

スピン電子顕微鏡の実用化をめざして

Application of Spin Polarized Electrons for Electron Microscopes

中 西 彊

Tsutomu Nakanishi

^a名古屋大学理学研究科

要 旨 NEA 表面放出機構を用いて電子を真空中へ取り出す GaAs フォトカソード型電子源はスピン偏極ビーム生成を可能とするなど幾つかの魅力的な能力を持つ電子源である。この偏極ビームを電子顕微鏡分野の研究者に利用して欲しいと願う立場から、ユーザーが知っておくべき基本的性能（偏極度、量子効率、電流密度、輝度、エネルギー分解能、運転持続時間など）についてその到達点と今後の可能性について解説する。最後に新型偏極電子源により磁性薄膜形成過程のスピン LEEM 画像（磁区構造）の実時間観察が可能となった例を紹介した。

キーワード：スピン偏極電子ビーム、偏極電子源、偏極度、輝度、NEA 表面

1. はじめに

我々が20年以上開発してきた偏極電子源は図1に示すように2つの物理機構から成り立っている。GaAs系半導体中の価電子を円偏光で伝導帯に励起しスピン偏極電子を創る“光偏極機構”と負の電子親和性（NEA）を持たせたGaAs表面からトンネル効果を用いて偏極電子を真空中へ脱出させる“NEA表面放出機構”の組み合わせである。この方式の有効性は1975年頃に原理的に証明されたが、当初のバルクGaAs結晶では偏極度が～30%と低いなど多くの欠点があり、図にはGaAsの代わりに“歪み超格子薄膜”を示してある。

さて偏極電子源を実際に使う立場から改めてこの図を観ると、結晶と真空の境界となるNEA表面が最も不安定要因となることが想像してもらえらるだろう。NEA表面の実体は、高密度p型不純物ドーピングによりband bendingさせたGaAs (Ga-rich) 表面にCs原子を添加し、Ga(-)-Cs(+)ダイポール層を形成することにより、最大で300 meV程度のNEAを実現させるものである。実験技術として厄介なことは、この2重極NEA表面層が真空側からの残留ガス分子の付着やイオン衝撃などのミクロ的擾乱を受けるとNEA状態の局所的破壊が徐々に進行する結果として、量子効率の低下を招くことであり“NEA表面寿命問題”と呼ばれている。

一方、我々がこの厄介なNEA表面と縁を切らず長年辛抱強く付き合ってきた理由もまた明白であり、NEA放出機構が他の電子源では不可能なビーム性能の実現を可能にしてく

れるからである。我々の技術開発の内容を一言でまとめると、図1にある“偏極機構と放出機構の利点を伸ばし欠点を緩和する試み”を継続し、従来の性能限界をいくつかの項目で突破できたことである。以下にはこの視点から偏極電子源のビーム性能を個々に取り上げて解説する。

2. 円偏光励起を使う偏極機構が可能とするビーム性能

図1の左半分が示す偏極機構は“レーザー電子源”と称される特徴を持ち、1) スピン偏極機能の他にも重要な利点をもたらす。まずこの機構はレーザー光・制御による電子ビーム・制御を可能としており、さらに2) 照射レーザー光の波形が基本的にはそのまま電子ビーム波形に転写されるので波形制御が容易となり、3) 円偏光のヘリシティ（右巻き／左巻き）のランダムな高速切り替えに呼応して電子ビームのヘリシティ（左巻き／右巻き）も切り替わるので、バックグラ

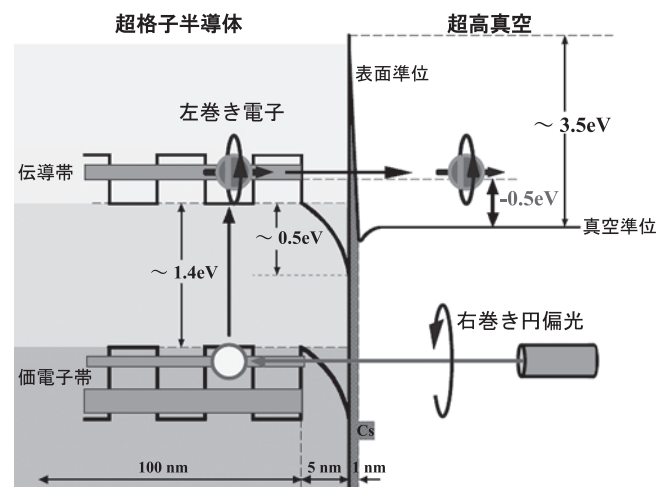


図1 GaAs フォトカソード型偏極電子源

^a 〒464-8602 名古屋市千種区不老町
TEL: 052-789-2898; FAX: 052-789-2897
E-mail: nakanishi@spin.phys.nagoya-u.ac.jp
2009年2月24日受付

