



Title	光照射時におけるガン発振器の特性解析
Author(s)	高橋, 昭彦; Takahashi, Akihiko; 小川, 吉彦 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 122, 9-16
Issue Date	1984-07-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41880
Type	departmental bulletin paper
File Information	122_9-16.pdf



光照射時におけるガン発振器の特性解析

高橋 昭彦 小川 吉彦
(昭和59年3月31日受理)

Numerical Simulation of a Light-Illuminated Gunn Device

Akihiko TAKAHASHI and Yoshihiko OGAWA
(Received March 31, 1984)

Abstract

The Gunn device operates at a low voltage and yields high-power outputs in the microwave band. The device is desired to be controlled by light for the application to an optical communication system. In this paper, the controllability of light is investigated by a numerical simulation based on a one-dimensional Gunn device model. As a result of the simulation, it is shown that dc to microwave conversion efficiency increases linearly in proportion to the amount of light. It seems that holes generated by the illumination plays as donors in the device.

1. はじめに

ガン効果が1963年米国のJ. B. Gunnによって実験的に発見されて以来、多くの実験や解析が行われてきた。また、これを用いたデバイスもいろいろと考えられてきたが、中でもガンダイオードを用いたバルク効果マイクロ波発振器については、すでに実用の域に達している。

バルク効果マイクロ波発振器の利点は、10 V前後の低電圧で動作し、しかも数百 mW の出力を出しうることである。そこで、この発振器を光によって制御することができれば、現在さかんに研究、開発の行われている光通信等において非常に有用であると言える。

本研究は、バルク効果マイクロ波発振器、別名ガン発振器の光制御の可能性を調べるために、n-GaAsを用いた簡単なモデルを仮定し、それに光を照射したときの諸特性を数値解析によって求めるものである。

2. モデル

計算に使用するモデルとしては、一次元を仮定する。また、ガンダイオードに共振器をつけた場合の動作解析を行うのは非常に複雑となるため、今回はガンダイオードに一定バイアスを加えた交流電圧をかけた時の特性解析を行うものとする。今回設定した主な条件は、バイアス電圧 10 V, 交流電圧 8 V, 周波数 $f=8$ GHz, 素子長 $L=1.0\times 10^{-3}$ cm, 素子の断面積 $A_r=2.5\times 10^{-4}$ cm²,

基準ドナ濃度 $n_0 = 1.4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 、時定数 $\tau (= \tau_n = \tau_p) = 1.0 \times 10^{-8} \text{sec}$ 、誘電率 $\epsilon = 16 \epsilon_0$ (真空の誘電率) である。また素子中のドナ濃度 $n_D(z)$ 、電子のドリフト速度 $v(F)$ および拡散定数 $d_n(F)$ は図1を用い、正孔の移動度 μ_p および拡散定数 d_p はそれぞれ $400 \text{cm}^2/\text{Vsec}$ 、 $\mu_p \times (kT/q) \text{cm}^2/\text{sec}$ とする。ここで位置 z は陰極を0とし陽極方向を正にとる。また F は電界強度を表し、温度 T は 300°K とする。

