マイクロバキューム・チューブ

石川 順三*

(受付1991年7月11日, 掲載決定1991年9月21日)

Microvacuum-Tubes

Junzo ISHIKAWA

(Department of Electronics, Kyoto University, Yoshida-honmachi, Sakyo-ku, Kyoto 606-01, Japan)

(Received July 11, 1991, Accepted September 21, 1991)

1. はじめに

アクティブ電子デバイスでは、電子がアクティブな動作をするために走行する領域の材質、言い換えれば媒体は、半導体か真空の何れかが選ばれる。半導体か真空のどちらの媒体を使うかは、歴史的な発展の経過の結果、従来の電子デバイスにはある程度の役割分担ができ上がっている。

真空を媒体とする電子デバイスでは、電子が電極間を走行する間に他の粒子との衝突がないので、その速度は半導体中の電子の速度に比べると非常に速くすることができる。電極間走行時間が同じのデバイスを考えると、真空デバイスの方が寸法が大きくなり、それだけ熱損失を外部に導く面積を大きくとれる。また電極等の許容動作温度は、半導体の許容動作温度よりはるかに高い。これらの理由から、真空を媒体とする電子デバイスは、送信側通信機器の最終段や大電力マイクロ波管のように大電力の高周波エネルギー変換器として使用されている。

一方、半導体中を走行する電子の速度は、格子振動による散乱のため光速の約 $1/1000$ 程度の速度で飽和する。それにもかかわらず、近年の微細加工技術の進展によって μm 以下の寸法の加工が可能になってきているため、最大動作周波数が 10 GHz (Si) から数 10 GHz (GaAs) に達する半導体デバイス (FET) が開発されつつある。これらの半導体デバイスは必然的に極微寸法であるため、微小消費電力素子として優れており、受信側通信機器や集積化したスイッチング素子として利用されている。

る。しかし現時点以上の高速デバイスや大電力素子の開発には多くの困難な問題が山積している。

最近の微細加工技術を駆使して、電子ビームの電極間の走行距離を μm 化した構造の微小真空管を作ることができれば、半導体デバイスに比べて1桁以上の高速化の可能性がある。その上、出力は半導体デバイスほど小電力化しないので、将来の信号伝達および情報処理用デバイスとして極めて有望である。しかも真空が媒体であるので放射線に対しても強く、宇宙環境で使用するデバイスとしても最適である。

このような真空デバイスはマイクロバキューム・チューブ (microvacuum-tubes) と呼ばれ、数年前から米国とソビエトの宇宙・軍関係の研究者を中心に本格的な開発研究が始まった。真空デバイスの微小化に伴う最大の問題点として安定な微小電子源の開発があり、多くの研究者の関心も現在ここに集まっている。微小電子源ができればフラット・パネル型の表示デバイスを容易に構成することができ、新しい応用への展開も進みつつある。

2. 真空デバイスの微小化の効果

三極管構造の電子デバイスでは、FET構造の半導体デバイスと同じように、グリッドまたはゲートへの入力信号の変化は、電子の陰極-陽極間 (FET素子ではソース-ドレイン間) の走行時間より遅い条件でしか使用できない。このことは、電子の走行時間は動作周波数の上限を考える上で重要な量であることを示している。実際の超高周波素子では、回路の時定数が走行時間より長くなり、素子の最大動作周波数 (遮断周波数) は回路の時定数によって決まることが多い。

* 京都大学工学部電子工学教室 (〒606-01 京都市左京区吉田本町)

図1 室温における半導体中での電界強度に対する電子の速度の関係

一方、大気圧の空気粒子間の平均自由行程が約0.1 μm であることを考えると、電子とガス粒子との平均自由行程は、大気圧でも μm オーダであることが分かる。したがって、マイクロバキューム・チューブを大気圧で動作できそうである。素子を高真空状態にシールしておくことは、特に平板状の大面積素子では耐圧力の点で不利であるから、大気圧で動作できればその応用範囲が広がる。

