電界放出形液体金属イオン源

古 室 昌 徳*

(昭和57年3月4日 受理)

Field Emission Liquid Metal Ion Source

Masanori KOMURO

(Electrotechnical Laboratory, Sakura-mura, Ibaraki)

(Received March 4, 1982)

1. はじめに

超 LSI やジョセフソン素子に代表されるように、電子素子の微細化は日々に進み、研究段階ではサブミクロンから $0.1 \mu\text{m}$ 以下のパターン形成技術が問題にされ始めている。従来、このような微細パターンは、微小集束した電子ビームによりレジスト上に描画され、これをマスクとしてイオン注入やエッチング等の処理が基板に行われる。一方、十分に高い電流密度の微小径イオンビームが得られるならば、これらの処理をレジストレス（マスクレス）で行えることになる。このような試みは今までかなり報告されているが、気体プラズマ型のイオン源では、輝度が $\sim 10^2 \text{ A/cm}^2/\text{sr}$ と低いため 0.1 nA で $1 \mu\text{m}$ 径程度を得るのがやっとであり¹⁻³⁾、 $\sim 10^{10} \text{ A/cm}^2/\text{sr}$ と輝度の高い、 H_2 や Ar ガスを使った電界電離イオン源の使用では、取り出せるイオン電流が小さいため、実用的な電流（ nA 程度）を得る条件では電子光学系の収差のため十分には絞れなかった⁴⁻⁶⁾。最近レジストへのパターン形成技術においても、イオンビームは物質内での散乱による横方向の拡がり小さく高分解能パターン形成が期待でき、また感度も電子ビームと比べて1桁以上良くなることが明らかにされており⁷⁻⁹⁾、ますます微小径イオンビームの要求が高まってきた。

電界放出形液体金属イオン源は、EHD (Electrohydrodynamic) イオン源とも呼ばれるもので、1960年代には、エミッタとして内径数十 μm の金属細管が使われていた（キャピラリー型）。試料物質に半導電性有機溶液や低融点金属を用いて、イオンエンジン^{10,11)}や質量分析器用^{12,13)}のイオン源としての研究や微小集束の試みも行われている¹⁴⁾。このキャピラリー型イオン源に対して、Clampitt らは金属針を試料液体金属で濡らすことによ

って、より安定なイオン放出が得られ、また比較的高融点の金属でもイオン化できることを示した（ニードル型）^{15,16)}。現在では融点において蒸気圧の低い金属はほとんどイオン源として作られており、そうでない材料も、共晶合金にして融点を下げて蒸発をおさえることによりイオンとして取り出すことが可能となり、多くの金属、半導体を高輝度イオン源として利用できるようになりつつある。

ここでは、ニードル型液体金属イオン源の動作機構、イオン放出特性について現在までの研究を概括するとともに、このイオン源を使った微小集束装置の開発状況、集束例を紹介する。

2. 液体金属イオン源の動作機構

ニードル型液体金属イオン源は、試料金属で濡れた先端半径数 μm の針と、試料金属溜およびこれを熔融するためのヒーターから構成される。図1は、 Ga と Au イオン源の例であり、寿命を稼ぐために金属溜の構造に工夫が施されているものである。これらの作製法については、他の解説記事¹⁷⁾を見て頂くことにして、ここでは基本的なイオン源の動作機構について解説する。

針先端を濡らす試料液体金属表面の電界強度が増していくと、ある臨界値で表面に加わる静電電力が表面張力による収縮力を上まわることになり、液体の突出が起こる。このような条件は、エミッタへの印加電圧を V 、初期の先端曲率半径を r_0 、表面張力を γ とすると、

$$\frac{1}{8\pi} \left(\frac{V}{\beta r_0} \right)^2 \geq \frac{2\gamma}{r_0} \quad (1)$$

と表される。ここで β は先端電界強度を決める幾何学的形状因子であり、5～10程度の値を持つものである。このような静電場中での液体の挙動については Taylor により詳しく調べられており¹⁸⁾、円錐面での電場と表面張

* 電子技術総合研究所（茨城県新治郡桜村梅園）

図1 (a)ガリウム, (b)金の液体金属イオン源, ここで N は 試料金属で濡れた針, R は金属溜, H は ヒーター, S はセラミック基板である.

図2 タングステン針を使ったガリウムイオン源で見られる Taylor cone の SEM 写真. (文献19)

力とのバランスから頂角 98.6° の Taylor cone と呼ばれる円錐形状に液体が成長することが明らかにされている. 図2には, 先端半径 $16\mu\text{m}$ のW針を使った Ga イオン源で観察される Taylor cone が示されている¹⁹⁾. ここで Ga イオン源は, 常温付近でイオン放出を行わせた後に, SEM の試料室に移し観察されている.