ンドに埋もれた微小なスピン効果を抽出する精密実験が可能となる。同様に4) レーザー照射スポットサイズがほぼそのまま電子源サイズとなることから、照射レーザー波長に近いサイズの微小電子源を作ることが可能となる。(この利点に着目し高輝度化を達成した我々の試みは第6節に後述)

3. NEA 表面放出機構のおかげで実現されるビーム性能

3.1 90%スピン偏極度, 0.5%量子効率

バルク GaAs 結晶では50%が偏極度限界となるのは Γ 点における価電子帯の重い正孔と軽い正孔の縮退のせいであり、この縮退を解き、例えば重い正孔のみを光励起できれば伝導帯に100%近い偏極度を持つ電子を生成できる。ただし、この高偏極度電子のエネルギーは伝導帯の底にあり、これをビームとして真空中へ引き出すにはNEA 放出機構の利用が前提となる。すなわち、高偏極度化が可能なのはNEA 放出機構のおかげである。

さて価電子帯の縮退を解くには、“GaAs を歪ませる”または“超格子構造にする”という2つの手法が有効であることは、前者の“歪み GaAs 薄膜”で86%¹⁾、後者の“GaAs-AlGaAs 超格子薄膜”で70%²⁾の偏極度を我々が世界に先駆けて実現したことにより証明された。

その後、量子効率も同時に高くできるフォトカソードの試作に取り組んだ結果、歪み超格子薄膜が最も有望であることを突き止め、現在の最高性能としては、図2(左)に示すようにGaAs-GaAsP 歪み超格子薄膜によって92%偏極度, 0.5%量子効率が得られている^{3,4)}。この場合の重い正孔と軽い正孔のエネルギー差は ~ 80 meVであった。図2(右)は、我々が1990年代を通して開発してきた試作フォトカソードの最大偏極度とその量子効率の実験結果を2次元プロットにしたものである。

なお量子効率について付言すると、歪み超格子の0.5%はバルク GaAs の $\sim 10\%$ (@850 nm) に比べて見劣りするが、重い正孔のみを励起しているに加えて、スピン減偏極を

減らすため厚さ $0.1 \mu\text{m}$ の薄膜にしてあるのが最大の原因である。この超格子薄膜を素通りするレーザー光を薄膜とバッファ層の間に挿入した Bragg 反射膜で反射させ、励起に再び利用する手法の有効性については、歪み GaAs 薄膜フォトカソードの量子効率を約1桁向上させた我々のデータによりすでに証明されている⁵⁾。

3.2 100 meV 以下の電子ビームエネルギー分解能

電子顕微鏡用電子ビーム源の重要課題の一つに低エネルギー分布化があるが、これは高エネルギー加速器用の低エミッタンス化にも共通する要求である。この性能についてもNEA 放出機構は、熱電子型や電界放出型の電子源に対して潜在的優位性を持っている。この仕組みを模式的に示したのが図3である。

バンド間光励起機構を前提とすると、伝導帯の底にある電子が真空中へ放出されるときに持てるエネルギーは結晶格子振動に相当する熱エネルギーとNEA 表面の band bending 領域で得る加速エネルギーしかない。そこでさらにNEAの大きさを0(ゼロ)に近づけると加速エネルギー幅は0になり、残るのは結晶温度に相当する熱エネルギー(室温では ~ 27 meV)のみとなる。この値は他の電子源の最小値 ~ 300 meV に比べて1桁小さいが、NEA ≈ 0 では量子効率が低くなりすぎる恐れ等があり、理想化した値とみなすべきである。このNEA 放出機構の利点は低エミッタンス化にも有用であり、実際に1 mm 半径のレーザーで室温の GaAs フォトカソードを照射したときの熱エミッタンスが $0.15 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ となることが我々の実験でも確かめられている⁶⁾。