2.1 電子走行時間

室温における半導体中での電界強度に対する電子の速度は、図1に示すように、結晶格子との光学形散乱のために光速に比べるとかなり遅い速度で飽和する。その飽和速度は約 $1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ である。低電界で高い飽和速度のピークを持つ GaAs や InP でも、ピーク値で $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ である¹⁾。

これに対し、真空中の自由電子には散乱が無いので非常に速度の速い電子を得ることができる。真空中では、電子の速度 V_e [cm/s] は、加速電圧 V [V] が10 kV 程度までは、 $V_e = 5.9 \times 10^7 V^{1/2}$ の関係で表されるように、加速電圧の平方根に比例して増加する。1 V の加速電圧でも室温における半導体中の電子ピーク速度の約3倍であり、50 V で加速すれば20倍の速度が得られる。等電界空間を初速ゼロから出発するときでも、走行する電子の平均速度は最終速度の半分であるから、半導体デバイスの電子の飽和速度に対応するものは、真空中の電子の最終速度の半分である。

図2は、0.5 μm 長の半導体および真空中を走行する時間を、印加電圧の関数として示したものである¹⁾。化合物半導体デバイスでは、ピーク速度が得られるのは、

図2 0.5 μm 長の半導体および真空中を走行するために要する時間と印加電圧の関係

動作電圧が1 V 以下の場合であり、0.5 μm 長の走行時間は $2.5 \times 10^{-12} \text{ s}$ である。それに対して、50 V の印加電圧の真空デバイスでは、走行時間は $2.5 \times 10^{-13} \text{ s}$ となり、走行時間の逆数で表現される上限周波数は4 THz となる。

2.2 遮断周波数

超高速電子デバイスが三極管構造（真空デバイス）あるいはFET 構造（半導体デバイス）を持つ場合、陰極－陽極間あるいはソースドレイン間の電子走行時間より回路の時定数の方が長くなることが多い。そのときの遮断周波数は、一般に次式により与えられる²⁾。

$$f_{\text{max}} = g_m / 2\pi C_g \quad (1)$$

ここで、 C_g はグリッドまたはゲート入力容量であり、 g_m はその電子デバイスの相互コンダクタンスである。

FET 構造の半導体デバイスでは、相互コンダクタンス g_m を、ソース抵抗を無視した真性相互コンダクタンス g_{m0} で置き替えることにすると、 $g_{m0} = C_{go} \cdot v_{\text{sat}}$ で表すことができる。ここで、 C_{go} は単位ゲート面積当たりのゲート入力容量であり、 v_{sat} は半導体中を走行する電子の飽和速度である。また C_g は、ゲート長を L_g とすると、 $C_g = C_{go} \cdot L_g$ で表すことができるので、結局遮断周波数は次のように書き替えられる³⁾。

$$f_{\text{max}} = v_{\text{sat}} / 2\pi L_g \quad (2)$$

このように、半導体デバイスの動作速度を決定する要因は電子の飽和速度とゲート長となる。半導体中の電子の飽和速度は、図1に示したように最大 $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 程度で、これ以上大きくすることはできないため、ゲート長を非常に短くする努力が行なわれている。ゲート長0.3 μm の GaAs MESFET で、電子の飽和速度が $1.5 \times$

10^7 cm/s 得られ、遮断周波数の上限として80 GHzの素子が得られている⁴⁾。

これに対し、真空デバイスの場合、式(1)で表される遮断周波数は、電子の飽和速度に比例する関係にはならない。マイクロバキューム・チューブでは、電子源として電界放出を用いる素子の実現性が高い。その場合の相互コンダクタンス g_m は、電界放出の電圧—電流特性に関連する。Fowler-Nordheim の電界放出における電圧—電流の理論式⁵⁾を用いて、何人かの研究者がマイクロバキューム・チューブの遮断周波数の理論計算を行なっている⁶⁻⁸⁾。彼らの計算によると、 $1\text{ }\mu\text{m}$ 程度の寸法の素子と考えた場合、遮断周波数の上限は100~1000 GHzであると見積もっている。つまり真空デバイスでは、半導体デバイスに比較して、1桁程度高速スイッチングが行なえる素子を製作し得るとしている。

