電子電流 I_d 値の計算 (48 系列とする) は, 次の手順で行う。

- (1) 48 系 (203×263) の半分ののみ目分割数にした粗メッシュで, $\beta, \gamma_F, \gamma_T$ をそれぞれ与え $(0.125, 0.36, 0.36)$ など, GR 項も組み入れて, まず $V_G=0[V]$ にて V_D だけを $5.5[V]$ に上げた計算をする。
- (2) (1) の結果を初期値として, (1) と同じ粗メッシュで今度は V_G を上げ $V_G=3[V], V_D=5.5[V]$ の計算をする ($\beta, \gamma_F, \gamma_T$ はそのまま, GR 項も組み入れたまま)。ただし, V_G は $0.5[V]$ おきに $3[V]$ までというように, 小刻みに上げて行く方が安全である。急に V_G を上げると, 手順 (1) で作った初期値からは収束しない場合がある。
- (3) (2) の結果を倍に線形補間して精メッシュ場におけるガンメル反復の初期値を作り, 48 系列の精メッシュで所望のバイアス点: $V_G=3[V], V_D=5.5[V]$ の I_d 計算をする。

なお, GR 項の影響が大きいバイアス点を計算する場合には, GR 項を始めから組み入れないで, 上記 (1)(2) の手順をまず GR=0 の設定で計算し, その結果を初期値にして手順 (2) をもう一度 GR 項を組み入れた設定で計算し直すという 2 段の手順を踏んだ方がかえって計算時間が少なくてすむ ($V_G=5[V], V_D=6.5[V]$ の時, 通常手順の 1864 秒が 10.3% 減となる)。ただし, 例としてあげた $V_G=3[V], V_D=5.5[V]$ の場合には, GR 項の組み入れを 2 段にしても CPU 時間は通常手順の 987 秒とほぼ同じ 984 秒 (0.3% 減) のままで, 2 段にした恩恵はまだ現れない。これら一連の手順に従って, $V_G=3[V], V_D=5.5[V]$ の I_d 計算を行うと, 日立 H9000 712/100 ワークステーションでは,

手順 (1): 33 秒, 手順 (2): 201 秒, 手順 (3): 753 秒 の計 987 秒 (約 17 分) の CPU 時間がかかる。手順 (3) のガンメル反復 (反復計算スキーム内の k の回数) は 30 回

である。実は、同じバイアス点へのシミュレーションを前述の手順(1)(2)において γ_T, γ_F だけを $\gamma_T=\gamma_F=0$ として計算し、手順(3)になって始めて $\gamma_T=0.36, \gamma_F=0.36$ を与えて実行すると、結果($I_d=0.4535\text{mA}$)はもちろん同じで、

手順(1):33秒、手順(2):491秒、手順(3):1021秒の計1545秒(約26分)のCPU時間がかかり、前例と比べると1.56倍となる。これは、反復回数が38回に増えるため、収束にガンメル反復の初期値がいかに大切であるかを実感させる。

最後に、プロセスモデリングと関連する条件について述べる。n-MOSの場合は、p型半導体基板にn型半導体をドーピングして設定する。面EFPYのp型半導体基板には、 $N_{a+}=5.0 \cdot 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ のドーピングを行い、面ZOC D内については、 $N_a = \frac{1}{4}N_{a+} = 1.25 \cdot 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ として少し薄くする。途中のYP-ZO間は、ドーピング量をバックゲート方向に対し線形に傾斜して連続させる。一方、n型半導体のドーピング量については、拡散の深さ r をドレイン側のRF間ではバックゲート方向にとり、打ちこんだイオンが回り込む部分では点Rを中心として半径 r の円になるように(Fig.2を参照のこと)、標準偏差 σ_{\pm} のガウス分布：

$$N_{d\pm}(r) = N_{d\pm}(0) \cdot \exp\left(-\frac{r^2 [\mu\text{m}]}{2\sigma_{\pm}^2}\right)$$

に従って与える。ただし、n型領域は、ドレイン付近に発生するホットキャリアの抑制に有効な、 n_+ 拡散層を取り囲むように n_- 拡散層を形成したDDD(Double Diffused Drain)構造を持つように設定する。今回のシミュレーションでは、 n_+ 拡散層については $n_+ \equiv N_{d+}(0) = 3.0 \cdot 10^{20}[\text{cm}^{-3}]$ 、 $\sigma_+ = 0.020$ と固定し、 n_- 拡散層については σ_- だけ $\sigma_- = 0.072$ に固定し、 $n_- \equiv N_{d-}(0)$ は $1.65 \cdot 10^{18} \sim 3.15 \cdot 10^{18}[\text{cm}^{-3}]$ の範囲で変える。ドーピングプロファイルは、Fig.3の点線のように、 $N_d(r) = N_{d+}(r) + N_{d-}(r)$ となる。ドーピングの深さは $0.16\mu\text{m}$ とし、ソース側の設定もドレイン側と同じく左右対称とする。また、次に示すシミュレーション条件は固定した。

- (1) ゲート電極とp型半導体間の SiO_2 酸化膜の厚さ $t_{ox} = 16\text{nm}$
- (2) 2次元シミュレーションのため電流計算だけに必要なn-MOS場の奥行き $ZW = 9\mu\text{m}$
- (3) バックゲート電圧 $V_{BG} = 0[\text{V}]$, (4) フラットバンド電圧 $V_{FB} = 0[\text{V}]$

3 n_- 拡散層濃度と水平方向電場 E_x 分布の関係

ホットキャリア発生抑制には、ドレイン近傍の、特にチャンネルに水平な x 方向電界(E_x)の緩和が大きく効くことが分かっている。DDD構造のn-MOSでは、 n_- 拡散層領域がこの E_x を軽減するのに重要であることが、デバイスの試作からもシミュレーション実験からも

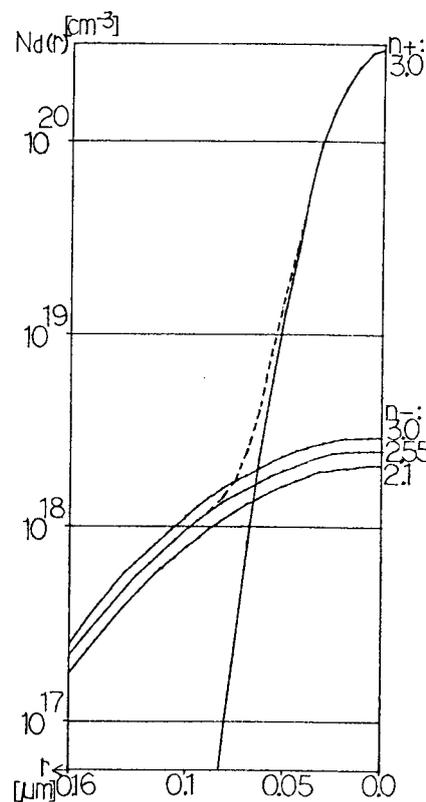


Fig.3. Nd Doping profile

指摘されている。ただし、この n_- 拡散層の不純物濃度には最適値があり、ドレイン近傍の E_x 最大値は、シミュレーションの n_- を増やすとともに減少し、ある濃度で最小となった後、再び増加する。その E_x 最大値の位置は、 n_- の増加に伴い、始めは n_+ 端の SiO_2 界面上にあったものが、 n_- 拡散層内をソース側方向に基板内部へ向かって移動していく。これは、 n_- が薄い時には n_+ だけが目立ちDDD構造にした効果が消え、 n_- を濃くするに従い、 n_- 拡散層による電界緩和の効果が現われてくることを意味する。