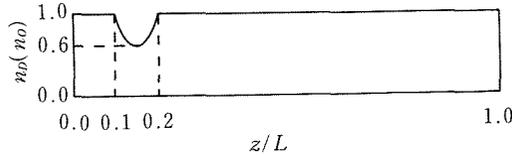


図1-a ドナ濃度

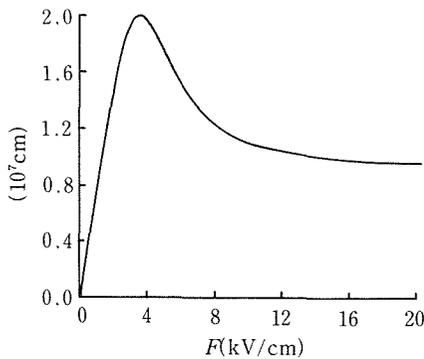


図1-b 電子のドリフト速度

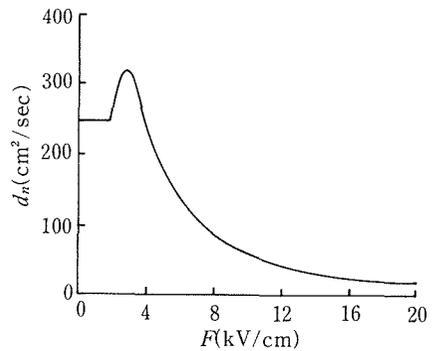


図1-c 電子の拡散定数

3. 解析方法

3.1 基本方程式

数値解析にあたり基本となる方程式は、電流密度の式、ポアソンの式と電子および正孔の連続の式である。今回一次元を仮定していることから一次元における形を(1)式に示すが、式中の各記号は、電流密度 $J(z, t)$ 、電子電流密度 $J_n(z, t)$ 、正孔電流密度 $J_p(z, t)$ 、電界強度 $F(z, t)$ 、電子濃度 $n(z, t)$ 、正孔濃度 $p(z, t)$ 、電子・正孔対再結合率 R および光照射による電子・正孔対発生率 $g(z)$ とする。

$$J = J_n + J_p + \epsilon \frac{\partial F}{\partial t}$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{q}{\epsilon} (n - p - n_D)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -R - \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial z}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -R + \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial z}$$

$$\begin{aligned}
 J_n &= qnv - qd_n \frac{\partial n}{\partial z} \\
 J_p &= qp\mu_p F + qd_p \frac{\partial p}{\partial z} \\
 R &= \frac{np}{\tau_p n + \tau_n p} - g
 \end{aligned} \tag{1}$$

次に、数値解析法全体のアルゴリズムを図2に示す。

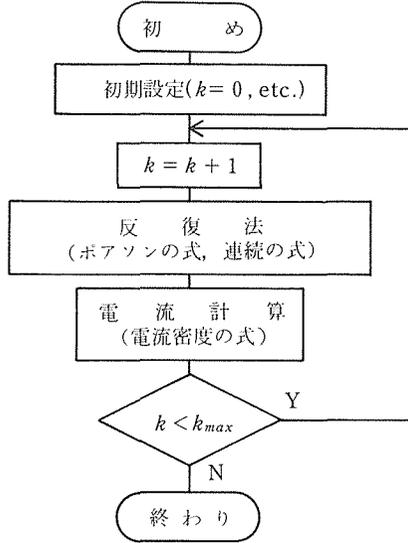


図2 アルゴリズム

3.2 離散化

計算機で解くために与えられた方程式の離散化を行なう。(1)式において未知数は電界強度 F 、電子濃度 n および正孔濃度 p であり、他のものについてはこれらの値と付与条件によって決定される。 F 、 n 、 p は素子上の位置 z と時間 t の関数となるから、離散化にあたっては各値を z 、 t に関する離散値に置き換えると共に、 z 、 t の微分を差分に置き換える必要がある。以下の式中で N は素子の分割数、 k 、 i は時間および位置に関する離散化した値であり、 Δz 、 Δt は各値の離散間隔である。

ポアソンの式より、

$$\begin{aligned}
 \frac{F_i^k - F_{i-1}^k}{\Delta z} &= \frac{q}{\epsilon} (n_i^k - p_i^k - n_D^k) & i=1 \sim N \\
 F_i^k &= F_{i-1}^k + \frac{q}{\epsilon} \Delta z (n_i^k - p_i^k - n_D^k) \\
 \therefore F_i^k &= F_0^k + \frac{q}{\epsilon} \Delta z \sum_{j=0}^{i-1} (n_j^k - p_j^k - n_D^k)
 \end{aligned} \tag{2}$$

時刻 k において素子にかかっている電圧を U^k とすると、

$$U^k = \sum_{i=1}^N F_i^k \Delta z \tag{3}$$

以上から F_0^k を n , p で表すと次の様になる。

$$F_0^k = \frac{1}{N} \left\{ \frac{U^k}{\Delta z} - \frac{q}{\epsilon} \Delta z \sum_{j=0}^N (N-j)(n_j^k - p_j^k - n_{Dj}^k) \right\} \quad (4)$$

