

注入特性を持つバリスティックダイオードの解析

相島亜洲雄*

An Analysis of Ballistic Diodes with Current Injecting Cathode

Asuo AISHIMA

Abstract

Two terminal conductance for an n-GaAs submicron diodes with current injecting cathode are theoretically analyzed using simplified diode model. It is found from the results that ballistic diodes with current injecting cathode shows negative resistance at a fairly high frequency range. It is also demonstrated that the injection characteristics at cathode affect significantly on negative conductance frequency characteristics.

1. まえがき

最近の薄膜成長技術は、結晶の厚さを原子層のオーダーで制御することを可能とした。結晶の厚さは、電子のド・ブロイ波長と同程度となり、量子サイズ効果が顕著となる。この量子サイズ効果を利用して、量子井戸レーザ、共鳴トンネリングダイオード¹、RHE T²等が研究され、世の注目を集めている。このような量子サイズ効果を利用するデバイスの大きさは、数十Åから数百Åの長さで形状が変化する。一方、量子サイズが現れる程デバイスの大きさは微少ではないが、電子の平均自由行程よりも短い動作層のデバイスも注目を集めている³⁻¹⁰。通常の半導体の中では、電子は格子振動や不純物散乱の影響を受けて、ある速度より速く走れない。例えば、ガリウム砒素中の電子の最大速度は 10^7 cm/秒である。デバイスの長さが平均自由行程より短くなると、もはや電子は散乱を受けることはない。すなわち、半導体の中の電子も、真空中の電子と同じような運動をし、これをバリスティック動作とっている。先ほどのRHE T²はホットな電子をエミッタから注入し、ベース領域をバリスティックに走行させ、これをコレクタで集めるものである。電子は格子とか不純物による散乱を受けないため、通常の

半導体中の電子よりも、バリスティックデバイスの中の電子は速く走る。デバイスの動作周波数は、電子の速度に比例して高くなる。これが、バリスティックデバイスが世の注目を集めるゆえんである。従来、バリスティックデバイスの直流電界に対する速度のみに注目が集まっていた。著者は早くからバリスティックデバイスに注目し、バリスティックデバイスはサブミリ波帯において負性抵抗を示すことを理論的に見出した¹⁴。それをコンピュータシミュレーションにより確認し¹⁵、分布型の発振¹⁶に適用できることを示した。そこでの理論解析、及びコンピュータシミュレーションはオーシクな電極を持つデバイスに限定されていた。本論文においては、陰極がショットキー電極等の一般的な場合をも対象とする理論解析を行った。その結果、陰極での電流注入特性は、バリスティックデバイスの負性コンダクタンス周波数特性に大きく影響することを示した。

2. 理論解析

最近、分子エピタキシー法、MOCVD法、原子層エピタキシー法等の結晶成長法が進歩し、原子層オーダーでの結晶成長が可能となった。n型ガリウム砒素の場合、

*電子・電気工学科

1ミクロン以上の動作層を持つデバイスでは通常の半導体の中での理論が成立する。すなわち電子は格子振動等の散乱を多数回受け、電子速度は電界の瞬時関数とみなすことが出来る。そして、移動度という概念で電子速度を記述することが出来る。一方、動作層の長さがサブミクロンになってくると、陰極から注入された電子はフォノン等によってまったく散乱されないで陽極に到達するか、散乱を受けても数回である。この様なデバイス中での電子の振る舞いを記述するには、従来の半導体に適応されている、移動度とか、拡散係数という概念で電子の輸送を論ずることは出来ない。ボルツマンの輸送方程式を解くことによって、電子の輸送特性を明らかにすることが出来る。定常状態での解より、サブミクロンデバイスにおいては、電子の速度が、通常の半導体に比べて速くなることは知られている。著者は超高周波に対するバリスティックデバイスの振る舞いに興味を持ち、理論解析を行った。解析的に求まるインピーダンスの表現式を用いて、バリスティックダイオードは動的な負性抵抗を示すことを示し、それをコンピュータシミュレーションで確認し、さらにデバイスへの応用の検討も行った。それ等は陰極、陽極にオーム性電極を持つ場合の解析であった。本論文においては注入特性を持つバリスティックデバイスの解析を行う。ここでの解析は、電子温度があまり高くなく、すなわち格子温度からの電子温度の逸脱の大きくない場合を対象とする。この様な場合、ボルツマンの輸送方程式を流体近似することにより、以下の電子数の保存性、運動量の保存則を得る。エネルギーの保存則を考慮する必要はない。