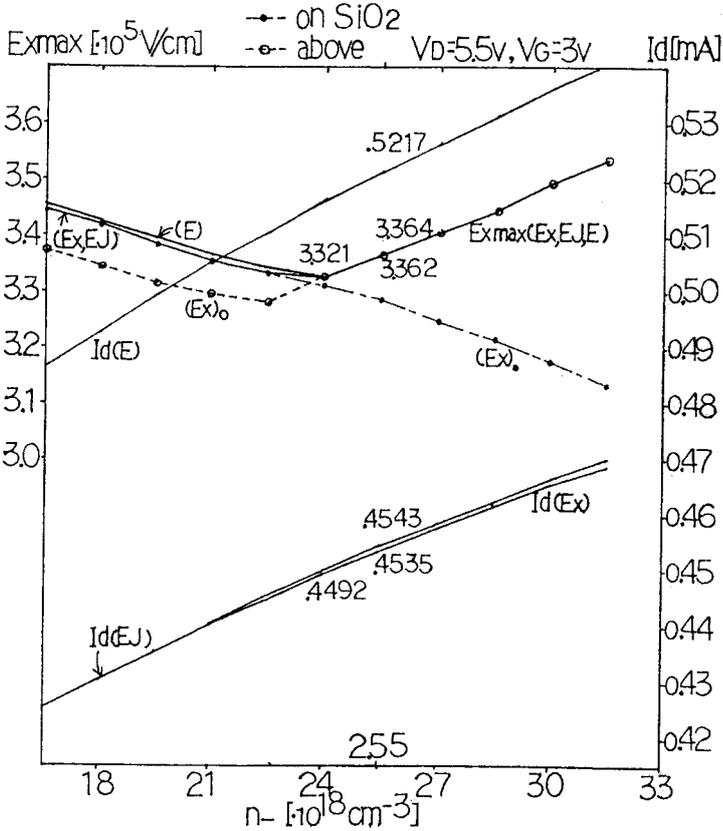
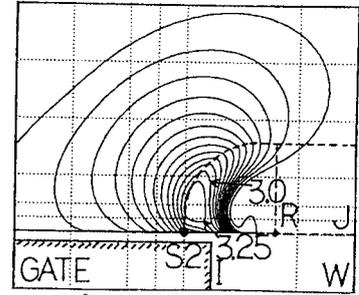
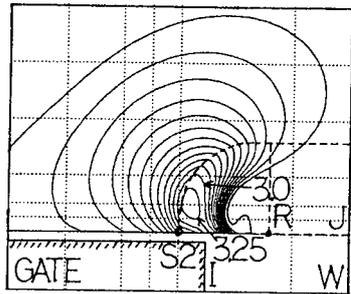


Fig.4. E_x and I_d for n_- ($V_G=3, V_D=5.5$)

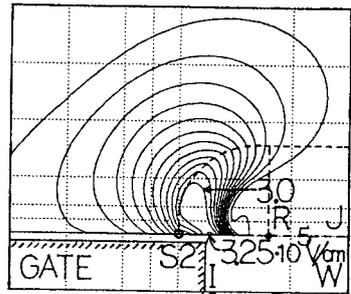
我々は、これまで述べた n_- 拡散層濃度と水平方向電場 E_x 分布の関係がGa項の電場依存モデル(E_x タイプ、 EJ タイプ、 E タイプ)の違いでどのように変わるのかに興味があり、それを調べた。まず、 E_x タイプで、 n_- を $1.65 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ から $3.15 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ まで変えて、 $V_G=3[V]$ 、 $V_D=5.5[V]$ のもとで E_x の最大値 Ex_{max} の推移を見る。Fig.4の点線は、 SiO_2 界面上を除く基板内部だけを見た最大値 Ex_{max1} を表す。また、一点鎖線は同じ E_x タイプでシミュレーションした、 SiO_2 界面上での最大値 Ex_{max0} を表す。Fig.4によれば、 SiO_2 界面上の Ex_{max0} (一点鎖線)は、 n_- 増加に伴い単調に減少していくが、基板内部の Ex_{max1} (点線)は $n_-=2.4 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ で逆転し、以後は SiO_2 界面上の Ex_{max0} よりも大きくなっていく。したがって、場全体(場を SiO_2 界面上とそれ以外に分けない)における Ex_{max} は、Fig.4の実線で引き直し



c) $n_-=3.0$



d) $n_-=2.55$



a) $n_-=2.1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$

Fig.5b. E_x distribution

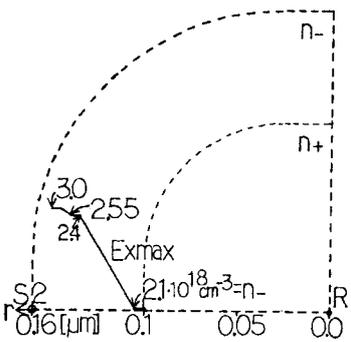


Fig.5a. Ex_{max} position

た推移をたどる. Fig.5a には, n_- の増加に伴い Ex_{max} の位置がドレイン側の n 拡散層内を移動する様子をプロットし, このうち n_- が, $2.1, 2.55, 3.0 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ の時の Ex 分布を Fig.5b に等高線で示す. Fig.4 と Fig.5a,b によれば, $n_- = 2.1 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ までは n_+ 端 SiO_2 界面上にあった Ex_{max} の位置が, しだいに内部へソース側に向かい, $n_- = 2.4 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ で, Ex_{max} 値は最小の $3.321 \cdot 10^5 [V/cm]$ をとる事が分かる. 実は, Ex_{max} の大きさや位置が直接にデバイスの性能に関する訳ではなく, それについては別途報告するが, 我々は n_- 濃度の最適値が最小の Ex_{max} から少し上がった $n_- = 2.55 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ あたりにあると考えており, n_- を固定する場合にはこの値を使う. これらの結果から Ex タイプであれば, n_- 濃度と Ex 分布のよく知られる関係が納得のいくように追試できると言える.

次に, Ga 項のモデルを EJ タイプと E タイプに変えて結果がどう変わるか見た. Fig.4 には, n_- 濃度に対するタイプ毎の Ex_{max} 値と, 併せて Id 値の推移も示した. Fig.4 によれば, Ex_{max} の推移は Ex, EJ, E 各タイプともほとんど一致する. なお, 値だけではなく, Ex_{max} の位置もタイプによってほとんど変わらない事を確認している. 一方, Id 値に関しては, Ex と EJ タイプでほとんど一致するが, E タイプの結果だけは甚だしく離れる. n_- が $2.55 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ の時に, タイプ毎の Ex_{max} 値と Id 値は:

Ga モデル	Ex_{max}	Id
Ex タイプ	$3.364 \cdot 10^5 [V/cm]$	$0.4535 [mA]$
EJ タイプ	$3.364 (0.00\%)$	$0.4543 (0.18\%)$
E タイプ	$3.362 (0.06\%)$	$0.5217 (15.0\%)$

となる. Ex_{max} 値は, Ex, EJ, E 各タイプで 1% 未満の差であるが, ドレイン電子電流 Id 値は, E タイプと Ex タイプで 15% も違ってくる. しかし, ほとんど差が出なかった Ex_{max} 値でも, 同じ V_D のままゲート電圧 V_G を現行の 3[V] から上げて $V_G = 4.5 [V], V_D = 5.5 [V]$ にすると, E タイプと Ex タイプで差が 0.06% であったものが 5.1% に開く (Fig.6 で Ex_{max} 値が最小となる $n_- = 0.9 \cdot 10^{18} [cm^{-3}]$ の時).