残念ながら熱エネルギー程度の分解能の実現は電子顕微鏡用電子源としてはまだ達成されていない。一方、低エネルギー電子ビームをリング内に貯蔵したイオンと衝突させる精密実験を続けている Heidelberg の Max. Plank 研究所では液体窒素で冷却した GaAs から約10 meV 分解能で1 mA 程度の大電流ビームを生成している⁷⁾。なお、筆者らも第6節で述べる“透過光吸収フォトカソード”を用いて室温でのエネルギー

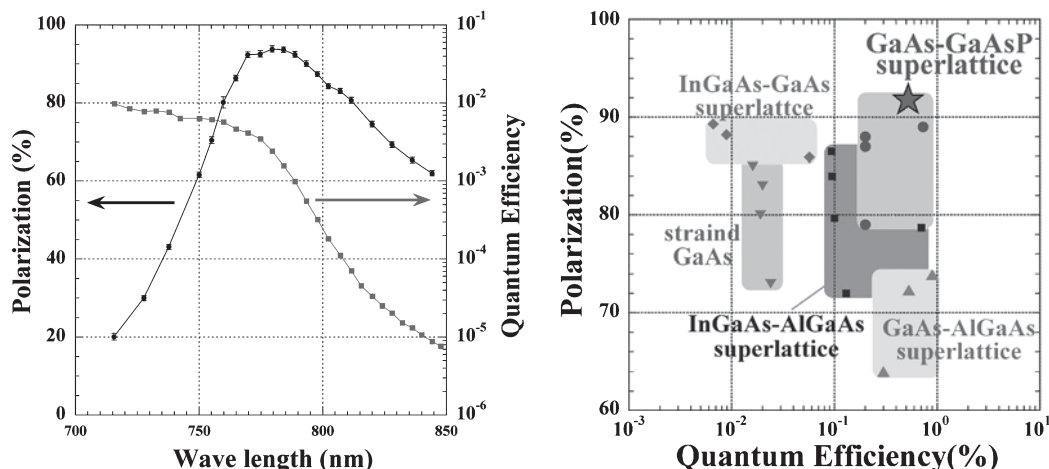


図2 (左):GaAs-GaAsP 歪み超格子薄膜フォトカソードによる電子偏極度と量子効率スペクトル. (右):試作したフォトカソードの電子偏極度と量子効率についての2次元プロット