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)v(x,t)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} + v(x,t) \frac{\partial v(x,t)}{\partial x} \\ = \frac{eE(x,t)}{m^*} - \frac{v(x,t)}{\tau_p} \end{aligned} \quad (2)$$

$n(x,t)$ は電子密度、 $v(x,t)$ は電子速度、 $E(x,t)$ は電界、 e は電子電荷、 m^* は電子の有効質量、 τ_p は運動量の緩和時間である。

また、次のポアソンの方程式も成立する。

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{e}{\epsilon} \{n(x,t) - N_D\} \quad (3)$$

ϵ は誘電率、 N_D はドナー密度である。電子温度が格子温度と大きく異なる時は上式での解析は不十分で、エネルギーの緩和時間を考慮する必要があるが、電子温度と格子温度の差が大きい時は式(1)~式(3)で、物理

現象を把握できる。バリスティックデバイスの高周波に対する応答を求めるには、ダイオードの両端に直流電圧に微小な交流電圧を重ね合わせて加え、それに対する時間変化を追跡すれば良い。高周波電圧の変化に伴って、電子密度、電子速度等の物理量も時間的に変化する。

$$n(x,t) = n_0 + \tilde{n}(x,t), \quad (4)$$

$$v(x,t) = v_0 + \tilde{v}(x,t), \quad (5)$$

$$E(x,t) = E_0 + \tilde{E}(x,t) \quad (6)$$

右辺第1項は時間的に変化しない項、すなわち直流に対するものであり、第2項が交流項である。電子密度、電子速度等の直流項も空間的に変化するが、ここでは以下の解析を容易にするため、物理量の空間平均を取り、空間的な変化を考慮しないことにする。 $\partial/\partial t$ を $j\omega$ とおきかえて、式(4)~式(6)を式(1)~式(3)に代入し、高次の微量を無視すると、

$$j\omega \tilde{n}(x,\omega) + n_0 \frac{\partial \tilde{v}(x,\omega)}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \tilde{n}(x,\omega)}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$j\omega \tilde{v}(x,\omega) + v_0 \frac{\partial \tilde{v}(x,\omega)}{\partial x} = \frac{e\tilde{E}(x,\omega)}{m^*} - \frac{\tilde{v}(x,\omega)}{\tau_p}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}(x,\omega)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon} \tilde{n}(x,\omega) \quad (9)$$

式(9)を式(7)に代入して、

$$\begin{aligned} j\omega \epsilon \frac{\partial \tilde{E}(x,\omega)}{\partial x} + en_0 \frac{\partial \tilde{v}(x,\omega)}{\partial x} \\ + v_0 \frac{\partial \tilde{n}(x,\omega)}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

この式を x に関して積分し、

$$j\omega \epsilon \tilde{E} + en_0 \tilde{v}(x,\omega) + ev_0 \tilde{n}(x,\omega) = const. \quad (11)$$

上式において、左辺第1項は変位電流を表し、第2項は速度変調に基づく電流、第3項は密度変調に基づく電流である。従って、これは交流電流であり、これを \tilde{K} とすると式(11)は

$$en_0 \frac{\partial \tilde{v}(x,\omega)}{\partial x} + ev_0 \frac{\partial \tilde{n}(x,\omega)}{\partial x} + j\omega \epsilon \tilde{E} = \tilde{K} \quad (12)$$