以上のように, E タイプと他タイプとの差は, Ex_{max} 値についてはともかくとしても, Id 値の 15% の違いは決して小さくない. E タイプが文献で何故とり上げられるのか理由は分からない (単に便宜的なものかと疑われる) が, n_- 濃度と Ex 分布の関係からデバイスの性能を定性的に評価したいのであれば, どのタイプも使う事はできる. そのような事情があって, Ga 項のモデルが Ex, EJ, E のどのタ

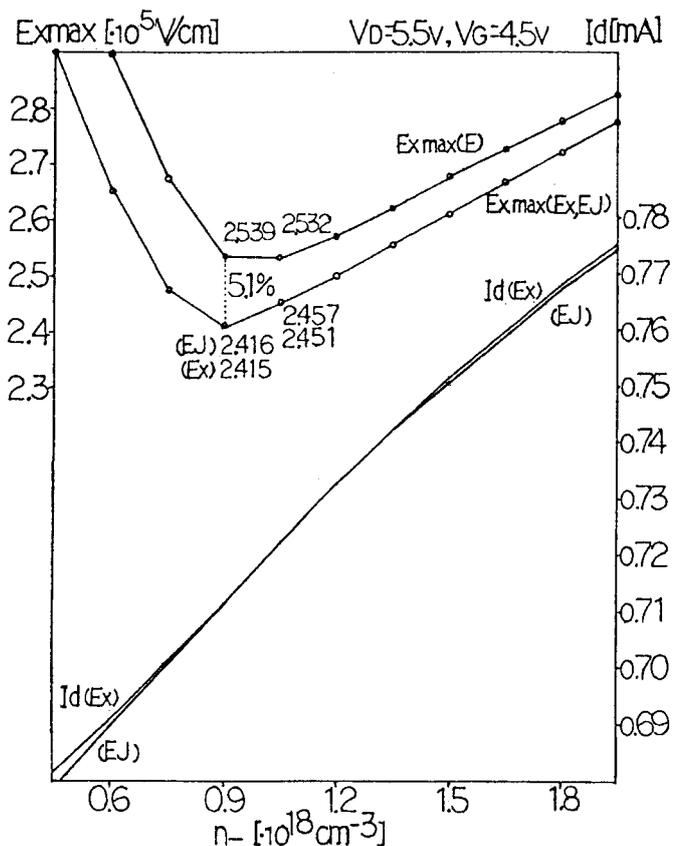


Fig.6. Ex and Id for n_- ($V_G = 4.5, V_D = 5.5$)

イプでも良いかのように報告されてきたと思われる。けれども、 V_G と基板電流 I_{sub} の関係を議論しようという時には、各タイプ間で定性的にも大きく食い違ってくるのである。

4 V_G と基板正孔電流 I_{sub} の関係

基板電流は、ゲート電圧 V_G を上げるといったん上昇し、ある V_G で最大値をとり、その後減少することが実測例(文献 [8a][8b], いずれもゲート長 L_g が $1\mu\text{m}$ 程度のもの)から知られている。水平方向電場 E_x が V_G の増加とともに単調減少し、一方 I_d は V_G の増加とともに単調増加するために、GR 項を通じて電界と I_d に依存する I_{sub} が、その結果極大を持つことは理解できる。また、 V_D を上げれば E_x も強くなるため、 I_{sub} の極大値は V_D の増加とともに大きくなり、極大となる時の V_G 値も大きい方へシフトする(実測例は文献 [8b] にある)。この章の以降では、これまで述べてきた実測事実をふまえ、Ga 項の電場 E' 依存に関する各 Ex, EJ, E タイプを比較してふりにかける事を試みる。なお、本論文ではゲート長 L_g が $0.6\mu\text{m}$ の場合について報告しているが、 $L_g=0.8\mu\text{m}$ の結果も同じ状況を示す事を付記しておく。

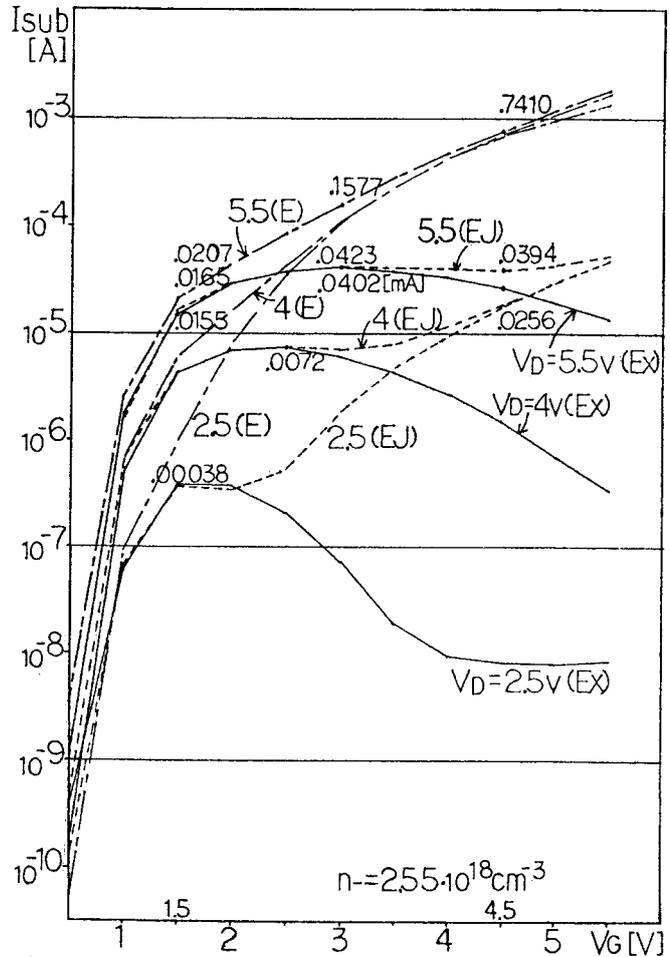


Fig.7. I_{sub} - V_G property

まず、Ex タイプで、 $n_- = 2.55 \cdot 10^{18} [\text{cm}^{-3}]$ として、 V_D を $V_D=2.5, 4.0, 5.5[\text{V}]$ と変えた場合の I_{sub} - V_G 特性を調べた(Fig.7の実線)。 $V_D=2.5[\text{V}]$ の時は I_{sub} 値が $V_G=1.5[\text{V}]$ でピークとなり、一方 $V_D=5.5[\text{V}]$ の時は $V_G=3[\text{V}]$ でピークとなり、確かにピークは V_G の大きい方へシフトする。このように I_{sub} - V_G 特性を見る限り、Ex タイプによるシミュレーション結果は、文献 [8a][8b] の実測例から得る定性的な現象と良く合う事が分かる。

次に、Ga 項のモデルを Ex タイプから EJ タイプと E タイプに変えて比較する。シミュレーションから得た I_{sub} - V_G 特性を、それぞれ Fig.7 に一点鎖線(E タイプ)と点線(EJ タイプ)で示す。この図から $V_D=5.5[\text{V}]$ で、 $V_G=1.5, 3, 4.5[\text{V}]$ と変えた時の各タイプの I_{sub} 値:

Ga モデル	$V_G = 1.5[\text{V}]$	$V_G = 3[\text{V}]$	$V_G = 4.5[\text{V}]$
Ex タイプ	0.0155[mA]	0.0402[mA]	0.0256[mA]
EJ タイプ	0.0165(6.4%)	0.0423(5.2%)	0.0394(53.9%)
E タイプ	0.0207(33.5%)	0.1577(292.2%)	0.7410(2794.5%)

を見ると、EJタイプでは $V_G=4.5[V]$ あたりからExタイプと離れ(53.9%), Eタイプではすでに $V_G=1.5[V]$ から大きく離れ(33.5%), 実測例のようにピークができる振る舞いとは大きく異なることが分かる。さらに、Fig.7によればEJとEタイプとも、 $V_G=5.5[V]$ 近くでは、 $V_D=2.5, 4, 5.5[V]$ の各線が V_D 値を違えた計算値にもかかわらず、タイプ毎に同じ I_{sub} 値に漸近しており、 I_{sub} 値が V_D の違いよりも、明らかに V_G だけに関係しているように見える。このように、モデルをEJ, Eタイプに変えた時のシミュレーション結果：

- (1) V_G を上げていくにつれて、EJ, Eタイプの I_{sub} 値がExタイプと比べて大きく異なってくる(Exタイプだけが、ある V_G 値(V_D に依存)にてピークを持つ)。
- (2) V_G が高くなると、EJ, Eタイプは V_D を変えてもタイプ毎に同じ I_{sub} 値に漸近する。

は不自然であり、そのような実測例は見た事がない。以上により、Ga項のモデルとしては、Exタイプのみが妥当で信用できると言える。

そのおかしい原因が何か調べておく。そのためにまず、 $V_D=5.5[V]$ で、 $V_G=3[V]$ の時のEx, EJ, E各タイプ毎に計算した正孔(p)分布の等高線を見てみる(Fig.8)。Exタイプでは、GR項に起因して生成された高濃度のp分布がドレイン側のS2位置(Fig.2を参照)付近だけに現われるが、EJとEタイプではpの現われ方が異なり、ドレイン側に加え高濃度のp分布がソース側界面のS1位置近くの狭い範囲にも現われている。特にEタイプでは、ソース側からも基板電流が流れている様相を示す。実際に各タイプとも、GR値の高い場所と高濃度のp分布が対応する事をシミュレーション結果から確認している。

各タイプのp分布が異なる原因を探るために、S1とS2各位置における、同じ V_D, V_G の時のp, GR, E' (Exタイプでは $E'=|E_x|$, EJタイプでは $E'=EJ_n \equiv |E \cdot J_n| / |J_n|$, Eタイプでは $E'=|E|$ とする), I_d, I_{sub} , I_{sub}/I_d 比, 正孔電流 J_p の数値を見るとTable 1のようになる。なお、Ga計算には主に電子電流 J_n が効くので、この表ではEJタイプの E' として、 EJ_n を代表させる。GR値としては、今の場合Ga項が他のSRH, Aug項と比べけた違いに(6桁前後)大きいので $GR \approx Ga$ と見てよい。

このTable 1から分かる事について述べる。ドレイン側(S2)では、電子電流 J_n がほぼチャネル(x)方向に流れ、Ga計算時に E' となるEx, EJ_n ($\approx Ex$), E値それぞれが同程度になるために(Fig.9の右側)、各タイプとも同じようなGR値を取る。一方ソース側(S1)

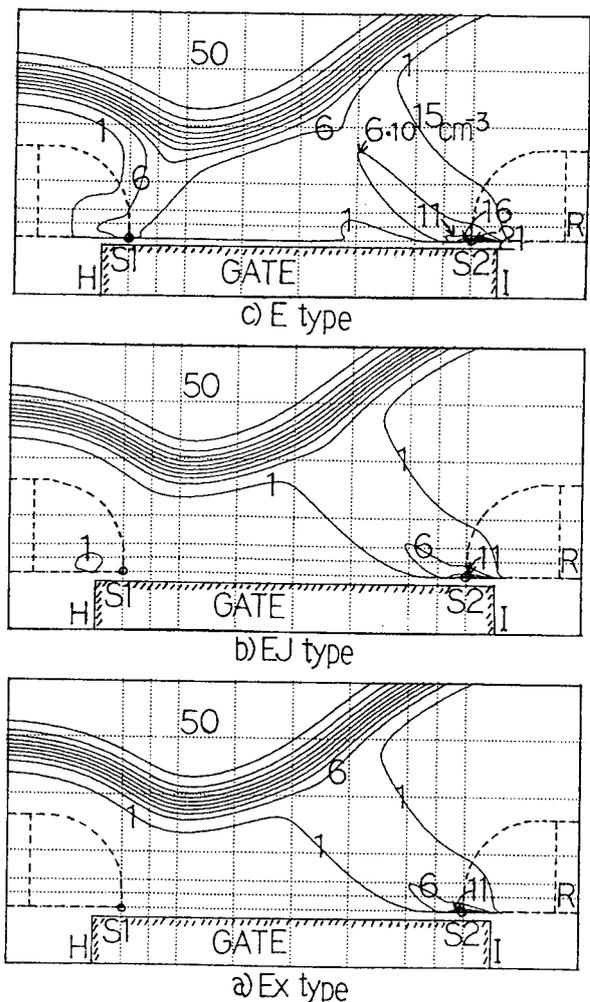


Fig.8. hole distribution(Ex,EJ,E type)

Table 1 Simulation results for Ga model at S1,S2($V_D=5.5[V]$, $V_G=3[V]$)
($p, GR[cm^{-3}]$; $E'[\cdot 10^5 V/cm]$; $I_d, I_{sub}, J_p[mA]$; $I_{sub}/I_d[\%]$)

type	p(S1)	p(S2)	GR(S1)	GR(S2)	E'(S1)	E'(S2)
Ex	$0.1815 \cdot 10^7$	$0.1631 \cdot 10^{17}$	$-0.1502 \cdot 10^{14}$	$0.1702 \cdot 10^{28}$	-0.1461	-2.305
EJ	$0.1881 \cdot 10^{13}$	$0.1944 \cdot 10^{17}$	$0.1103 \cdot 10^{26}$	$0.1861 \cdot 10^{28}$	1.015	2.335
E	$0.6443 \cdot 10^{16}$	$0.2776 \cdot 10^{17}$	$0.1566 \cdot 10^{30}$	$0.3736 \cdot 10^{28}$	3.950	2.584

type	I_d	I_{sub}	I_{sub}/I_d	$J_p(S1)$	$J_p(S2)$
Ex	0.4535	0.0402	8.9	$0.2820 \cdot 10^{-11}$	0.0890
EJ	0.4543	0.0423	9.3	$0.3757 \cdot 10^{-5}$	0.1062
E	0.5217	0.1577	30.2	0.0233	0.1532

では、電場 E がほぼバックゲート (y) 方向を向き、 $|E| \approx |E_y| \gg |E_x|$, $E_{Jn} = |E| \cdot |\cos\theta_n|$ となるために、EJタイプや特にEタイプの E' (E_{Jn} , E) 値が大きくなり (Fig.9 の左側), その結果GR値を大きくして高濃度の正孔 p 分布がソース側に現われるというシミュレーションをしてしまっている事が分かる。Eタイプでは、このソース側の p 分布が I_{sub} (元は J_p) に反映するため、 I_{sub}/I_d 比は 30.2% にも及ぶ。