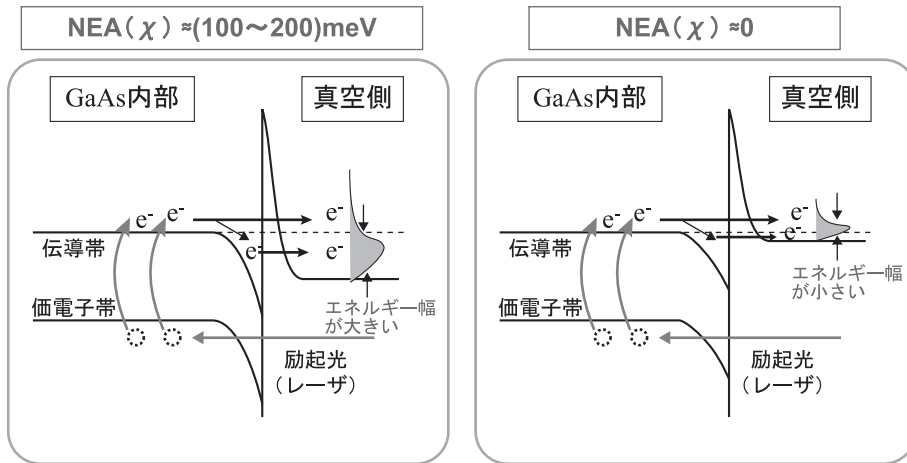


図3 NEAの大きさと電子線エネルギー分布幅の因果関係

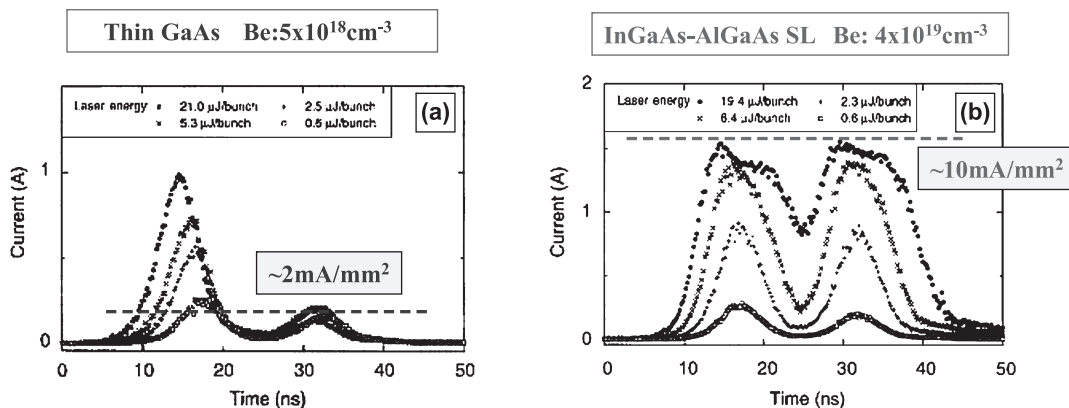


図4 (左): ナノ秒幅ダブルパンチビーム生成時に現れた表面電荷制限現象. (右): 高密度 p 型不純物ドーブの超格子フォトカソードによる表面電荷制限現象の抑制

分解能が 100 meV を切るビーム生成実験を行う計画を検討している。

4. NEA 表面放出機構により制限される性能の回復方法

4.1 電流密度に対する表面電荷制限現象

電子銃のカソードから引き出し可能な電流密度がいわゆる空間電荷効果制限を受けるのは当然であるが、NEA 放出機構を使うと band bending 領域に溜まる伝導電子が引き起こす表面電荷制限現象によりもっと低い電流密度に抑制される。図 4 (左) は 70 keV のナノ秒幅ダブルパンチビーム生成時に現れた我々の実験例であり、レーザー光は均等なダブルパンチを照射したにもかかわらず、レーザーエネルギーを増やしてゆくと電子ビームの方はレーザーに追従した波形では放出されない。この現象を緩和する手法としては、1) band bending 領域に溜まる電子数を減らす、2) 溜まった電子を素早く正孔と再結合させて消すことが有効と考えられる。我々は半導体フォトカソードに 2 つの工夫 (フォトカソードに超格子構造を採用すること、GaAs 表面層にのみ超高密度 p 型ドーブをして band bending 領域幅を縮めること) を施すと図 4 (右) のような均等なダブルパンチを生成できるこ

とを実証した⁸⁾。ちなみにこの実験でのピーク電流密度は $\sim 10 \text{ mA/mm}^2$ である。なお、我々の電流密度の最高記録は、後述の高輝度化偏極電子源で得られた $\sim 5 \text{ A/mm}^2$ であり、NEA 表面機構は大電流密度の取り出しにも適していると言える。

さらに、この photo-voltage 効果による band bending の減少と回復の過程を Ga や As の内殻電子を電離した XPS スペクトルのシフトとして直接観察する実験も鎌田雅夫らとの共同研究によって行われ、やはり超格子フォトカソードの有用性が実証されている⁹⁾。

4.2 超短パルスビーム生成に対する制限

NEA 放出機構は伝導帯電子に対して結晶内でのドリフト後も表面に辿り着きさえすれば真空中へ放出される機会を与える。この機構は、「高い量子効率の実現」という利点をもたらす反面、超短パルス幅のレーザーで照射しても電子パルスの幅の方はドリフト時間のゆらぎにより広がるという欠点をも招いてしまう。フォトカソードを薄膜にしてドリフト時間を短縮すればこの欠点はかなり緩和されると予想される。実際に Mainz 大学で開発した装置を用いて我々の超格子フォトカソード (厚さ $0.1 \mu\text{m}$) を 1.3 ピコ秒幅 (FWHM) レーザー

で照射し、生成した弱い電流 70 nA のピコ秒電子ビームの波形を調べたところ、6 ピコ秒幅のガウス波形となることが確かめられた¹⁰⁾。またこれより電流強度を増やした場合には空間電荷効果による波形幅広がりの方が断然優勢となるので電子銃自体を高電界化する必要があることも明らかとなった。

5. NEA 表面放出機構を守る技術の重要性

これまで NEA 放出機構がもたらす利点を説明してきたが、電子源の長期運転という立場からはこの NEA 表面を外部の擾乱から大切を守る技術が求められる。そして我々の経験によればこの技術が最も難しいことを痛感している。NEA 化は Ga(-)-Cs(+) 双極子表面層が担うことはすでに述べたが、これをミクロ的に破壊する要因としてつぎのような現象が挙げられる。