2.3 動作真空圧力

真空と言う概念は、考えている粒子ビームがその動作領域を走行する間に、残留ガス粒子との間で衝突がほとんど生じない状態をいう。通常の真空装置は人間の寸法を基準にしており、そのため動作領域はcm~mオーダーとなるので、真空と言えは 10^{-3} Paより高真空のことを指すことが多い。もし動作領域が、マイクロバキューム・チューブのように非常に狭い範囲に限定される場合には、比較的高い圧力でも真空と見做すことができる。電子とガスとの弾性衝突の平均自由行程は、電子のエネルギーが10~50 eVの範囲において、大気圧の窒素や酸素に対して約 $0.5\text{ }\mu\text{m}$ 、水素に対して $0.5\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ 、ヘリウムに対して $1\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ である¹⁾。衝突の影響が無視できるためには電子の走行距離より平均自由行程が充分大きくなければならない。シリコン電界放出チップ先端と陽極の間隔を $0.15\text{ }\mu\text{m}$ としたダイオード構造で、印加電圧を残留ガスの電離電圧である12 V以下で動作させた場合

には、大気圧 ($\sim 10^5$ Pa) でも安定にダイオード動作することが報告されている⁹⁾。このように、大気圧で動作するマイクロバキューム・チューブを開発することも一つの夢である。

しかし実際の素子においては、動作領域が数 μm と長かったり、動作電圧が残留ガスの電離電圧より高い場合も多い。また電子放出源の特性が表面の仕事関数に大きく依存するので残留ガスの影響を強く受けるため、より低い圧力で動作させるのが普通である。ここでは、マイクロバキューム・チューブの電子源の最有力候補として考えられている、電界放出電子源の場合について考えてみる。

電界放出を用いた電子源は、従来、 10^{-8} Pa以上の高真空でしか安定には使用できなかった。従来の電界放出電子源の構造は、図3(a)に示すように、50~100 nm程度の先端半径とした針先の手前数mmの位置に、数kVの電圧を印加した引き出し電極を配置して電子を引き出す構成である。このとき、針先端(ゼロ電位と仮定する)から数百V程度までの針先端に近い領域の等電位面は同心円状となる。この領域内で針先端から放出された電子が残留ガスと衝突電離してイオンが生成されると、イオンは電子と同じ軌道を逆流して針先端に衝突する。数百eVのエネルギーを持つイオンは、針先端の構成原子をスパッタリングするのに充分なエネルギーを持っており、しかも針の先端部分にはそれほど多くの原子数がないことを考えると、このイオンの衝突により針先端の表面形状が変わってしまう。電子放出量は表面形状、すなわち先端半径に非常に敏感であるため、イオンの衝突は安定動作の大敵である。したがって、残留ガスとの衝突がほとんど生じない高真空が必要であった。

これに対して、マイクロバキューム・チューブでは電子源と陽極との間の電子の行路長が μm 程度であり、し

図3 (a)従来の電界放出電子源の電位分布と(b)マイクロバキューム・チューブ内の電位分布

かもその間の電位差も数十V程度である。そのような構造では、図3(b)に示すように、電子が電離を生じるエネルギーとなる数V以上の領域の等電位面の形状が平らな他の電極の影響によって同心円状から大きくずれたものとなるので、その領域でイオンが生成されても針の先端にバックストリームすることはない。そのため 10^{-4} Pa程度の比較的容易に作ることができる真空圧力でも安定に動作させることができる。

3. マイクロバキューム・チューブの構造

代表的な構造を図4に示す。陰極と陽極の間にグリッド電極が存在する従来型の真空管構造と言うより、FETの半導体部分を真空に置き換えた構造と考えた方が理解しやすい。したがって、信号制御用の電極は、グリッドと呼ばず、ゲートと呼ぶのが一般的である。陰極としては、次項で述べるように、現在電界放出型と薄膜型の二種類が研究されているが、図4には多くの研究者が取り組んでいる電界放出型のチップ構造のものを示した。