次に連続の式および電流密度の式について離散化を行う。

$$\frac{1}{\Delta t} \left(\frac{11}{6} n_i^k - 3 n_i^{k-1} + \frac{3}{2} n_i^{k-2} - \frac{1}{3} n_i^{k-3} \right) = - \frac{n_i^k p_i^k}{\tau_p n_i^k + \tau_n p_i^k} + g_i - \frac{1}{q} \frac{J_{n_{i+1}}^k - J_{n_i}^k}{\Delta z} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\Delta t} \left(\frac{11}{6} p_i^k - 3 p_i^{k-1} + \frac{3}{2} p_i^{k-2} - \frac{1}{3} p_i^{k-3} \right) = - \frac{n_i^k p_i^k}{\tau_p n_i^k + \tau_n p_i^k} + g_i - \frac{1}{q} \frac{J_{p_{i+1}}^k - J_{p_i}^k}{\Delta z} \quad (6)$$

$$J_i^k = J_{n_i}^k + J_{p_i}^k + \epsilon \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{11}{6} F_i^k - 3 F_i^{k-1} + \frac{3}{2} F_i^{k-2} - \frac{1}{3} F_i^{k-3} \right) \quad (7)$$

$$J_{n_i}^k = q \frac{n_i^k + n_{i-1}^k}{2} v_i^k - q d_{n_i}^k \frac{n_i^k - n_{i-1}^k}{\Delta z}$$

$$J_{p_i}^k = q \frac{p_i^k + p_{i-1}^k}{2} \mu_p F_i^k - q d_p^k \frac{p_i^k - p_{i-1}^k}{\Delta z}$$

$$i=1 \sim N-1$$

3.3 反復法および電流値の計算

図2の中でメインとなる反復法について簡単に説明する。(2), (4)式より F_i^k を $n_i^k, p_i^k (j=0 \sim N)$ を用いて表すことができる。そこでこれを(5), (6)式に代入することによって次の様な $2N-2$ 本の式が得られる。

$$\begin{aligned} x_i(n_0^k, p_0^k, n_1^k, p_1^k, \dots, n_N^k, p_N^k) &= 0 \\ y_i(n_0^k, p_0^k, n_N^k, p_N^k, \dots, n_1^k, p_1^k) &= 0 \end{aligned} \quad i=1 \sim N-1 \quad (8)$$

境界条件より $n_0^k, p_0^k, n_N^k, p_N^k$ は決定されるから残りの未知数は $n_1^k \sim n_{N-1}^k, p_1^k \sim p_{N-1}^k$ の $2N-1$ 個となる。これを(8)式を用い反復法によって解く。

まず n_i^k, p_i^k を推定値と誤差の和で表す。

$$\begin{aligned} n_i^k &= \tilde{n}_i^k + \Delta n_i, \quad p_i^k = \tilde{p}_i^k + \Delta p_i \\ (\because \tilde{n}_i^k \gg \Delta n_i, \quad \tilde{p}_i^k \gg \Delta p_i) \end{aligned} \quad i=1 \sim N-1 \quad (9)$$

これを(8)式に代入し $\Delta n_i, \Delta p_i$ の一次の項までで近似する。

$$\begin{aligned} a_i^1 \Delta n_1 + b_i^1 \Delta p_1 + a_i^2 \Delta n_2 + b_i^2 \Delta p_2 + \dots + a_i^{N-1} \Delta n_{N-1} + b_i^{N-1} \Delta p_{N-1} &= C_i \\ \alpha_i^1 \Delta n_1 + \beta_i^1 \Delta p_1 + \alpha_i^2 \Delta n_2 + \beta_i^2 \Delta p_2 + \dots + \alpha_i^{N-1} \Delta n_{N-1} + \beta_i^{N-1} \Delta p_{N-1} &= \gamma_i \end{aligned} \quad i=1 \sim N-1 \quad (10)$$

これをガウス消去法を用いて解き、得られた誤差を用い推定値を修正する。

$$\tilde{n}_i^k + \Delta n_i \rightarrow \tilde{n}_i^k, \quad \tilde{p}_i^k + \Delta p_i \rightarrow \tilde{p}_i^k \quad i=1 \sim N-1 \quad (11)$$