(1)式の等号を満足する臨界電圧 V_{th} 以上では, Taylor cone の成長と同時に, その先端半径 r_a も減少し続けることになり, そこでの電界強度が数 $\text{V}/\text{\AA}$ となる時に表面原子は電界蒸発過程によりイオンとして引き出される. この状態での r_a の値は, $\beta \approx 5$, $V_{th} \approx 5\text{ kV}$ を仮定し, Ga の蒸発電界強度 $1.5\text{ V}/\text{\AA}$ ²⁰⁾ の値から $\sim 600\text{\AA}$ と推測されるが, 実際に, 微小集束実験でのソースサイズの評価値や²¹⁾, 最近の電子顕微鏡を使った in situ での観察から得られる値²²⁾ とほぼ一致している. またイオン放出面は, 試料金属溜からの液体の供給とイオン放出で消費する量とのバランスで成り立っているが, これに加えて空間電荷電流制限の状態にあるために, より安定なイ

図3 電界蒸発過程を示すポテンシャルエネルギー図(文献24)

オン放出が得られることになる²³⁾.

電界蒸発過程については, image force model と charge exchange model の2通りの考え方がある²⁴⁾, ここでは, 前者による簡単な説明をあげる. 図3は電場がある場合の中性原子と表面, n 個のイオンと表面の間のポテンシャルエネルギー図である. 表面原子は, トンネル効果で n 個にイオン化し, ポテンシャル障壁 $Q_n(F)$ を越え真空中に飛び出す. $Q_n(F)$ は電場 F の大きさと鏡像力によって決まり,

$$Q_n(F) = I_n + A - n\phi - \sqrt{n^2 e^3 F} \quad (2)$$

と与えられる. ここで I_n は n 個のイオン化エネルギー, A は昇華エネルギー, ϕ は仕事関数, e は素電荷である. また蒸発電界強度 F_{ev} は, (2)式で $Q_n = 0$ とおくことにより計算される値である. 主要なイオン化機構はこの電界蒸発過程と考えられているが, 他に蒸発した中性原子やクラスターが電界電離でイオン化される過程や, この時生じた電子がエミッタ表面に到達する間に起こす中性粒子との衝突, あるいはイオンと中性粒子の間でのク

図4 ガリウムイオン源を使って得られた放出イオン電流と引き出し電圧の関係。a, b, c, d, eの曲線は、それぞれ文献19), 25), 26), 27), 28)からのものである。

ラスタリングや荷電交換等の機構が提唱されている。しかしながら、これらの過程が、イオン源の動作条件や試料金属の種類により、どのように寄与しているかを説明できるほど研究は進んでいない。

3. イオン放出特性

3.1 電流、電圧特性

イオン源を試料金属の融点以上に保持し、エミッタ印加電圧を増していくと臨界電圧 V_{th} よりイオン放出が観測できる。 V_{th} は(1)式で決まり、エミッタ形状や電極配置に依存するが、電圧の増加に対するイオン電流の変化 (I_t - V 特性)は、エミッタの構造によりかなり異なった結果が得られている。図4には、Ga イオン源を使って報告されている I_t - V 特性をまとめて示してある^{19, 25~28)}。この図から、引き出し電圧を V_{th} で規格化したとしても、曲線の勾配や関数関係はかなり違ったものであることがわかる。Wagner らは²⁹⁾、金属針の幹の表面に溝をつけることによって、金属溜から先端への液体の流れの抵抗が減少し、 I_t - V 曲線の勾配が増加することを見いだしている。このように液体の供給が、 I_t - V 特性に強く影響していることは明らかであるが、その関数関係をも含めた明確な説明はなされていない。一方、放射ビームの中心軸上での単位立体角当りの電流強度 j_a は、 I_t - V 特性によらずに常に $(V/V_{th}-1)^{1/2}$ に比例して増すことが知られている。図5は、Ga と Au イオン源を使った I_t - V , j_a - V 特性の測定値と、実線は、エミッタと陰極を同心球と見做してポワソン方程式から空間電荷制限電流と印加電圧の関係を計算したものである^{19, 23)}。ここで理論曲線は矢印で示された測定値に合わせられている。 I_t の実測値は、Ga では $(V/V_{th}-1)^{1/2}$ に、Au では V/V_{th} にほぼ比例しているのに対して、 j_a は両者共に理論曲線と一致しており、イオン電流は局所的には空間電荷により制限されていることになる。

図5 ガリウムと金イオン源での放出イオン電流、単位立体角当りの電流強度と引き出し電圧の関係。実線は、理論曲線であり、矢印で示した実験値と合わせて示されている。(文献19或いは23)