電界のみの式を導くため、式(7)~式(9)において $\tilde{v}(x,\omega)$ 、 $\tilde{n}(x,\omega)$ を消去する。

$$\begin{aligned} & v_0 \frac{\partial^2 \tilde{E}(x, \omega)}{\partial x^2} + 2(j\omega + \frac{1}{2\tau_p}) \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} \\ & + \frac{1}{v_0} (\omega_p^2 - \omega^2 + j\frac{\omega}{\tau_p}) \tilde{E}(x, \omega) \\ & = \frac{1}{\epsilon v_0} (j\omega + \frac{1}{\tau_p}) \tilde{K} \end{aligned} \quad (13)$$

上式は $\tilde{E}(x, \omega)$ に関する2階の常微分方程式であり、解析的に解ける。

ω_p はプラズマ周波数であり、

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon m^*}} \quad (14)$$

誘電緩和時間を τ_d 、運動量の緩和時間を τ_p とすると

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{\tau_p \tau_d}} \quad (15)$$

式(13)の解は

$$E(x, \omega) = Ae^{\alpha x} + Be^{\beta x} + f_p K, \quad (16)$$

$$\alpha = \frac{(-j\omega + \frac{1}{2\tau_p}) + j\omega_p \sqrt{1 - \frac{1}{4\omega_p^2 \tau_p^2}}}{v_0}, \quad (17)$$

$$\beta = \frac{(-j\omega + \frac{1}{2\tau_p}) - j\omega_p \sqrt{1 - \frac{1}{4\omega_p^2 \tau_p^2}}}{v_0} \quad (18)$$

また、

$$f_p = \frac{1 + j\omega \tau_p}{\epsilon(\tau_p \omega_p^2 - \tau_p \omega^2 + j\omega)} \quad (19)$$

f_p の物理的意味を考察する。電界が空間的に変化しない時、すなわち式(13)の左辺第1項、第2項が存在しない時には、

$$\tilde{E} = f_p \tilde{K} \quad \therefore \tilde{V} = \tilde{E} l = f_p \tilde{K} l$$

すなわち、ダイオードのアドミタンスを \tilde{Y} とすると、

$$\tilde{Y} = \frac{\tilde{K}}{\tilde{V}} = \frac{1}{f_p l} = \frac{\epsilon(\tau_p \omega_p^2 - \tau_p \omega^2 + j\omega)}{l(I + j\omega \tau_p)} \quad (20)$$

上式は交流分の空間的変化が無い場合のインピーダンスである。

一般的に、カソード面における注入特性は、インピーダンスを用いて次式で記述される。

$$\tilde{E}_c = \tilde{Z}_c \tilde{K} \quad (21)$$

また、カソードの注入特性をアドミタンスで表すと、

$$\tilde{K} = \tilde{Y}_c \tilde{E}_c \quad (22)$$

$$\tilde{Y}_c = \sigma_c + j\omega \epsilon \quad (23)$$

σ_c はカソードにおけるコンダクタンスであり、また $\tilde{Z}_c = 1/\tilde{Y}_c$ である。また陽極はオーム性接触とし、 $\tilde{E}(l) = 0$ とする。ただし、 l はダイオードの長さである。

$$\begin{aligned} \tilde{V}(\omega) &= \int_0^l \tilde{E}(X, \omega) dx = \frac{\tilde{K}}{(e^{\alpha l} - e^{\beta l})} \\ & [f_p (e^{\beta l} - 1)(e^{\alpha l} - 1) (\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta}) \\ & + Z_c \{ \frac{1}{\beta} e^{\alpha l} (e^{\beta l} - 1) \\ & - \frac{1}{\alpha} e^{\beta l} (e^{\alpha l} - 1) \}] + f_p l \tilde{K} \\ \therefore \tilde{Z} &= \frac{\tilde{V}}{\tilde{K}} = \frac{f_p}{(e^{\alpha l} - e^{\beta l})} \\ & (e^{\alpha l} - 1)(e^{\beta l} - 1) (\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta}) + f_p l \\ & + \frac{\tilde{Z}_c}{(e^{\alpha l} - e^{\beta l})} \{ \frac{1}{\beta} e^{\alpha l} (e^{\beta l} - 1) \\ & - \frac{1}{\alpha} e^{\beta l} (e^{\alpha l} - 1) \} \end{aligned} \quad (24)$$