マイクロバキューム・チューブを単独で動作させることは稀であり、現在考えられている応用は多数の素子を集積化して利用しようとするものが多い。半導体素子の集積化技術である薄膜形成法と微細加工法を利用して、マイクロバキューム・チューブを作製できる。図4に示したような基板に対して縦型の構造では、素子単独でも三次元構造の集積化技術が必要である。さらに配線の必要が出てくればかなり複雑な三次元構造の作製技術が要求される。したがって、素子構造を二次元化して配線も行い易いようにした、横型のマイクロバキューム・チューブも提案されている^{10,11)}。横型構造の例を図5に示す¹⁰⁾。横型の素子は作製が比較的容易であるが、電子軌

道を精確に制御しなければならない難点がある。

4. 微小電子源

マイクロバキューム・チューブを実際に作製する際の最大の課題は、真空中へ電子を放出するための微小電子源の構造である。 μm 寸法の超小型デバイスにおいて熱電子放出を用いることは困難であるので、電界放出か薄膜型陰極を用いることになる。

4.1 電界放出

電界放出電流密度 $J[\text{A}/\text{cm}^2]$ は、Fowler-Nordheim理論によれば⁹⁾、チップ表面の電界強度を $E[\text{V}/\text{cm}]$ 、仕事関数を $\phi[\text{eV}]$ とすると、次式で与えられる。

$$J = 1.54 \times 10^{-6} \{E^2 / \phi^2(y)\} \times \exp\{-6.83 \times 10^7 \phi^{3/2} v(y) / E\} \quad (3)$$

ここで、Spindt等は近似として $\phi^2 \approx 1.1$ 、 $v(y) = 0.95 - y^2$ を用いるのが良いと提案している¹²⁾。ただし $y = 3.79 \times 10^{-4} \cdot E^{1/2} / \phi$ である。

平板電極に対向するチップ先端に生じる電界と印加電圧 $V[\text{V}]$ との間には、チップ先端形状が回転半径 $r[\text{cm}]$ の回転放物面であり、チップ先端と平板電極の間隙を $d[\text{cm}]$ と仮定すると、次式の関係が成り立つ¹³⁾。

$$V = \{Er/2\} \ln(2d/r) \quad (4)$$

ここで、チップ先端の面積 πr^2 から一様に電子が放出されると仮定してみよう。放出電流を $I \approx \pi r^2 J$ として見積もることとする。例えば、チップ材料としてモリブデン($\phi = 4.35 \text{ eV}$)を用い、 $d = 0.75 \mu\text{m}$ であるとし、印加電圧を $V = 230 \text{ V}$ かけたとき、 $I = 20 \mu\text{A}$ の放出電流が得られるためには、上式の関係からチップ先端半径は $r = 2 \times 10^{-6} \text{ cm}$ 程度でなければならないことが計算される。またそのときの表面電界は $E = 5.3 \times 10^7 \text{ V}/\text{cm}$ 、電流密度は $J = 1.6 \times 10^6 \text{ A}/\text{cm}^2$ 程度であることが分かる。

図4 代表的なマイクロバキューム・チューブの構造

図5 横型のマイクロバキューム・チューブの構造例

図4に示したような先端半径の細いチップ、あるいはニードルを作製するために、種々の方法が試みられている。Brodie と Spindt は、露光を用いた微細加工法によって開けた小穴に、モリブデンを真空蒸着によって堆積した円錐状のチップを作製した¹⁴⁾。これは Spindt カソードとも呼ばれており、試作例では直径 1 mm 中に 5000 個のチップを集積でき、230 V の印加電圧で全電流 100 mA、1 チップ当り 20 μ A が得られている。彼らが作製したチップ先端半径は $3 \sim 8 \times 10^{-6}$ cm と報告されており、上記の計算値とはかなり異なっている。一般に電界放出現象では理論値と実験値との差が大きいことが問題であるが、まだその原因が十分に解明されていない。

液体を用いたシリコン単結晶の異方性エッチングによるピラミッド形のチップの作製¹⁵⁻¹⁸⁾や、イオンビームを用いたシリコンのドライエッチングによる針状構造の作製^{19,20)}など、シリコン微細加工技術を駆使したシリコンチップの作製も数多く報告されている。シリコンチップからの電界放出電流は数 μ A 程度得られるが、寿命に問題がある。半導体からの電界放出現象については、理論的にも実験的にもまだ充分理解が進んでいないのが現状である。