3.2 角度分布

イオンの放出面は、液体で形成された tip 表面であるから、濡れの均一なイオン源を使って得られる放出イオンの角度分布は、針の向く方向を中心とした単調な形状となる。現在までに Ga, In, Au, Pb, Bi イオン源を使った測定が報告されているが^{19, 27, 30)}、引き出し電極形状や測定法により若干異なる結果となっている。図6は、Ga, Au, Pb イオン源における I_t による分布形状の変化である¹⁹⁾。また図7には、図6から測定される FWHM (Full Width at Half Maximum) と I_t の関係が示されている。Au と Pb では、動作温度や蒸気圧あるいは蒸発電界強度の値がかなり異なっているにも拘らず、ほぼ等しい分布形状を示し、FWHM や j_a の依存も一致している。これに対して、原子量の小さな Ga イオン源では、FWHM の値は小さく、 j_a は約2倍大きな値となる。同様の結果は、Ga, In, Bi イオン源を使った測定からも得られており³¹⁾、角度分布は、試料金属の原子量(質量-電荷比)と放出電流により決定されていることがわかる。Swanson らは、放出電流や質量-電荷比の増加は、イオン密度を高め、イオン間に働くクーロン反発作用がこのような結果を与えるとして説明している³¹⁾。しかしながら、図7に見られるように、 I_t の増加で FWHM が一定値に落ち着くという結果や、濡れの状態が良くないイオン源では、角度分布が突然変化してしまうことが

図6 ガリウム、金、鉛イオン源を使って得られた放出イオンの角度分布 (文献19或いは23)

あるという事実¹⁹⁾は、単にクーロン反発の効果だけで説明できるものではない。角度分布についてのもう一つの考え方は、分布が、放出面での電界分布を反映しており、クーロン反発の効果でそれ程修正されていないとするものである。図5から知られるように、原子量の大きな試料では空間電荷による電場のシールド作用も強く、同一の電流を引き出すには V/V_{th} の大きな値が必要となる。従って Taylor cone 先端形状が試料金属によりあまり差異がないものなら、先端で F_{ev} に達する領域は、原子量の大きい試料では拡がり角度分布の幅も大きくなる。また、 F_{ev} に達する領域の増加には限度があるので、 V/V_{th} を増してくると分布の幅はある一定値に近づくことになる。最近、このような考え方にもとづいた計算結果が、FWHM や j_a の実測値を良く説明できることが報告されている³²⁾。

3.3 放出イオンの質量-電荷比

主要なイオン化の機構が電界蒸発過程であるならば、観察されるイオン種も、(2)式から計算できる各 n についての F_{ev} の値で最も小さいものとなるはずである。表1

図7 ガリウム、金、鉛イオン源での、角度分布の半値幅と放出電流の関係 (文献19或いは23)

には、単体金属イオン源について、(2)式による $n=1$ と 2 での F_{ev} の計算値²⁰⁾、この値から予測できるイオン種、実際に観察されているイオン組成が金属針材料とともにまとめられている。また参考のために、共晶合金を使ったイオン源と、目的とするイオンがどれだけ引き出されているかが表2に示されている。表1から、電界蒸発の理論から期待される通り、 F_{ev} の値が小さな価電数のイオンが実際に観察される主要なイオン種となっており、また、Sn, Au, Pb のように、 $n=1$ と $n=2$ での F_{ev} の値が近い金属では、1価および2価イオンがともにかなりな量検出されている。一方、共晶合金を使ったイオン源では、(2)式中の A や ϕ の値が不明で F_{ev} の値を計算することはできないが、概して、単体材料の時に予想されるイオン種が実際に観測されている (例えば、Be, Si, Ge では $n=2$ 、B では $n=1$ での F_{ev} の計算値が小さい)。表1、2に示される実測値は、 $I_t \geq 10 \mu A$ の条件で得られたものであるが、厳密には、各イオン種の存在比は放出電流によって変化する。図8には、セクターマグネットを使って得られた Au イオン源での質量スペクトルの I_t による変化を示す³⁵⁾。 $I_t = 1 \mu A$ では、 $50 \mu A$ の場合と比較すると Au^{++} の存在比はかなり減少している。このような低電流域での2価イオンの減少は、Ga や Pb イオン源、あるいは $F_{ev}(n=2) < F_{ev}(n=1)$ である Sn イオン源³⁵⁾、 $Au_{82}-Ge_{18}$ イオン源⁴⁴⁾でも報告されている。一方、測定にかかるクラスターイオンの量は、その安定性と関連しており、Au のような一価原子では、偶数個のものよりも奇数個の方が安定であるということが理論的に示されている⁴³⁾。図8のスペクトルにおいて、 Au_2^+ と Au_3^+ 、 Au_4^+ と Au_5^+ がほぼ同量観察される結果はこのように説明される。クラスターの安定性に係る現象は、Sn と Pb イオン源においても見られ、 Sn_7^{++} 、