- (1) 残留ガス分子の付着現象
- (2) 高電界印加時の暗電流により生成されるガス分子の付着や X 線の与える衝撃現象
- (3) 電子ビーム自身が電極間や下流のビームライン上に含まれる残留ガス分子や金属壁等に衝突したときに生成される正イオンや中性分子が NEA 表面へ逆流して与える衝撃現象

これらの現象を図 5 に示してあるが、NEA 表面そのものが電子放出機構の主役であるから「保護膜」などの手法が使えない以上、NEA 表面を守るにはこれらの原因をすべて地道に取り除くしか方法はない。

(1) の軽減は NEA 表面周辺で極高真空環境を作る技術を要求する。基本的な処方箋は“ガス放出の少ない素材の使用”，“クリーン表面処理”，“高温ベーキング”，“排気速度の増強”などである。我々の場合は、高品質ステンレス鋼、複合電解研磨、200°C ベーキング、NEG（非蒸発性吸着）ポンプによる排気速度増強によって、ビーム無し真空度として 200 keV 電子銃では $\sim 1.2 \times 10^{-9}$ Pa¹¹⁾、20 keV 電子銃では $\sim 5.0 \times 10^{-10}$ Pa¹²⁾ をそれぞれ実現している。なお、この極高真空度を維持するためには電子銃の下流に接続する装置からの残留

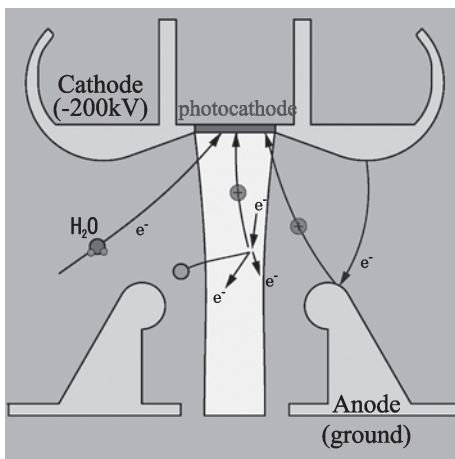


図 5 NEA 表面を破壊するミクロな物理機構

ガス分子の流入を減らす工夫が必要不可欠であった。

(2) が深刻になるのは、電子銃の高輝度化や低エミッタンス化実現のためにフォトカソード表面への高電界印加が要求される場合であり、電極間の暗電流を抑止する技術への要求度が高くなる。一般の直流電子銃の場合、電極表面の最大印加電界は 8 MV/m 以下にすることが放電対策上の安全圏と見られているが、NEA 表面に対しては、放電以前の電界放出暗電流から衝撃を受けるアノード電極からの放出ガスによる悪影響が問題となるので、「全暗電流を 10 nA 以下のレベルに抑制すること」が必須条件となる。

この技術修得のために我々は KEK と共同で暗電流試験専用装置を作り、試験電極間の電界放出暗電流の表面電界と電極間距離に対する依存性を調べた。電極材質としてはステンレス鋼、銅、モリブデン、チタンを試験した結果、「陰極としてはモリブデン、陽極としてはチタンがベストである」ことを突き止めた。一例として電極間距離を 0.5 mm にした場合の暗電流データを図 6 に示す¹⁴⁾。この“モリブデン陰極—チタン陽極”は、我々の 200 keV 電子銃（フォトカソード印加電界は 3.0 MV/m）と 20 keV 電子銃（同じく 5.0 MV/m）に使用されたが、いずれも全暗電流を 1 nA 以下に抑制できたという実績を示している¹¹⁾。なお、関連技術として GaAs の NEA 表面化を電子銃で行うとカソード電極に付着・蓄積する Cs が放出サイトとして暗電流の増加を招くので、NEA 化は別の活性化チャンバーで行う必要があることを言い添えておく。

上記の (1) と (2) の要求が満たされるとビーム無しでの NEA 表面寿命は十分に長くなる。最後に残るのは、ビーム強度に比例して深刻度を増す (3) の NEA 表面への正イオンの逆流を減らす課題である。現在までの我々のベスト寿命は、図 7 にあるように、200 keV 電子銃から 50 μ A の一定電流を引き出した実験時の量子効率 (Q.E.) が 1/e に低下するまでの 120 時間である¹¹⁾。このとき電子銃真空度の方は $\sim 2 \times 10^{-9}$ Pa から少しずつ上昇する傾向を示している。さて、