縦型のチップを、集束イオンビームによる微細加工技術を使って、露光プロセスなしで作製する方法も提案されている²¹⁾。

図5に示したような横型の素子は、電界放出チップを含めて現在の MOS あるいは MIS FET 素子の作製法をそのまま適用できる。より尖った先端形状を得るため、チップの片側ずつを 2 回に分けて露光する方法も行なわれている¹⁰⁾。

4.2 薄膜型陰極

薄膜型陰極は、真空側に導電性の薄膜層（金属膜、または半導体高濃度イオン注入層あるいは高濃度ドーピング・エピタキシャル層）を作り、この膜へ何らかの方法で電子を注入して、この膜を通過した電子の中で、表面電位障壁を越えるエネルギーを持つものが真空中へ放出される現象を利用する。表面導電層の膜の厚みの増加に対して通過する電子の数は指数関数的に減少するので、できるだけ薄い百 Å 以下の一様な超薄膜層を作製する必要がある。電子を注入する方法として、超薄膜絶縁物中のトンネリング電子（MIM²²⁾構造や MIS 構造²³⁾）、Si 半導体 p-n 接合²⁴⁾あるいは GaAs 半導体と金属膜のショットキー障壁²⁵⁾の逆バイアス時になだれ崩壊によって生じるホットエレクトロン、GaAsP²⁶⁾や GaAs²⁷⁾半導体の p-n 接合の順バイアス時の少数キャリア電子（NEA 陰極）が利用される。表面の電位障壁を下げて真空中への電子放出効率を上げるため、表面に単原子程度

図6 Si半導体の p-n 接合の逆バイアスを使った冷陰極の構造例

の Cs 層を着けて実効的な仕事関数を下げることが行なわれる。したがって表面は酸素、水、炭素ガスなどの酸化性の残留ガスに弱く、これらのガス分圧が 10^{-9} Pa 以下の真空中でなければ長寿命動作が困難である。

図6は Si 半導体の p-n 接合の逆バイアスを使った冷陰極の例である。放出効率（放出電流/ダイオード電流）は 8% に達し、1 μ m 直径の素子では電流が 8 μ A 程度（電流密度では 1000 A/cm²）得られ、最大電流密度は 8000 A/cm² に達すると報告している²⁴⁾。この薄膜型陰極は、ブラウン管や電子顕微鏡の電子源として実用直前まで開発が進んでおり、マイクロバキューム・チューブの陰極としても有望であるが、超高真空雰囲気を作る必要とする難点が残されている。

5. 微小電子源の表示素子への応用

マイクロバキューム・チューブの開発は、三極管構造の微小化であるが、必然的に微小電子源の開発が伴ってきた。この開発過程で、低電圧でしかも比較的真空度が悪くても動作し、大面積に集積化が可能な微小電子源の実現の可能性が出てきた。このような微小電子源は、フラット・パネル・ディスプレイの電子源として最適であることから、最近急にその応用が注目を集めるようになった。

図7は、カラーテレビ用蛍光表示の電極構成図の例である²⁷⁾。絵素は帯状のカソード電極とゲート電極の交差する微小面積で決まる。絵素の面積は約 0.1 mm² であるので、その中に $10^3 \sim 10^4$ 個の微小電子源が存在する。陰極—ゲート間の電圧を、30 V から 80 V の間変化して電子電流を制御する。陰極—陽極間は 220 μ m 程度離し 400 V の電圧を印加して電子を加速し、蛍光面での輝度をかせぐ。Ghis と Meyer は、このような構造の 6 イン

図7 微小電子源を用いたカラーTV用蛍光表示素子の電極構成図

チ白黒テレビ表示装置を試作し、3000時間以上の寿命があると報告している²⁷⁾。この型の表示装置の問題点は、個々の電子源の特性に不均一があって、様な輝度の画面を得ることが難しいことである。