表1 単体金属の液体金属イオン源における蒸発電界強度と観察されるイオン種

Element	F_{ev} $n=1$	(V/Å) $n=2$	Ion expected	observed	Needle	Reference
Li	1.4	52	Li ⁺	>80% Li ⁺	W	15)
Na	1.1	21	Na ⁺	Na ⁺ major	—	15)
Al	1.9	3.5	Al ⁺	Al ⁺ major	Ti/C	15), 34)
K	0.7	8.7	K ⁺	K ⁺ major	—	15)
Ga	1.5	3.9	Ga ⁺	>99% Ga ⁺	W	26), 31), 35)
In	1.3	3.2	In ⁺	>99% In ⁺	W	31), 36)
Sn	2.6	2.3	Sn ⁺⁺	75%Sn ⁺⁺ +20%Sn ⁺	W	15), 35), 37)
Cs	0.5	5.8	Cs ⁺	>80% Cs ⁺	W, Sus	16), 33)
Au	5.3	5.4	Au ⁺	55%Au ⁺ +35%Au ⁺⁺	W	15), 35), 38)
Pb	2.0	2.3	Pb ⁺	75%Pb ⁺ +20%Pb ⁺⁺	Ni	35)
Bi	1.8	2.7	Bi ⁺	75%Bi ⁺ +3%Bi ⁺⁺	Nichrome, W	31)

表2 共晶合金を用いた液体金属イオン源

Alloy (at.%)	Ion observed	Needle	Reference
Pt ₇₂ -B ₂₈	24% B ⁺	—	39), 40)
Pd ₄₀ -Ni ₄₀ - B ₂₀	20% B ⁺	—	39), 40)
B ₆₀ -Ni ₁₃ - Pt ₂₇	41% B ⁺	W	41)
Pd ₄₀ -Ni ₄₀ - B ₁₀ -As ₁₀	10%As ⁺⁺ + 5%As ⁺	W	39), 40)
Pt ₇₂ -As ₂₈	14%As ⁺⁺ + 7%As ⁺	W	42)
Sb ₅₀ -Pb ₄₂ - Au ₈	7% Sb ⁺	Ni	41)
Au ₈₂ -Si ₁₈	29% Si ⁺⁺	—	39), 40)
Au ₆₉ -Si ₃₁	30% Si ⁺⁺	W	41)
Au ₇₃ -Ge ₂₇	30% Ge ⁺⁺	—	39), 40)
Au ₈₂ -Ge ₁₈	10% Ge ⁺⁺	—	44)
Au ₈₀ -Be ₂₀	40% Be ⁺⁺	—	39), 40)

Pb₇⁺⁺が他の2価のクラスターイオンよりもかなり多く検出されるという結果を説明する根拠ともなる^{35,37)}。放出イオンの組成についての系統的な説明は、Swansonらにより行われている³¹⁾。彼らは、1価イオン生成には電界蒸発と中性原子の電界電離過程を、2価イオンは電界蒸発、クラスターイオンは電界電離過程で作られるものとし、Ga, Biでの測定結果を定性的にはであるが説明している。

3.4 エネルギー分布

放出イオンのエネルギー分布測定からは、エミッタ表面で起こっている現象について最も多くの情報が得られる。また、その半値幅は、微小集束を行う場合の光学系の色収差を決めるので、実用的にも重要な量である。現

a. $I_t = 50 \mu A$

b. $I_t = 1 \mu A$

図8 金イオン源における質量スペクトルの放出電流による変化。(文献35)

在までに放出イオン種ごとの分布測定^{26,36-38,42)}や、質量分離を行わない場合の測定^{19,30)}(total energy distribution TED)の報告が数多くある。

図3に示す電界蒸発の機構や固体エミッタを使った電界蒸発したイオンのエネルギー分布測定⁴⁶⁾からは、分布

図9 ガリウムイオン源における total energy distribution の放出電流による変化(文献19)

の半値幅が熱エネルギー程度となることが予想されるが、実測結果はこれよりかなり大きな値を示す。図9, 10は、4枚グリッドの電位阻止型分析器を使って得られた Ga, Au イオン源の TED の変化である¹⁹⁾。両者とも、分布はガウス分布に近く、低エネルギー側に裾野をひいており、 I_t の増加で半値幅は増し、ピークの位置が高エネルギー側に移動してくる。このような分布測定から得られた Ga, Au, Pb イオン源での半値幅の I_t 依存を図11に示す¹⁹⁾。角度分布の場合と同様に、試料金属の原子量に依存して半値幅が決まっていることがわかる。空間電荷によるエネルギー幅の増加は、電子ビーム系では異常速度分散（あるいは Boersch 効果）として知られており、理論的、実験的に詳しく調べられている^{46,47)}。これによると、半値幅の初期値からの増加分は、放出電流 I_t の1/2乗に比例して増すことが示されており、図11の I_t 依存とはほぼ一致している。しかしながら、ビーム発散角やイオン放出面半径の影響をも考慮すると、図11の結果を異常速度分散の理論で完全に説明できるものではない。これに対して、エミッタから飛び出す2つのイオンにのみ注目して、加速空間でのイオン間のクーロン反発によるエネルギー変化を計算することにより、半値幅やピーク位置の j_a に対する依存を説明しようという試みがなされているが³¹⁾、モデルをあまりにも単純化しすぎているように思える。