この推定値を用いてふたたび上記操作を繰返す。なお推定値の初期値には時刻 $k-1$ における各値を用いる。また反復法の収束条件として

$$\frac{\Delta n_i}{\tilde{n}_i^k}, \quad \frac{\Delta p_i}{\tilde{p}_i^k} < 10^{-4} \quad i=1 \sim N-1 \quad (12)$$

を用いる。

反復法によって得られた結果から(7)式を用いて電流密度 J_i^k を決定する。この電流密度を用いて

$$I^k = \frac{A_r}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} J_i^k \quad (13)$$

より時刻 k における電流値を決定する。一次元モデルであることから電流密度はすべての i について同じにならなければならないが、今回の計算でその平均値からの相対的なずれは最大でも 10^{-4} を超えなかった。

4. 解析結果

4.1 周波数特性

ガン発振器に一定のバイアス電圧を加えた時に発生する電流振動の周波数 f と素子長 L の積はほぼ一定でおよそ

$$fL = 10^7 \text{cm/sec} \quad (14)$$

となる。今回 $L = 10^{-3} \text{cm}$ であるから f は 10 GHz となる。これは固有周波数とも呼ばれ f_i と表せるが、実際の発振回路では共振回路の共振周波数や Q および負荷によって固有周波数以外での発振も可能である。そこでまず光を照射しない状態で交流電圧の周波数を可変させた時の直流-交流変換効率を図 3 に示す。図の様に効率が正となる領域はかなり広く固有周波数以外でも発振可能であることを示している。効率のピークは固有周波数より低いおよそ 8 GHz であり、この状態での発振は遅延モードと呼ばれる。理想的な条件の場合このモードにおいて効率が最大 27% に達することが知られているが、この結果はこれをよく示している。以降の解析では効率が最大となる 8 GHz を用いる。

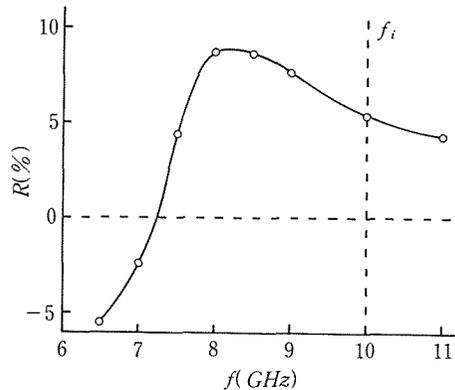


図 3 周波数特性

4.2 光照射

光の照射方法として次の 3 通りの方法を用いる。

- a) ALL……………素子全体に照射
- b) RIGHT……………陽極側半分に照射
- c) LEFT……………陰極側半分に照射

図 4 に各方法における効率を示す。ここで横軸の α は、光照射している部分での電子・正孔対発生率を g_0 としたとき

$$\alpha = g_0 \tau / n_0 \quad (15)$$

で表される α である。図4から光照射することによって効率が上昇することが示されているが、上昇の仕方はALLが他の2つに比較して大きいことがわかる。 α を一定にした場合、ALLは光を照射する面積が広い分だけ素子全体の電子・正孔対の発生量が多くなる。この全体の発生量が効率変化を引き起していると考えられる。そこで

$$S = \int_0^L \frac{g(z)\tau}{n_0} dz \quad (16)$$

を横軸に取ったものを図5に示す。3方法ともおおむね同一の線に乗っているが、LEFTがやや低いのが目につく。この点については以降でもう一度触れることにする。

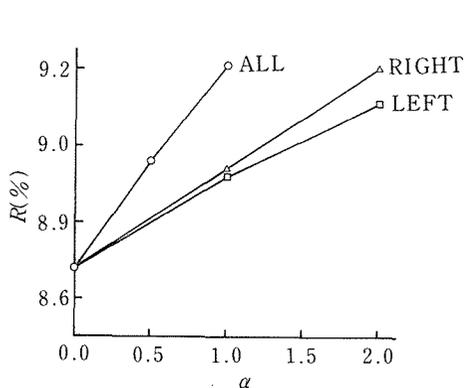


図4 光照射時の変換効率特性(1)