右辺第3項が、陰極の注入特性より生ずる項である。オーム性接触の場合、すなわち $\tilde{Z}_c = 0$ の場合には、前論文の結果と一致する。

3. 解析結果

式(25)はパリスティックダイオードの示すインピーダンスであるが、解析結果はアドミタンスで示す。

1992/06/16 12:37:36

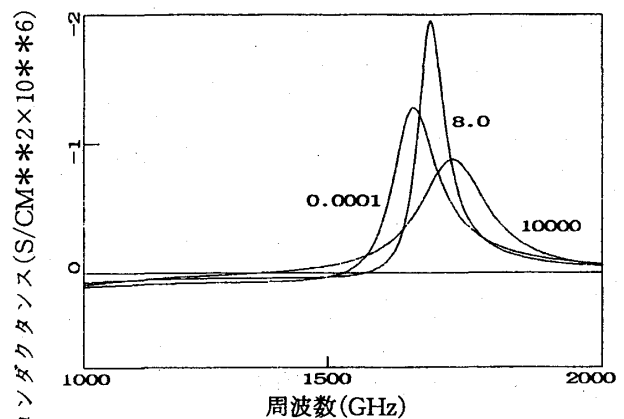


図1 コンダクタンス-周波数特性
Fig.1 Conductance vs. frequency

図1は注入特性をパラメータとして、コンダクタンスの周波数変化を求めたものである。カソードの注入特性、 σ_c をパラメータとして示してある。 $\sigma_c = 10000$ はほぼオーム性の接触に相当し、 $\sigma_c = 0.0001$ はショットキー電極に相当する。 $\sigma_c = 8.0$ はその中間的な状態である。

負性コンダクタンスの最大となる周波数は、注入特性の増加と共に高周波数側へと移動する。なお、図1を求めるときに当たって、電子速度は 3×10^7 cm/秒、プラズマ周波数は 1.1×10^{13} /秒、緩和時間 τ_p は 10^{-12} 秒、ダイオードの長さ l は $0.3 \mu\text{m}$ である。図から判るように、負性コンダクタンスの周波数依存性、及びその大きさはカソードでの注入特性によって大きく変わる。

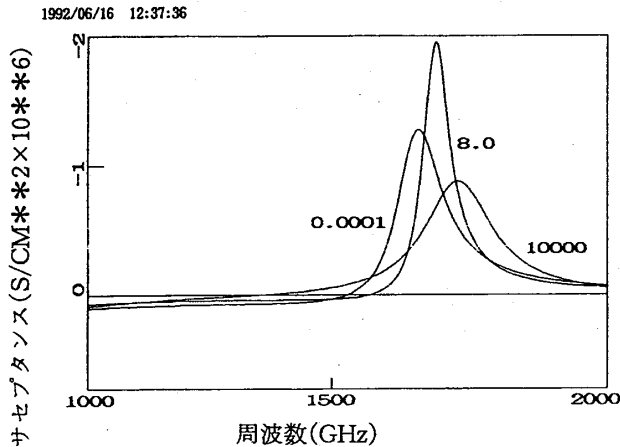


図2 サセプタンス-周波数特性
Fig.2 Susceptance vs. frequency

図2はサセプタンスと周波数の関係を求めたものである。1700GHz位でサセプタンスは誘導性から容量性へと変わる。注入電流の増加と共に、誘導性から容量性のサセプタンスへと変化する周波数は高周波側へとシフトする。プラズマ周波数より低い周波数では、電子は外部電界の変化に応じて変化することができ、電子の質量に基づく慣性効果のために電子は外部電圧に即応して変化することが不可能になるため、誘導電流が流れる。プラズマ周波数より高い周波数ではもはや電子は外部電界の変化に追従することができず、従って変位電流に基づく容量性の電流が流れる。図から判るように、バリステックダイオードのサセプタンスも注入特性によって大きな影響を受ける。