空間電荷の影響が少い低電流領域での分布のピーク位置は、エミッタ表面からどれだけ離れた所でイオン化が起こっているかに対応しているはずである。例えば、1価イオンの電界蒸発を考えると、図3のポテンシャルエネルギー図から、イオンはエミッタ印加電圧に比べて、

$$\Delta E = I_1 + A - \phi \quad (3)$$

だけ低い運動エネルギーを持っていることになる。また、イオン化が電界電離過程ならば、(3)式で A を含まない値となる。このような評価は、TED や放出イオン種ごとの分布について行われており^{19,26,36,37)}、多くの場合

図10 金イオン源における total energy distribution の放出電流による変化(文献19)

図11 ガリウム、金、鉛イオン源でのエネルギー分布半値幅の放出電流依存。(文献19)

に(3)式を満足する結果が報告されている。また I_t の増加によるピーク位置の移動を、電界電離過程の寄与が増大することや、エミッタ表面をたたく電子が表面原子を励起し、 I_1 の値を下げるためであるという説明もなされている³⁷⁾。これら主要なイオン種の振舞いに対して、クラスターイオンの様相はかなり異なったものになる。例えば、図8があるイオン種に関しては運動量分布となっていることに注意すると、 $I = 1 \mu A$ では各イオン種は鋭いエネルギー分布を示しているのに対して、 $50 \mu A$ では Au_2^+ や Au_3^+ には、低エネルギー側に大きなピークが表れている。Sudraud ら³⁸⁾は、やはり Au イオン源を使ったイオン種ごとのエネルギー分布測定から、放出電流の増加は、中性の原子やクラスターの蒸発を促進し、これらは電界電離でイオン化されると同時に、1価、2価のイオンとエミッタ表面からかなり離れた所でも荷電交換やクラスタリングを起こしクラスターイオンが生成され

るといふ解釈を与えている。従って、図8の50 μ AでのAu⁺やAu₃⁺⁺に見られる低エネルギー側の裾野も、このような過程で生成されたイオンとして説明される。

3.5 その他の問題

今までは、実用的にも重要なイオン放出特性について述べてきたが、液体金属イオン源特有の現象として、エミッタ先端に観察される発光現象や液滴の放出という問題がある。発光現象は、プラズマボールとも呼ばれ、その分光測定から^{48,49,50}、中性原子、分子からのものであることが確認されている。このことは、前節で述べた中性粒子のイオン化過程についての考えを裏付けることになるが、それでは中性粒子の蒸発は何故起こるのであろうか。熱的な蒸発であるとする、その蒸発量から考えて、Gaイオン源では先端が1000°C以上になっている必要があり、このような温度上昇は、放出電流によるジュール加熱や電子衝撃による加熱という考えでは説明できるものではない³⁷。一方液滴の放出については、最近の電子顕微鏡による先端の観察から、Taylor cone先端からではなく針の幹に近い表面で液滴が生じることが明らかにされている²³。以上の点を含めた液体金属イオン源の動作機構の解明は、これからの研究課題であらう。

4. 微小集束への応用

4.1 集束装置の構成と現状

微小径イオンビームによるレジストレスのイオン注入、エッチングやリソグラフィあるいは表面分析を目的とする場合には、加速電圧としては10 kV~100 kV程度が適当である。また色収差の影響も小さく、電源の入手や取扱い也容易であることから、今までに報告されている集束装置のほとんどは、この程度の加速電圧範囲である。装置は、基本的にイオン引き出し系、加速・集束系、偏向器より構成されるが、合金イオン源の使用を目的とする場合には質量分離機能が必要となる。

イオン引き出し系には、現在2通りの方式が使用されている。一つは、イオン源と引き出し電極より成る2極形式であり、この間に V_m 以上(通常4~10 kV)の電圧を印加しイオンを引き出した後に所望の電圧まで加速することになる^{21,28,39,42,51~55}。図12には、このような引き出し系を持つ代表的な装置の略図を示す²¹。ここで、引き出されたイオンは、パイポテンシャルレンズにより、加速と同時にターゲット上に集束される。この装置を使って~400Å線幅のレジストパターン形成や、0.1 μ m幅のAu膜のレジストレスエッチングが発表されているが、加速電圧を常に一定の値にしか設定できないのが欠点である。加速電圧を大きく変化させるために、パイポテンシャルレンズの後にもう一段集束レンズを用い