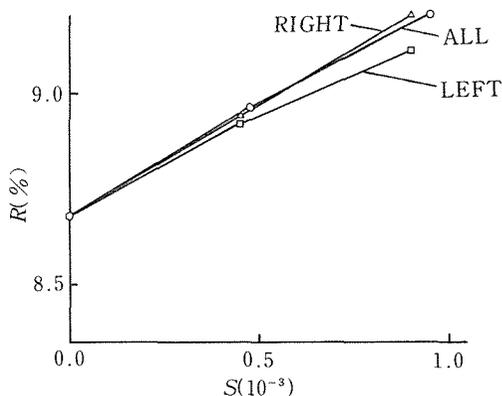


図5 光照射時の変換効率特性(2)

4.3 効率変化の要因

4.2で光照射によって効率が上昇することが示されたが、この主たる要因として光照射によって発生する正孔が考えられる。そこで光照射した場合 (ALL..... $\alpha=1.0$) の1周期分の正孔濃度分布を図6に示す。

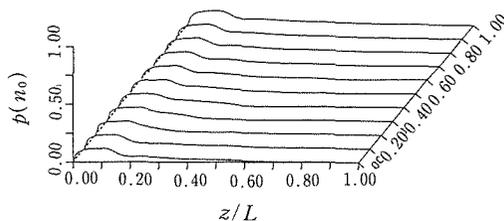


図6 正孔濃度分布 (ALL..... $\alpha=1.0$)

(i) まず第一に気付くことは陰極部の正孔の蓄積である。この蓄積によってその部分の正抵抗が下がるため高電界層が発生しづらくなる。このため高電界層の発生点が陽極側にずれる。これはその分だけ素子長が短くなったと見なせる。そこで光照射しない場合の素子長に対する効率変化を図7に示す。この様に素子長を短くすると効率が急激に低下する。(14)式に示される関係から素子長を短くすることは相対的に周波数を下げたことに等しいと考えられる。この点については図7と図3の8GHzから低い部分のグラフの変化が非常に似ていることから示されている。

以上の点から正孔の蓄積がただちに実効素子長の変化につながらないことがわかる。実際に光

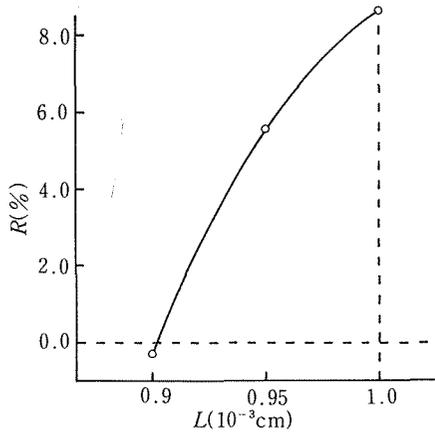


図7 変換効率特性 (素子長可変)

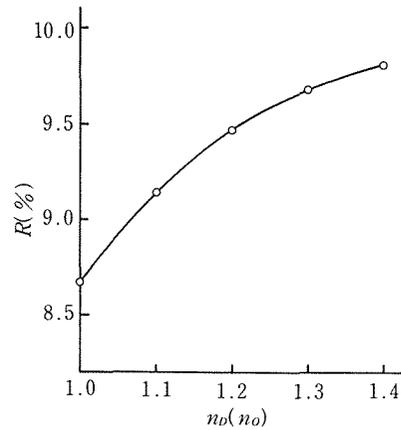


図8 変換効率特性 (ドナ濃度可変)

照射しない場合とした場合の高電界層の走行中での位置が同時刻でどれ程ずれているかを見てみると1~2%程度であることがわかった。図6に示される様に正孔の蓄積幅は素子長の1割強にもなっているのに実効素子長があまり短くならない原因は、高電界層の発生点が多もと陰極から少し離れていることにある。このため正孔の蓄積幅がかなり大きくなりすぎその影響を及ぼさないのである。