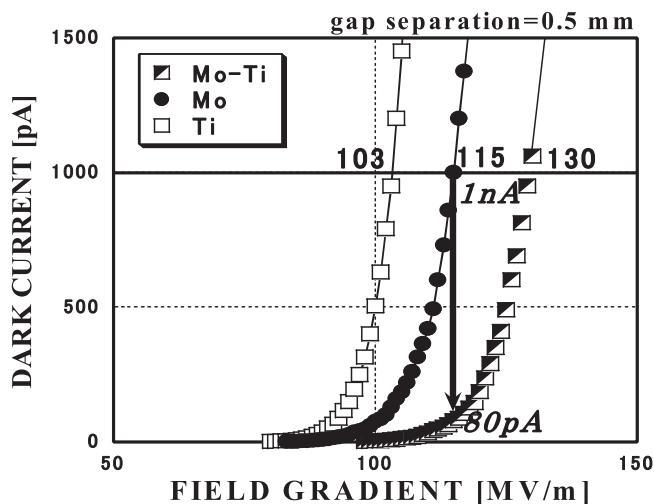


図 6 3 種類の試験電極が示した暗電流特性

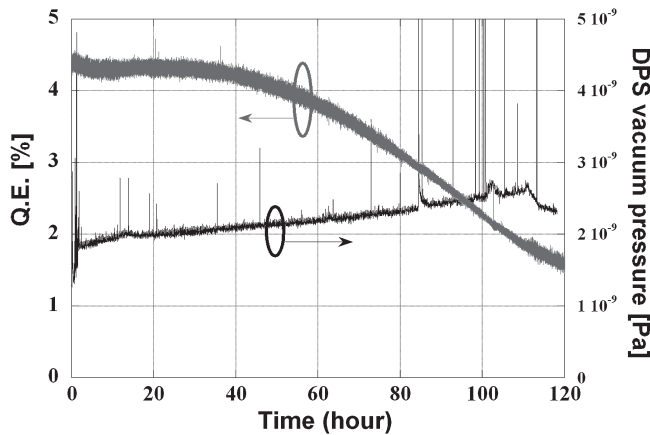


図7 50 μA の一定電流を引き出したときの量子効率の低下と極高真空度の悪化

この寿命値は 50 μA 電流での長期運転は十分に保証している。なぜなら、量子効率の低下した NEA 表面を作り直す再活性化作業、すなわち、load-lock 機構で活性化チャンバーに戻した結晶の表面を加熱洗浄し Cs と酸素を添加して量子効率の回復を確認した後に電極位置に戻すのに必要となる (3~5) 時間は 120 時間に比べて十分に短いからである。なお、この長寿命化には、電子ビームハローが下流の移送系の構成要素を叩くことにより 2 次粒子を生成する過程を丹念に潰し、Faraday cup までの移送効率を 97% 以上に保つことが必要であったことも言い添えておく。

6. 透過光吸収フォトカソードによる偏極電子源の高輝度化

この節では表面電子顕微鏡 (LEEM) の専門家である大阪電通大の越川孝範氏らとの共同研究として 2005 年度から始めた電子顕微鏡用偏極電子源の開発状況について紹介する。大阪電通大の LEEM 装置では LaB_6 エミッター無偏極電子源を用いて金属基板上に他の金属を蒸着させる薄膜形成過程をリアルタイムで観察できる。これを偏極電子源に置き替えると蒸着膜のスピンの情報である磁区構造を観測できる SPLEEM 顕微鏡となるのだが、従来型の偏極電子源のビーム輝度は LaB_6 エミッターにくらべて 2 桁以上も低いことから 1 枚の SPLEEM 画像を得るのに 10 秒以上もかかりリアルタイムでの観察は断念せざるを得ないという欠点があった。

この状況を変えるために、我々は図 8 に示す透過光吸収型フォトカソードを提案¹²⁾し、これを装着した偏極電子源 (JPES-1) を試作した¹³⁾。その狙いは偏極電子を生成するレーザー光のスポットサイズの最小化による高輝度化の実現である。従来型偏極電子源はレーザー入射と電子放出の両方を結晶の前面で行うために光収束レンズを結晶に近づけることが不可能であり、レーザースポットサイズは 0.1 μm がほぼ限界であった。新方式ではレーザー光と電子ビームの行路が分離されるのでそれぞれに最適の収束系を使うことが可能となり、スポットサイズについてはレーザー波長に近づけることが期待できる。