図12 2極形成のイオン引き出し系を持つ集束装置の例。(文献21)

たり、加速空間でのレンズ作用を弱めるようにしてアイソツェルレンズで集束させるような光学系が作られている。イオン引き出しの他の方式は、イオン源と陰極に加えて、第3の電極(バイアス電極)をエミッタ先端近くに置き、この電極とエミッタの間に加えるバイアス電圧によって、加速電圧で生ずるエミッタ先端の電界を制御するものである^{56~58}。この方式は、丁度電子顕微鏡で使われている三極電子銃と動作が類似していることから三極イオン銃と呼ばれている⁵⁹。このような装置の例を図13に示す⁵⁷。この装置では、イオン銃の部分には電子顕微鏡用の電子銃がほぼそのまま利用されており、+600 V~-2.6 kVのバイアス電源により、放出電流の制御や、20 kV~50 kVの間の任意の加速電圧設定が行えるようになっている。今までに開発された装置の中には、質量分離機能を有するものは2台あり^{39,42}、両者ともに $E \times B$ アナライザーを使用している。表2からわかるように、ほとんどの共晶合金は、原子量の大きく異なった元素の組み合わせであることから、アナライザーは質量分解能を高めるよりも光学的な収差を小さくする条件で使うことができる。

4.2 集束ビーム径の評価

液体金属イオン源を使った微小集束では、イオン源の仮想クロスオーバー像をターゲット上に結ぶことになるので、電子ビームプローブ形成の場合と同様の議論が適用できる。即ち最終的なビーム径は、

図13 三極イオン銃方式を使った集束装置の例. (文献57)

$$d = \sqrt{d_g^2 + d_s^2 + d_c^2} \quad (4)$$

と表される. ここで,

$$d_g = M \cdot \rho_c \quad (5)$$

$$d_s = \frac{M}{2} C_s \alpha^3 \quad (6)$$

$$d_c = M C_c \frac{\Delta V}{V_o} \alpha \quad (7)$$

$$I_p = \pi \alpha^2 \cdot j_a \quad (8)$$

であり, ρ_c は仮想クロスオーバー直径, M, C_s, C_c は光学系の倍率, 球面, 色収差係数, α, V_o は物面側でのレンズへの入射角, 電位, ΔV はエネルギー半値幅, I_p はターゲットに到達するイオン電流である. 図6と図11に示すように, j_a や ΔV の値は放出電流によって変化し, また Ga イオン源では, ΔV は動作温度にも依存している. 従って電流密度 $I_p/\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2$ を高くするためのイオン源動作条件が存在することになる. 一般に, サブミクロンのビーム径を得る場合には, $d \approx d_c$ であり, この場合には I_p を小さくすることが電流密度を高めることになるとの報告がなされている⁶⁰⁾. 一方, α を小さくしていた時の究極のビーム径は $M\rho_c$ で与えられるが, ρ_c についての系統的な評価は未だなされていない. 例えば, Seliger らによる集束実験や²¹⁾以下に示す結果から, Ga イオン源では $\rho_c \leq 400 \text{ \AA}$ と考えて良いが, イオン源の種類や動作条件によるこの値の依存は, ビーム径をサブミクロンから $100 \text{ \AA}$ 級に微小化する場合のためにもぜひ行っておく必要がある.

ほとんどの集束装置では, 光学系の調整やビーム径の評価等を行うために, イオン照射によりターゲットから生ずる2次電子を検出し, 走査イオン顕微鏡 (scanning ion microscope SIM) 像を CRT 上に描けるようになっている. 検出器としてはチャンネルトロンや SEM 用の検出器 (シンチレータと光電子増倍管より成る) が使われており, かなり低いイオン電流でも良好な像を得ることができる. 例えば, 図14は, 図13に示す装置を使って, 30 kV で 1.1 pA の Ga イオンビームで観察した N^+ メッシュ表面の SIM 像である. $M=0.9, \alpha=94 \mu\text{rad}$ の条件で, d_s, d_c は $150 \text{ \AA}$ 以下と計算されるので, ほぼ仮想クロスオーバー像を結んでいることになる. 図14b)の拡大写真では $\sim 200 \text{ \AA}$ が解像されており, $\rho_c \leq 400 \text{ \AA}$ の結果を裏付けている. ビーム径をより精確に測定したり, あるいは装置の安定性を評価するために, レジストへのパターン露光や, 金属薄膜のレジストレスのスパッタエッチ加工が行われている. 図15は, Si 基板上の $0.13 \mu\text{m}$ 厚みの Au 膜を 50 kV の Ga イオンビームで加工したものの SEM 写真である. 図13の装置が使われており, $0.7 \mu\text{m}$ 幅の線は, 3 nA の電流で 57 秒/mm の走査時間で描かれており, $0.1 \mu\text{m}$ 幅の線は, 50 pA で 300 秒/mm の走査時間であった. 線幅や間隔の乱れは $300 \text{ \AA}$ 以下におさまっており, イオン源が非常に安定に動作していることがわかる.