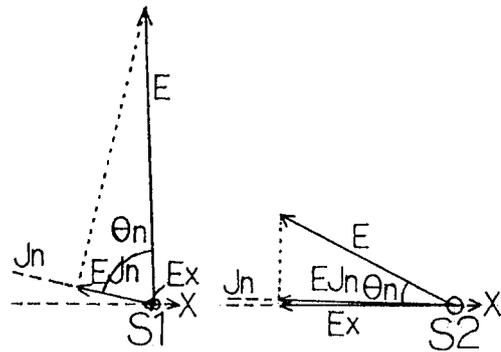


Fig.9. E, E_x, E_{Jn} relation at S1,S2

また、ドレイン側 (S2) において E_x 値 $\approx E_{Jn}$ 値であり、一方ソース側 (S1) において E_x 値が小さいという事は注目に値する。これは、ドレイン側だけを見れば E_x タイプと EJタイプは同じにふるまい、ソース側の E_x 値と EJ 値の違いだけがタイプの違いとなって現れる事を意味する。特にEタイプでは、Table 1 のバイアス点 ($V_D=5.5[V]$, $V_G=3[V]$) において、ドレイン側よりもソース側の GR 値の方が大きく、ソース側のふるまいが全体の結果を決めている。以上により、各タイプの違いは、ソース側において各タイプの E' 値 (E_x , E_{Jn} , E) の違いが Ga 計算に反映して起こることが分かった。

そこで、 V_G を上げていく時に起こる不自然な結果 (1),(2) のメカニズムを調べるために、 V_G を $V_G=1.5, 3.0, 4.5[V]$ と変えて、タイプ毎に E' 値 (E_x, E_{Jn}, E) と $|GR|$ 値 ($\approx Ga$) の推移をそれぞれ Fig.10a と Fig.10b にプロットしてみる。その際に、サンプリング点はこれまで通りドレイン側 (S2 位置) とソース側 (S1 位置) に分け、 V_D は $V_D=5.5[V]$ (実線) と $4[V]$ (点線) の場合について調べた。この Fig.10a,b から、先の不自然な結果 (1),(2) となる原因が次のように理解できた：

(1):タイプ毎の I_{sub} 差は、 V_G が高くなるにつれてソース側 (S1) の E_{Jn} 値 (Fig.10a では EJ のこと) と特に E 値が大きくなり、一方ドレイン側 (S2) の $E_{Jn} (\approx E_x)$, E 値は逆に小さくなるので、始め大きかったドレイン側の GR 値よりもソース側の GR 値が次第に効き出すために起きていることが分かった (Fig.10b)。このソース側の GR 値の差が、 p 分布を通じて各タイプの I_{sub} 差となって現れる。ソース側 (S1) の E_x 値は V_G が高くなっても小さいので、 E_x タイプにはソース側の GR 値が影響せず理屈通り I_{sub} 値のピークができるが、

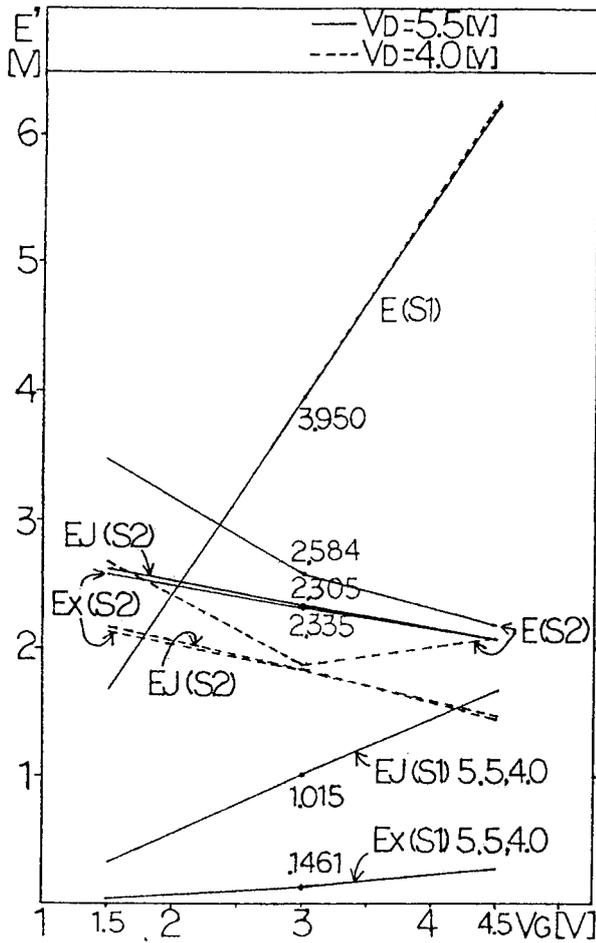


Fig.10a. V_G dependence of E'

ソース側の GR 値が効いてしまう EJ, E タイプではピークができず I_{sub} 差は大きく開くことになる。特にソース側 (S1) の E 値は, V_G が高くなるにつれて急激に大きくなるので, E タイプの I_{sub} 値はいち早く Ex タイプの結果と離れていく。一方ソース側 (S1) の EJ_n 値は, V_G が高くなるにつれて徐々に大きくなるので, EJ タイプの I_{sub} 値は, ドレイン側の EJ_n 値 ($\approx Ex$) がまだ目立つうちは Ex タイプに沿いほぼ等しいが, 途中のピーク近くからソース側の GR 値が効き出し Ex タイプの結果と離れる。

(2): I_{sub} 値の漸近は, ソース側 (S1) の電場 E が V_D の大きさよりも V_G の大きさだけに依存して決まるという事と, (1) で述べたように V_G が高い領域では EJ, E タイプともソース側の EJ_n , E 値が I_{sub} 値に直接反映するという事が重なって起きていることが分かった。実際に, ソース側 (S1) において Ex, EJ_n , E 値は, V_D を 5.5[V] (実線) と 4.0[V] (点線) に変えても Fig.10a 上でほとんど重なる。