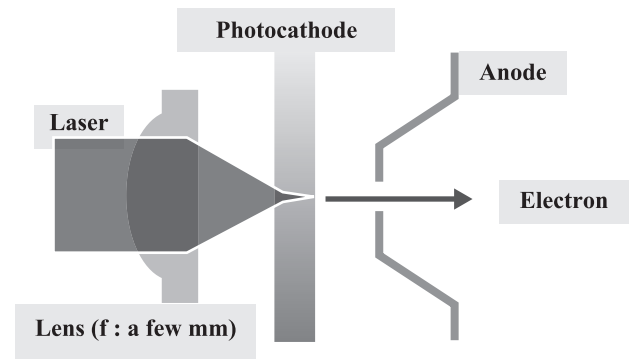


図 8 透過光吸収フォトカソードの概念図

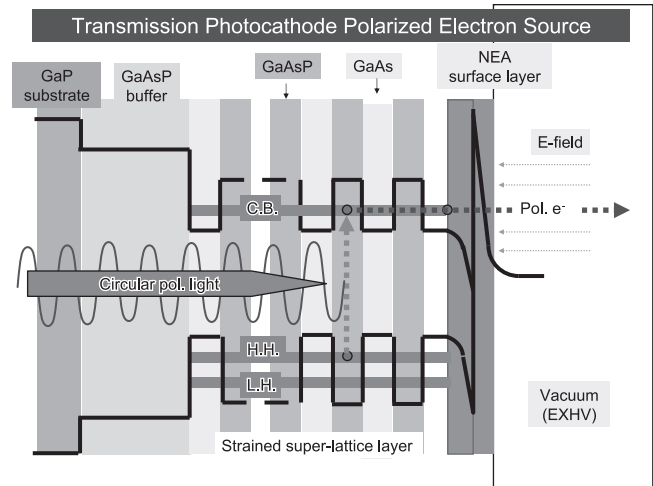


図 9 透過光吸収フォトカソード型偏極電子源の詳細図

新方式のフォトカソード結晶としては、図 9 のように励起レーザー光 (波長 780 nm) を透過させるため従来型の GaAs 基板を GaP 基板に変更したが、偏極電子の生成を担う超格子の構造パラメーター自体には変更を加えないサンプルをまず試作して実験した。

つぎに JPES-1 のレーザー収束系の構成図と収束スポットモニター画像 (フォトカソード表面で反射され逆行してきた光像を CCD カメラで撮ったもの) を図 10 に示す。ファイバーで電子銃に導かれたレーザー光は 3 mm ϕ の平行ビームとして 1/4 波長板で円偏光に変換された後に、極高真空中に保持された収束レンズを透過する。このレンズステージによりレーザースポット径 (FWHM) は波長 0.8 μm に対して 1.3 ~ 1.4 μm まで絞り込まれ、従来方式に比べて 1/100 のサイズにすることができた¹³⁾。

さて、電子源輝度は電子エネルギーに比例する性質があり、この依存性を取り込んだ還元輝度は次式で表現される。ここで、I は放出電流、S は電子放出源の半径、R はこの放出源から距離 L だけ下流で測定した電子ビームの半径、U はビームエネルギーである。