図14 30kV, 1.1 pA のガリウムイオンビームを使った Ni メッシュの SIM 像.

5. おわりに

以上、電界放出形液体金属イオン源について、現在までに提案されているモデルにもとづきイオン化機構やイオン放出特性について言及するとともに、このイオン源を用いた微小集束への応用を紹介してきた。

表1, 2 に示したように、現在かなりの種類のイオン源を作製することが可能であるが、これらの中には、針材料と試料金属が反応してしまい、寿命の点で実用的でないものも多くあり、針材料の改良や、目的とする元素を多く含むような低熔点共晶合金の開発をより一層行っていく必要がある。集束装置については、本稿で紹介した他にも現在計画中のものが数多くあり、またレジスト露光実験やレジストレスのイオン注入による簡単なデバイス製作も行われ始めており、今後、相当のスピードで研究が進展していくものと思われる。

文 献

- 1) A. R. Hill: Nature, **218** (1968) 202
- 2) I. W. Drumond and J. V. P. Long: *ibid.*, **215** (1967) 950
- 3) R. L. Seliger and W. P. Fleming: J. Appl. Phys., **45** (1974) 1416
- 4) R. Schwarzer and K. H. Gaukler: Vakuum-Technik, **1** (1977) 2
- 5) W. H. Escovitz, T. R. Fox and R. Levi-Setti:

図15 50kV ガリウムイオンビームによる 0.13 μm 厚みの金薄膜のスパッタ加工を示す SEM 写真. 0.7 μm 線幅は 3 nA, 0.1 μm 線幅は 50 pA の電流のビームで描画した. (文献57)

- Proc. Nat. Acad. Sci., **72** (1975) 1826
- 6) J. Orloff and L. W. Swanson: J. Vac. Sci. Technol., **15** (1978) 845
- 7) M. Komuro, N. Atoda and H. Kawakatsu: J. Electrochem. Soc., **126** (1979) 483
- 8) L. Karapiperis and C. A. Lee: Appl. Phys. Lett., **35** (1979) 395
- 9) K. Moriaki, H. Aritome and S. Namba: Jpn. J. Appl. Phys., **20** (1981) Suppl. 20-1, p. 69
- 10) R. J. Pfeifer and C. D. Hendricks Jr.: AIAA J., **6** (1968) 496
- 11) A. G. Bailey, J. E. Bracher and H. J. von Rohden: J. Spacecraft, **9** (1972) 518
- 12) J. F. Mahoney, A. Y. Yahiku, H. L. Daley, R. D. Moore, and J. Perel: J. Appl. Phys., **40** (1969) 5101
- 13) C. A. Evans Jr. and C. D. Hendricks: Rev. Sci. Instrum., **43** (1972) 1527
- 14) V. E. Krohn and G. R. Ringo: Appl. Phys. Lett., **27** (1975) 475
- 15) R. Clampitt and D. K. Jefferies: Inst. Phys. Conf. Ser. no. 38, (1978) 12
- 16) R. Clampitt and D. K. Jefferies: Nucl. Instrum. Methods, **149** (1978) 739
- 17) 古室: 応用物理, **50** (1981) 55
- 18) G. Taylor: Proc. Roy. Soc. (London), **A280** (1964) 383
- 19) 古室: 学振132委第75回研究会資料 (1980. 10. 13) p. 13
- 20) T. T. Tsong: Surface Sci., **70** (1978) 211
- 21) R. L. Seliger, J. W. Ward, V. Wang, and R. L. Kubena: Appl. Phys. Lett., **34** (1979) 310
- 22) A. Wagner, T. Venkatesan, P. M. Petroff and D. Barr: J. Vac. Sci. Technol., **19** (1981) 1186
- 23) R. Gomer: Appl. Phys., **19** (1979) 365
- 24) K. M. Bowkett and D. A. Smith: *Field-Ion Microscopy* (North-Holland, Amsterdam, 1970)
- 25) L. W. Swanson, G. A. Schwind and A. E. Bell: Proc. 12th SEM Symp., vol. 1 (Washington,