なお, Fig.10a でプロットした E' 値についてふれておく。同じ $V_D=5.5[V]$, $V_G=3[V]$ の時

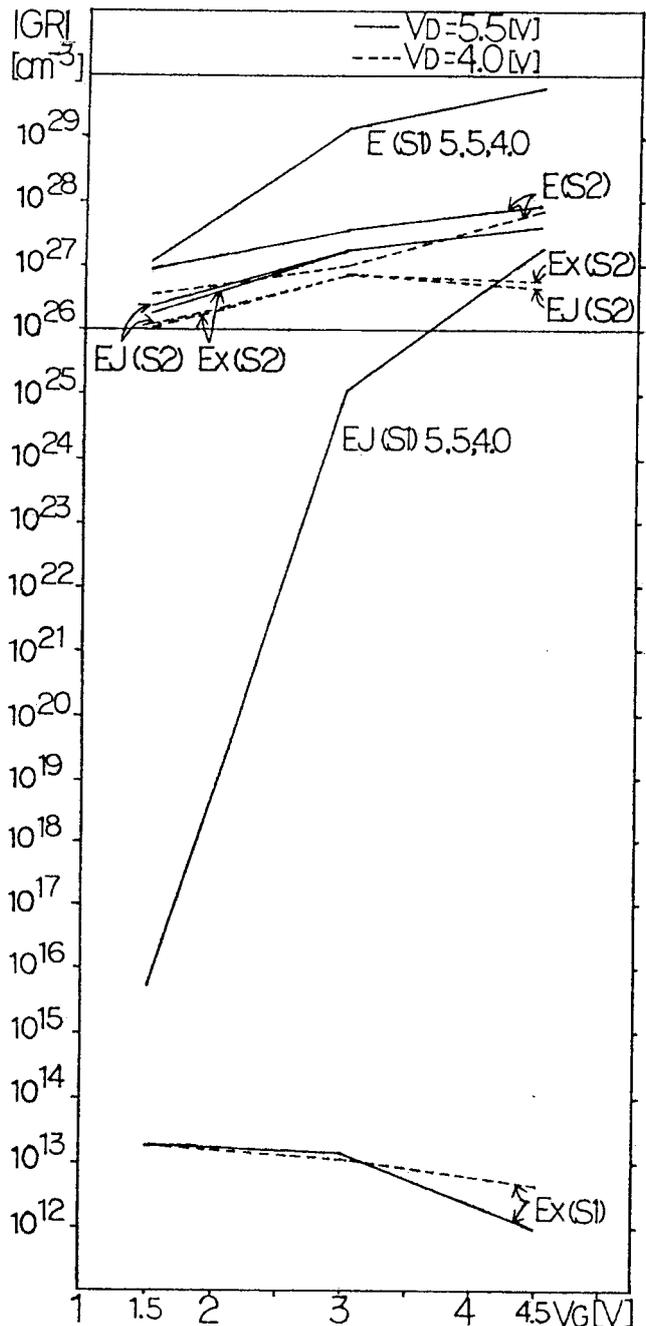


Fig.10b. V_G dependence of $|GR|$

に, Ex タイプで計算した E_{Jn} , E 値は :

Ga モデル	$E'(S1)$	$E'(S2)$	$E_{Jn}(S1)$	$E_{Jn}(S2)$	$E(S1)$	$E(S2)$
Ex タイプ	-0.1461	-2.305	1.015	2.335	3.951(0.025%)	2.588(0.15%)
EJ タイプ	1.015	2.335				
E タイプ	3.950	2.584				

となる (単位はすべて $[\cdot 10^5 V/cm]$). このように, Ex タイプで計算した E_{Jn} , E 値の結果と, EJ タイプ, E タイプそれぞれで計算した E_{Jn} , E 値の結果 (E' として表示) の相違は, 0.2%以下であるので, $V_G=3[V]$ の付近では, ψ 分布がほとんど Ga のモデルに依らないと考えてよい. 次章ではタイプ毎の I_d-V_D 特性について調べておく.

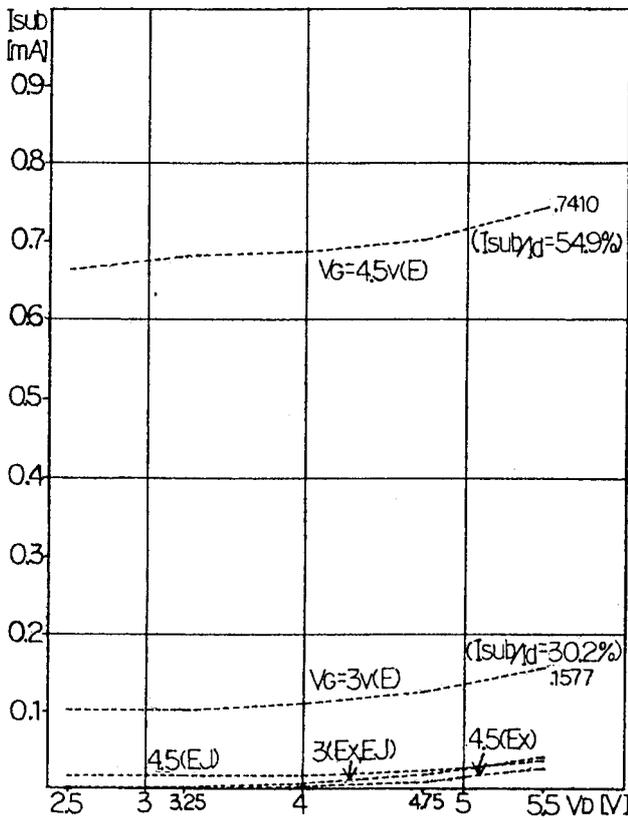


Fig.11b. $I_{sub}-V_D$ curve for Ex,EJ,E type

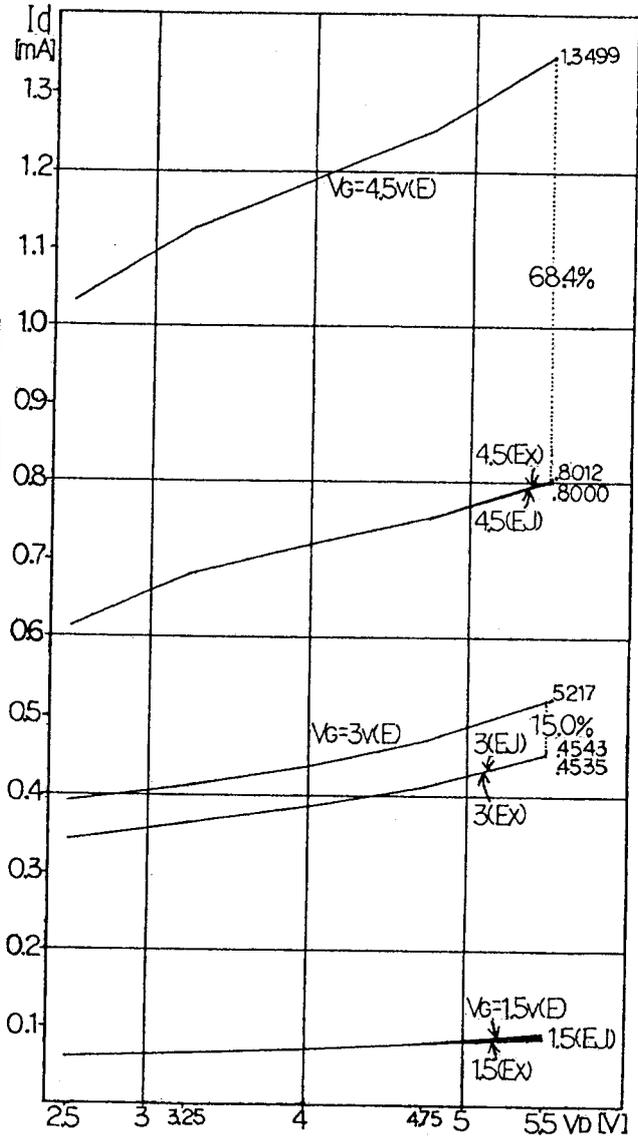


Fig.11a. I_d-V_D curve for Ex,EJ,E type

5 I_d-V_D 特性とあみ目依存性

ゲート電圧 V_G を $V_G=1.5, 3, 4.5[V]$ と変えて, Ex, EJ, E 各タイプ毎の I_d-V_D 特性を見る (Fig.11a). $V_D=5.5[V]$ で, タイプ別に各 V_G の時の I_d 値を比べると,

Ga モデル	$V_G = 1.5[V]$	$V_G = 3[V]$	$V_G = 4.5[V]$
Ex タイプ	0.0893[mA]	0.4535[mA]	0.8012[mA]
EJ タイプ	0.0904(1.23%)	0.4543(0.18%)	0.8000(0.15%)
E タイプ	0.0947(6.04%)	0.5217(15.0%)	1.3499(68.4%)