(ii) 図6から素子中に分布する正孔が見られる。正孔の移動度が電子に比べあまり大きくないことから高電界層の走行によって急激な変動を起すことがない。このため分布する正孔の分だけドナ濃度が大きくなったと見なせる。そこで光照射しない場合のドナ濃度に対する効率変化を図8に示す。この様にドナ濃度を上げると効率が上昇することから、分布する正孔がドナと同じ働きをしていることがわかる。そこで光のドナ濃度の上昇量がどのような関係にあるかを知るために図5と図8を比較してみる。図からおよそ αn_0 の10分の1程度となっている。素子に電圧をかけない状態で光を照射した場合に発生する正孔の量は定常状態で αn_0 以上になるが、この差の原因は正孔が電界によって陰極に流され高電界層の走行領域に存在する正孔が少なくなるためである。もう一つの原因として正孔の集散が考えられる。正孔の移動度があまり大きくないと言っても素子中に一様に分布するわけではなく電子の集散に合わせて弱い集散を起す。これが電界強度の変化を抑制するため光の照射量のわりには効率が上昇しない結果となる。

4.4 線形性

4.3の結果から図5の各方法間のグラフのずれについて再検討してみる。4.3(i)で述べている様に陰極近傍は高電界層の形成等にあまり関与していない。このためこの部分で発生する正孔は効率に影響を与えていないと考えられる。これを考慮に入れるとLEFTのグラフの傾きはもう少し大きくなり、ALLもその半分程傾きが大きくなる。これにより各グラフはより一致した形となる。

4.3(i)から光を強くしていくとやがて正孔の蓄積の影響が出てくるのが予想された。ALL($\alpha=1.0$)の場合にもすでに1~2%程度のずれが出ている。この様に光を強くしていくと次第に正孔の蓄積幅が広がり高電界層の形成に関与しない部分が広がる。LEFTおよびALLはこの部分に光を照射しているため光を強くしていくと無効となる光の割合が増加することになる。このため光を強くしていくと効率の上昇率が鈍ってくる。RIGHTはこの影響がないために非

常に直線性の良い結果が得られている。

以上から効率は光の量に対して良い線形性を示すことがわかる。これはアナログ変換を行う上で非常に重要なことである。また必要となる光の強さは、GaAsの光の吸収率が最大となる波長0.8 μm の光を用いた場合、 $\alpha=1.0$ でおよそ14.9 W/cm²となり半導体レーザ等で十分可能な値である。

しかし、光をあまり強くすると線形性を保たなくなることは容易に予想される。図8を見てわかる様にドナ濃度を上げていくと次第に効率の上昇が鈍くなる。また、光の弱い場合は無視できた正孔の蓄積や集散による影響が無視できなくなる。このため光を強くしていくとやがて効率は頭打ちになりついには下がり始めるであろう。この様なことから線形性を保つには光の強さを制限する必要がある。

5. ま と め

n-GaAsを用いた一次元モデルに光照射した場合としない場合、さらに諸条件を変化させた場合の数値解析を行い、それらを比較することによって光制御の可能性を考察してきた。まとめると

- 1) ガン発振器に光照射することによって発生する正孔が、ドナ濃度を上昇させると同じ特性変化を素子に与える。
- 2) 光照射するパターンはそれ程問題ではなく、光照射によって発生する正孔の素子全体の量が特性を決定する。
- 3) 光の照射量に対する変換効率の変化が線形性を示す。

以上である。

今回の数値解析法では、光を強くした場合定常的な解が得られないなどの問題点があった。これと共に、共振器を含めた解析が今後の課題として残されている。

参 考 文 献

- 1) M. R. Lakshminarayana and L. D. Partain : IEEE Trans. ED, vol. ED-27, p. 546 (1980)
- 2) 植之原道行 : マイクロ波半導体デバイス, コロナ社
- 3) S. M. Sze : 半導体デバイスの物理(2), コロナ社
- 4) 高橋昭彦, 小川吉彦 : 電気四学会北海道支部連合大会論文集, No. 14, p. 20 (昭58)