- D. C., 1979) 45
- 26) R. J. Culbertson, G. H. Robertson and T. Sakurai: J. Vac. Sci. Technol., **16** (1979) 1868
 - 27) P. D. Prewett and D. K. Jefferies: J. Phys. D, **13** (1980) 1747
 - 28) 相原, 奥貫, 穴沢, 第13回 理研 シンポ「イオン注入とサブミクロン加工」予稿集 (1982. 2. 3) p. 23
 - 29) A. Wagner and T. M. Hall: J. Vac. Sci. Technol., **16** (1979) 1876
 - 30) L. W. Swanson, G. A. Schwind, A. E. Bell and J. E. Brady: J. Vac. Sci. Technol., **16** (1979) 1864
 - 31) L. W. Swanson, A. E. Bell, G. A. Schwind and J. Orloff: Proc. 9th Inter. Conf. on Electron and Ion Ceam Sci. Technol., (The Electrochem. Soc. Inc., 1980) 594
 - 32) M. Komuro: to be submitted to J. Vac. Sci. Technol.
 - 33) J. Mitterauer: Proc. 28th Inter. Field Emission Symp., (The Oregon Graduate Center, 1981) 89
 - 34) A. E. Bell and G. A. Schwind: *ibid.*, 86
 - 35) 古室, 加藤; 第29回 応用物理学 関係連合講演会発表予定 (1982. 4)
 - 36) J. Van de Walle, P. Sudraud, C. Colliex and A. Dixon: Proc. 28th Inter. Field Emission Symp., (The Oregon Graduate Center, 1981) 95
 - 37) A. Dixon, C. Colliex, R. Ohana, P. Sudraud and J. Van de Walle: Phys. Rev. Lett., **46** (1981) 865
 - 38) P. Sudraud, C. Colliex and J. Van de Walle: J. de Physique, **40** (1979) L-207
 - 39) R. L. Seliger, R. L. Kubena and V. Wang: Jpn. J. Appl. Phys., **21** (1982) Suppl. 21-1, p. 3
 - 40) R. L. Seliger and V. Wang: Proc. Inter. Field Emission Symp., (The Oregon Graduate Center, 1981) 57
 - 41) K. Gamo, T. Ukegawa, Y. Inomoto, Y. Ochiai and S. Namba: J. Vac. Sci. Technol., **19** (1981) 1182
 - 42) 井元, 落合, 松井, 蒲生, 難波: 第13回 理研 シンポジウム「イオン注入とサブミクロン加工」予稿集 (1982. 2. 3) p. 15
 - 43) P. Joyes and S. Ortoli: J. Phys. Lett., **41** (1980) 193
 - 44) A. R. Waugh: Proc. 28th Inter. Field Emission Symp., (The Oregon Graduate Center, 1981) 80
 - 45) N. Ernst, G. Bozdech and J. H. Block: Surface Sci., **80** (1979) 645
 - 46) A. B. El-Kareh and M. A. Smither: J. Appl. Phys., **50** (1979) 5596
 - 47) B. Zimmerman: Adv. Electron. Electron Phys., **29** (1970) 257
 - 48) Y. Kuk, T. Sakurai, R. J. Culbertson and G. H. Robertson: Appl. Phys. Lett., **36** (1980) 957
 - 49) T. Venkatesn, A. Wagner and D. Barr: Appl. Phys. Lett., **38** (1981) 943
 - 50) J. Mitterauer: Proc. 28th Inter. Field Emission Symp., (The Oregon Graduate Center, 1981) 75
 - 51) 吉田, 桑野, 山崎: 学振132委第75回研究会資料 (1980. 10. 13) p. 1
 - 52) K. Lam, T. R. Fox and R. Levi-Setti: Proc. 28th Inter. Field Emission Symp., (The Oregon Graduate Center, 1981) 59
 - 53) J. R. A. Cleaver and H. Ahmed: J. Vac. Sci. Technol., **19** (1981) 1145
 - 54) A. Wagner, D. Barr, T. Venkatesan, W. S. Crane, V. E. Lamberti, K. L. Tai and R. G. Vadimsky: *ibid.*, 1363
 - 55) 菊池, 吉田, 栗原: 学振132委第78回研究会資料 (1981. 10. 13) p. 19
 - 56) 石谷, 田村, 嶋瀬: 学振132委第78回研究会資料 (1981. 10. 3) p. 1
 - 57) 古室: 第13回理研シンポジウム「イオン注入とサブミクロン加工」予稿集 (1982. 2. 3) p. 19
 - 58) J. Orloff and L. W. Swanson: J. Vac. Sci. Technol., **19** (1981) 1149
 - 59) M. Komuro and H. H. Kawakatsu: J. Appl. Phys., **62** (1981) 2642
 - 60) M. Komuro: Proc. 5th Symp. on Ion Sources and Ion-Assisted Technology, (June 1, 1981) 45