となる. V_G を 3[V] と 4.5[V] にした時, Ex と EJ タイプの I_d 差は 0.2%以下でほぼ等しく, Fig.11a 上では重なる. Ex と E タイプで I_d 差は V_G が大きくなるにつれて開き, $V_G=3[V]$ の場合でも 15%違う. また Fig.11b には, $V_G=3[V]$ と 4.5[V] の時のタイプ毎の $I_{sub}-V_D$ 特性を示す. これらから $V_D=5.5[V]$ で, タイプ別に各 V_G の時の I_{sub}/I_d 比を比べると,

Ga モデル	$V_G = 1.5[V]$	$V_G = 3[V]$	$V_G = 4.5[V]$
Ex タイプ	17.3%(0.0155mA)	8.9% (0.0402mA)	3.2% (0.0256mA)
EJ タイプ	18.2%(0.0165mA)	9.3% (0.0423mA)	4.9% (0.0394mA)
E タイプ	21.8%(0.0207mA)	30.2%(0.1577mA)	54.9%(0.7410mA)

となる (() 内は I_{sub} 値). E タイプの I_{sub}/I_d 比は, 正孔 p がソース側から基板へ流れてしまうシミュレーション結果を反映して不自然に大きい. 以上総括して, E タイプは, 定性的にそれだけ見る分には全く役に立たないというほどではないが, 他のタイプと比べ I_d-V_D 特性についても適当でないと言える.

最後に, I_d 値のあみ目依存性と収束の様子を見ておく. ここでは Ex タイプを取り上げ, 48 系列と 64 系列の場合についてあみ目依存性を調べるが, 他のタイプでも傾向は変わらない. まず, 48 系列(あみ目 MJF0=48 を代表値としたもので, これまですべてのシミュレーションにはこれを使用)の時に, 解が $EP\text{SG} = 0.16 \cdot 10^{-4}$ まで収束していく様子を Table 1 と同じ条件 ($V_G=3[V]$, $V_D=5.5[V]$, $\gamma_T=0.36$, $\gamma_F=0.36$) で調べる. Table 1 の結果を得るためのガンメル反復の初期値には, Table 1 の条件に近い次の 3 つの結果:

- (1) $V_G=3.0[V]$, $V_D=5.5[V]$, $\gamma_T=0.00$, $\gamma_F=0.00$ (実線)
- (2) $V_G=3.0[V]$, $V_D=4.5[V]$, $\gamma_T=0.36$, $\gamma_F=0.36$ (一点鎖線)
- (3) $V_G=2.5[V]$, $V_D=5.5[V]$, $\gamma_T=0.36$, $\gamma_F=0.36$ (点線)

を用意した. それぞれの初期値からの収束状況を, 横軸に相対残差 res 値:

$$res = \frac{\| \text{div}(-\varepsilon \nabla \psi^{(k)}) - e(p^{(k)} - n^{(k)} + C) \|}{\| e(p^{(k)} - n^{(k)} + C) \|}$$

を $128 \times EP\text{SG}$ から $1 \times EP\text{SG}$ の範囲でとり Fig.12a に示す. 初期値条件 (1) からの結果を見ると, $2 \times EP\text{SG}(0.453521\text{mA})$ と $1 \times EP\text{SG}(0.453519\text{mA})$ 間の I_d 差は 0.0004% となっており, 収束状況は落ち着いていると見てよい. また 3 例とも, I_d 値の有効数字を 4 桁まで見るには $EP\text{SG} = 0.16 \cdot 10^{-4}$ で充分であることが分かる.

次に, 同様のシミュレーションをあみ目を詳しくして 64 系列(あみ目 MJF0=64 とする)で行い, その結果を Fig.12b に示す. Fig.12a,b から 64 系列による収束状況も 48 系列の収束状況と同じ傾向を持つことが分かる. この Table 1 ($V_G=3[V]$, $V_D=5.5[V]$) の場合には, I_d の結果が 48 系列: 0.453519[mA], 64 系列: 0.452334[mA] となり, I_d 値におけるあみ目依存による誤差 (Ex タイプによる) は 0.26% である. I_d 値はあみ目を詳しくすると下がる事が分かる. また, あみ目誤差を他のバイアス (V_G, V_D) ケースで調べると, Table 2 の結果

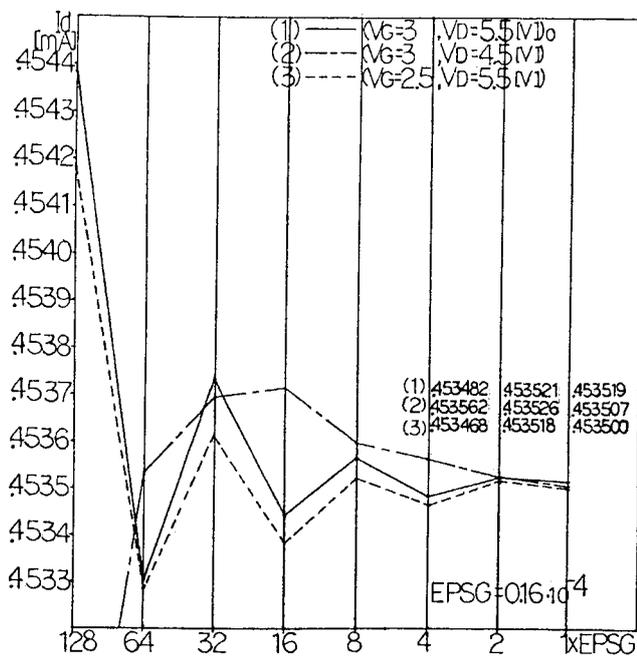


Fig.12a. Id convergence for 48mesh

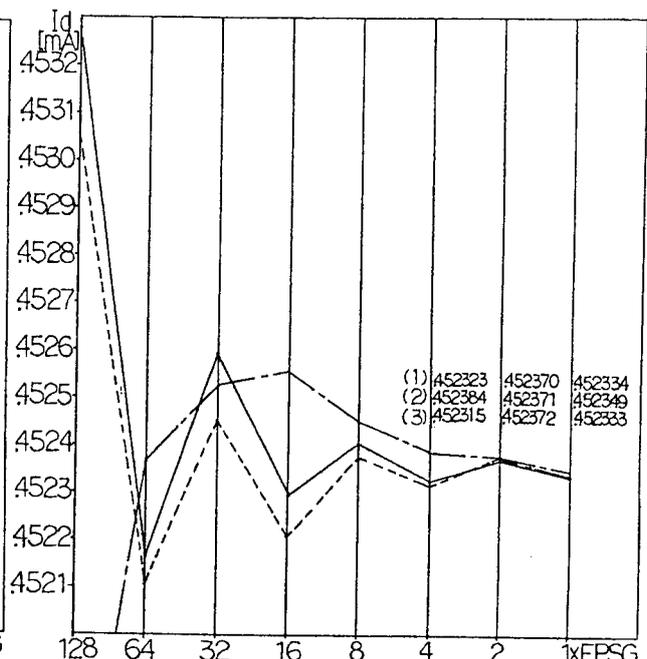


Fig.12b. Id convergence for 64mesh

となる。48系列と64系列の結果は Fig.11a 上では重なってしまい、そのあみ目誤差はどの場合も 0.4%以下である。なお念のため、先ほどと同じ Table 1($V_G=3[V]$, $V_D=5.5[V]$) の場合で、あみ目の詳しさが CPU 時間に与える負荷がどうなるか見ておく。48 系列では、2.3 節のように元数 53389 元で総 CPU 時間は 987 秒 (17 分) = (33+201+753) かかるが、一方 64 系列では、元数 56545 元 (1.06 倍) となり総 CPU 時間は 1155 秒 (20 分) = (39+253+863) に増え、48 系列の 1.17 倍となる。これまで調べてきたあみ目誤差やあみ目の詳しさによる CPU 時間の負荷などを考え合わせると、我々は現状において 48 系列のシミュレーション結果で満足するべきかと判断している。