6. おわりに

マイクロバキューム・チューブの開発とそれに関連した研究領域を、最近では「真空マイクロエレクトロニクス (vacuum microelectronics)」と呼ぶようになってきている。このテーマに関する国際会議は、4年前から毎年開催されている。第1回が1988年米国のウィリアムスバーグ、第2回が英国のバース、第3回が米国のモントレレーで開催された。今年8月には、日本の長浜市で第4回の国際会議が開催された。このような真空デバイスの研究の再来現象を、“真空管のバック・ツー・ザ・フューチャー”と例える人もあり、固体素子では実現できなかった領域へのブレイク・スルーとして、今後の発展が期待される。

文 献

- 1) I. Brodie, IEEE Trans. Electron Devices, **36** (1989) 2641.
- 2) S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley-Interscience, New York, 1969) p. 355.
- 3) 長谷川文夫, 応用物理, **57** (1988) 359.
- 4) G. W. Wang, M. Freng, C. L. Lau, C. Ito and T. R.

- Lepkowski, IEEE Electron Devices Letters, **10** (1989) 206.
- 5) W. P. Dyke and W. W. Dolan, Advan. Electron. Electron Phys., **8** (1956) 90.
- 6) W. A. Anderson, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 99 (*Vacuum Microelectronics 89*), p. 217.
- 7) H. G. Kosmahl, IEEE Trans. Electron Devices, **36** (1989) 2728.
- 8) T. Utsumi, *Third Intern. Vacuum Microelectronic Conference*, Monterey (1990).
- 9) V. I. Makhov, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 99 (*Vacuum Microelectronics 89*), p. 235.
- 10) H. H. Busta, *ibid*, p. 29.
- 11) A. Kaneko, T. Kanno and K. Tomii, *Third Intern. Vacuum Microelectronics Conference*, Monterey (1990).
- 12) C. A. Spindt, I. Brodie, J. Humphrey and E. R. Westerberg, J. Appl. Phys., **47** (1976) 5248.
- 13) 石川順三, イオン源工学 (アイオニクス, 1986) p. 139.
- 14) I. Brodie and C. A. Spindt, Appl. Surface Sci., **2** (1979) 149.
- 15) H. H. Busta, R. R. Shaddock and W. J. Orvis, IEEE Trans. Electron Devices, **36** (1989) 2679.
- 16) N. A. Cade, R. A. Lee and C. Patel, *ibid*, 2709.
- 17) P. C. Allen, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 99 (*Vacuum Microelectronics 89*), p. 17.
- 18) J. Itoh and H. Hiroshima, *ibid*, p. 231.
- 19) J. P. Spallas, S. C. Arney, C. C. Cheng and N. C. Macdonald, *ibid*, p. 1.
- 20) D. Stephani and J. Eibil, *ibid*, p. 9.
- 21) Y. Gotoh, N. Fukayama, Y. Hishida, H. Tsuji and J. Ishikawa, *Proc. 14th Symp. Ion Sources and Ion-Assisted Technology*, Tokyo (1991) p. 323.
- 22) Yu Yankelevitch, Yu Barenholz and M. Khaskelberg, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 99 (*Vacuum Microelectronics 89*), p. 73.
- 23) K. Yokoo, A. Uchimi, T. Ogishi, R. Nakamura, S. Ono and K. Usami, *ibid*, p. 21.
- 24) G. G. P. van Gorkom and A. M. E. Hoeberechts, *ibid*, p. 41.
- 25) T. Tsukamoto, N. Watanabe and M. Okunuki, *ibid*, p. 65.
- 26) P. J. Hockley and H. Thomas, *ibid*, p. 69.
- 27) J. Ishikawa, Y. Haga, T. Sasaki, G. Takaoka and H. Tsuji, *Proc. 13th Symp. Ion Sources and Ion-Assisted Technology*, Tokyo (1990) p. 263.
- 28) A. Ghis, R. Meyer, Ph. Rambaud, F. Levy, Th. Leroux, *Third Intern. Vacuum Microelectronics Conference*, Monterey (1990).