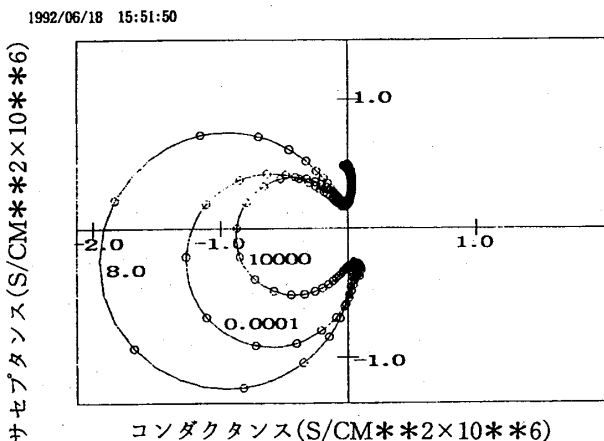


図3 アドミタンス図
Fig.3 Admittance chart

図3は横軸にコンダクタンス、縦軸にサセプタンスをとってアドミタンス図を求めた結果である。注入特性がパラメータで、周波数を変えた時の軌跡が示されている。いずれの注入特性でも、サセプタンスが誘導性から容量性になる周波数で、負性コンダクタンスが最大になる。一番内側の円がオーム性電極の場合で、その次の円がショットキ電極の場合である。最も外側の円が、注入特性がオーム性の場合と、ショットキ電極の中間的な場合の結果である。この様に陰極での注入特性は、ダイオードのアドミタンスに大きく影響する。コンダクタンスの大きい程、バリステックダイオードを発振器として利用する場合は有利である。オーム性接触よりも、注入のある電極の方が大きなコンダクタンスを示すが、この事は電極条件を最適化する事により、発振器の性能を向上させる事の可能性を示している。

4. まとめ

電子の平均自由行程より短い動作層を持つバリステックダイオードの場合について、微小信号解析を行ない、陰性の注入特性と2端子アドミタンスの関係を求めた。その結果により、以下の事が判明した。

- (1) オーム性接触でない、一般的な注入特性を持つバリステックダイオードも、適切な条件では負性コンダクタンスを示す。
- (2) 適切にカソードの注入条件下では、負性コンダクタンスをオーム性接触の場合に比べて大きくできる。
- (3) 負性にコンダクタンスの生ずる周波数範囲は注入特性によって変わらないが、注入電流が大きくなるに従い、負性コンダクタンスが最大になる周波数は高周波数側へと移動する。
- (4) サセプタンスが誘導性から容量性となる周波数で負性コンダクタンスは最大になる。

References

1. M. Tsuchiya and H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 25 (1986) L185.
2. N. Yokoyama, K. Imamura, S. Muto: Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 24 (1985) L853.
3. M. S. Shur and L. F. Eastman: IEEE Electron Device Lett. EDL-1 (1980) 147.
4. J. R. Barker, D. K. Ferry, and H. L. Grubin: IEEE Electron Device Lett. EDL-1 (1980) 209.
5. K. Hess: IEEE Tran. Electron Devices ED-28 (1981) 937.
6. L. F. Eastman, R. Stall, Woodar, N. dandekar, C. E. C. Wood, M. S. Shur, and K. Board: Electron. Lett Vol. 16 (1980) 524.

7. M. A. Hollis, L. F. Eastman, and C. E. C. Wood: *Electron. Lett.* Vol. 18 (1982) 570.
8. T. J. Maloney and J. Frey: *J. Appl. Phys.* Vol. 48 (1977) 781.
9. M. S. Shur and L. F. Eastman: *IEEE Tran. Electron Devices* ED-26 (1979) 1677.
10. R. K. Cook and J. Frey: *IEEE Trans. Electron Devices* ED-28 (1981) 951.
11. W. R. Frensley: *IEEE Electron Device Lett.* EDL-1 (1980) 137.
12. B. A. Shrauner: *IEEE Trans. Electron Devices* ED-28 (1980) 945.
13. A. Aisima and Y. Fukusima: *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 22 (1983) L255.
14. A. Aisima and Y. Fukusima: *Jpn J. Appl. Phys.* Vol. 22 (1983) L1899.
15. A. Aisima and Y. Fukusima: *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* MTT-32 (1984) 157.