Table 2 Id difference(Ex type) between 48mesh and 64mesh

$V_G[V]$	$V_D[V]$	48mesh Id[mA]	64mesh Id[mA]	difference[%]
3.0	2.5	0.3454	0.3443	0.32
3.0	4.0	0.3863	0.3851	0.31
3.0	5.5	0.4535	0.4523	0.26
4.5	2.5	0.6105	0.6084	0.34
4.5	4.0	0.7183	0.7158	0.34
4.5	5.5	0.8012	0.7985	0.33

6 おわりに

GR 項のインパクトイオンモデル (Ga 項) において、電場 (E') との関係モデル化する方法として、これまで 3 つのタイプ: Ex タイプ, EJ タイプ, E タイプが文献の中で無造作に使われてきており、我々には不満が残った。そこで我々は、これら 3 つのタイプをできればふるいにかけたいと考え、シミュレーション結果と実測事実の比較からモデルの妥当性

を検討したところ次の知見を得た。

(1) 報告された実測の $I_{sub}-V_G$ 特性 (文献 [8a][8b]) と定性的に合うモデルは E_x タイプだけである。他の EJ, E タイプとも I_{sub} が極大を持たず、実測例に沿う E_x タイプとは途中から離れていく。実測例にないシミュレーションをしてしまう原因は、ソース側における各タイプの E' 値 (E_x, E_{Jn}, E) の違いがタイプ毎の G_a 値計算に直接反映し、 p 分布を通じ I_{sub} 値の差となって現れるためと分かった。

(2) 理屈からすれば、イオン化が電子電流 J_n に平行な方向だけで起こることを物理的に考慮した EJ タイプが一番説得性がある。ただし、ドレイン側では、電子電流 J_n がほぼチャネル (x) 方向に流れるため E_{Jn} 値 $\approx E_x$ 値となっているうえ、電場 E も J_n の方向に近いので E 値 ($|E|$) までも E_x に近い値となり、3 タイプともほぼ同じ G_a 値を取る。

一方ソース側では、電場 E がほぼバックゲート (y) 方向を向くため E_x 値は元々小さく、 E_x タイプの G_a 値はゲート電圧 V_G が高くなっても小さい。 V_G が小さい間は、ソース側の G_a 値は3 タイプとも目立たないが、 V_G が高くなると、ドレイン側の E' 値 (E_x, E_{Jn}, E) よりもソース側の E_{Jn} 値、特に E 値の方が逆転して大きくなり、ソース側界面の G_a 値が目立つにつれて、EJ と E タイプの I_{sub} 値は E_x タイプから離れていく。

E_x タイプのみが実測に合うところを見ると、ソース側では G_a 項を、ドレイン側で EJ タイプを考えた時と同じ物理的メカニズムで考えるのが不相当ということかも知れない。ただし、この点に関し、これまで参考にした文献には、 G_a 項のモデルをソース側とドレイン側で変えたという記述はなかったし、また我々にもこれといった成案はない。

(3) E_x, EJ, E 各タイプとも、 ψ 分布についてはほぼ等しい結果を得る。したがって n_{-} 拡散層濃度と E_x 分布の関係について検討するだけで良ければ、全タイプとも使える。 I_d-V_D 特性については、 E_x と EJ タイプで I_d 差は 0.2% 以下におさまリ、両タイプとも使える。ただし、両タイプでソース側界面の p 分布は少し違っている。

E タイプだけは、ソース側から基板へ向かい正孔電流が流れるシミュレーション結果を反映して I_{sub}/I_d 比、 I_d 値とも大きく、他の 2 タイプからは大きく離れ不相当という印象を受ける。

以上の知見 (1)(2)(3) から考え、 E_x タイプのみが妥当で信用できる。

付記

E_x 分布や、 I_d-V_D 特性について定性的に知るだけで良ければ、たとえ E タイプでもそれなりに使えて来たという実情から、どのタイプでも許される現状になったと我々は推察している。

また、これまで参考にした文献の多くは、シミュレーション時の設定に不明な所が多く、追試できなかった。Selberherr らの文献 [4][6][7] だけは、シミュレーションモデルについての記述が詳しく多くを参考にしたが、それとて、あみ目分割や境界などのシミュレーション場についての設定が不明で、正確には追試できない。

参考文献

[1] 青木 孝, 村田 健郎, キャリヤ生成結合項が n-MOS デバイスの数値シミュレーション上に及ぼす影響と問題点, 情報処理学会研究報告 94-HPC-54-4, pp.23-30, Dec.1994

- [2] 壇 良編著, プロセス・デバイス・シミュレーション技術, 産業図書, pp.182-186, Mar.1988
- [3] 富士総合研究所編, 半導体素子設計シミュレータ, 丸善, pp.40-42, Aug.1991
- [4] E.Langer, Numerical Simulation of MOS Transistors, Semiconductors II (IMS series vol. 59), Springer, pp.225-288, 1994
- [5] 村田 健郎, 青木 孝, ドリフト・拡散諸モデルにおける I_d 収束プロフィールと事後誤差評価について, 第 25 回数値解析シンポジウム予稿集, pp.96-99, May.1996
- [6] S.Selberherr, A.Schutz and H.Potzl, Analysis of Breakdown Phenomena in MOSFET's, IEEE Tran. On Computer-Aided design of integrated circuits and systems, vol. CAD-1 NO.2, pp.77-84, Apr.1982
- [7] S.Selberherr, MOS device modeling at 77 K, IEEE Tran. Electron Devices, vol.36, NO.8 pp.1464-1474, Aug.1989
- [8a] Y.Matsumoto, T.Higuchi, S.Sawada, S.Shinozaki and O.Ozawa, Optimized and reliable LDD structure for $1\mu\text{m}$ NMOSFET based on substrate current analysis, in IEDM Tech. Dig., pp.392-395, 1993
- [8b] E.Takeda, H.Kume, T.Toyabe and S.Asai, Submicrometer MOSFET Structure for Minimizing HOT-Carrier Generation, IEEE Tran. Electron Devices, vol.ED-29, NO.4, pp.611-618, Apr.1982

青木 孝 (正会員) 〒 259-1293 神奈川県平塚市土屋 2946
 1980 年茨城大学理学部物理学科卒。同年, 日立マイコンシステム (株) 入社。1987 年神奈川情報通信専門学校講師。1995 年神奈川大学大学院 (理学研究科情報科学専攻) 修士課程修了。同年, 神奈川大学理学部教務技術職員。数値シミュレーションの研究に従事。情報処理学会会員。

村田 健郎 (正会員) 〒 259-1293 神奈川県平塚市土屋 2946
 1945 年東京帝国大学第二工学部航空原動機学科卒。1951 年東京大学理学部数学科卒。1954 年東京大学工学部講師。1960 年同助教授。同年, (株) 日立製作所入社。理学博士。1972 年同中央研究所技師長。1983 年図書館情報大学教授。1989 年神奈川大学理学部情報科学科教授。1997 年同非常勤講師。大型行列計算技法, 数値シミュレーションの研究に従事。情報処理学会名誉会員