$$B_r = I \frac{1}{\pi S^2} \frac{L^2}{\pi (R-S)^2} \frac{1}{U}$$

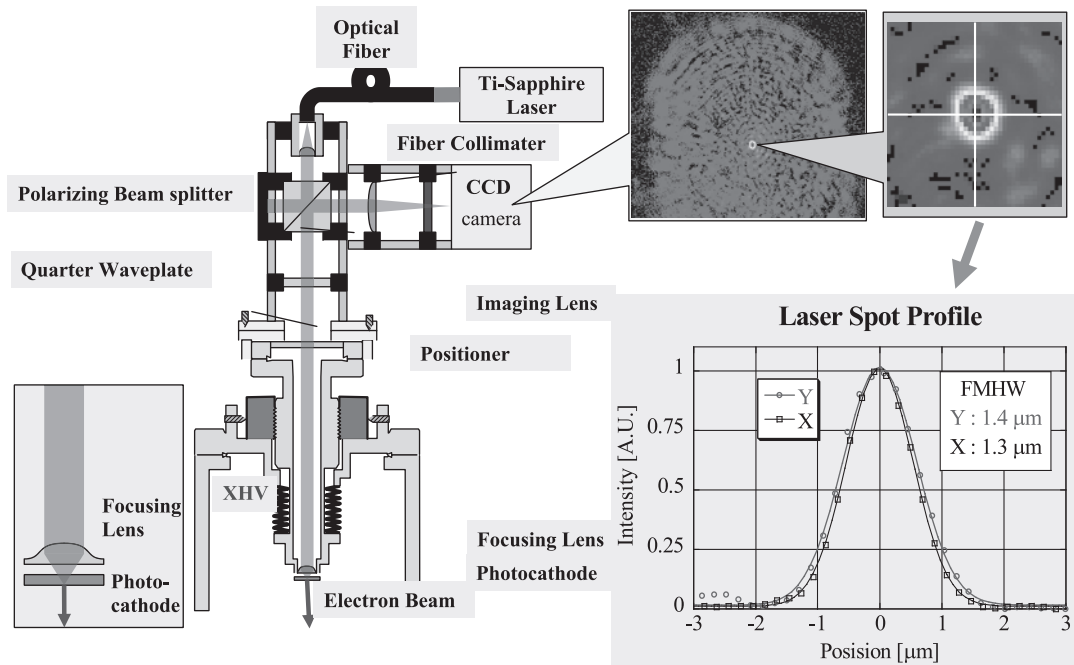


図 10 収束レンズ系によるレーザスポットの最小化とモニターによる実測結果

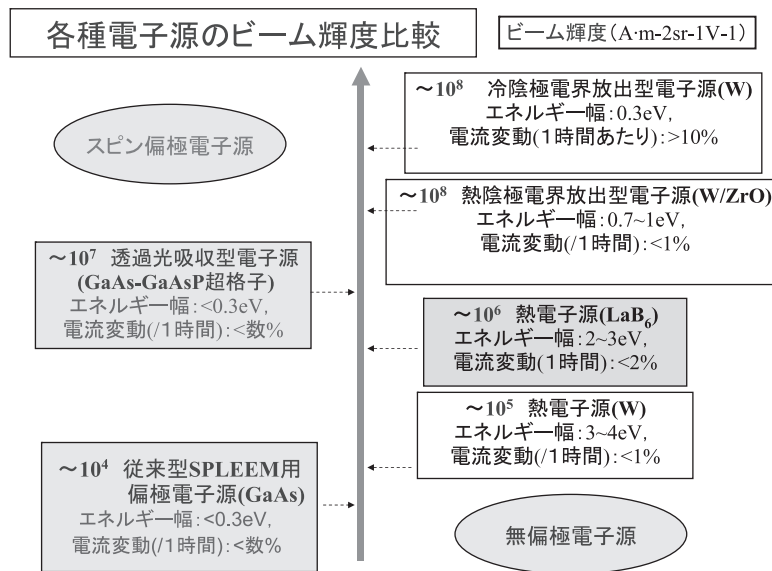


図 11 各種電子源のビーム輝度，エネルギー幅，電流変動（いずれも標準的な値）の比較

JPES-1 を用いて得られた最大輝度を与えた実験パラメータは、 $I = 16 \mu\text{A}$ 、 $S \approx 1.5 \mu\text{m}$ （レーザスポット半径に結晶内の拡散広がりを加えた値）、 $L = 531 \text{ mm}$ 、 $R \approx 1.0 \text{ mm}$ 、 $U = 20 \text{ keV}$ であり、還元輝度として $1.0 \times 10^7 (\text{A}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{V})$ が得られた¹³⁾。

図 11 にはすでに実用化された各種の電子源の輝度，エネルギー分解能，電流変動の標準値を示してある。透過光吸収型フォトカソードの輝度は従来型に比べて 3 桁と画的に改善されたことがわかる。さらに強調したいのは「無偏極 LaB₆ エミッターよりも 1 桁ほど高い」ことである。これによって「偏極電子ビーム化すると輝度が落ちる」というこれまで

の常識はすでに過去のものですることができた。

さて高輝度化の決め手は電子源サイズをレーザー波長に近い $\sim 1 \mu\text{m}$ に縮小できたことである。今後のさらなる高輝度化はニードル状のカソード結晶から偏極電子ビームを放出させることである。我々はすでに GaAs-tip から偏極電子を引き出す¹⁵⁾ などこの方向への試みも開始しており、今後もさらに発展させたいと考えている。

透過光吸収型フォトカソードにおいても 90% 偏極度が実現された経緯については、図 12 を用いて紹介しておく¹⁶⁾。従来型フォトカソードの基板を GaAs から GaP に変更しただけの超格子結晶構造を 1 番左に示してあるが、この結晶で

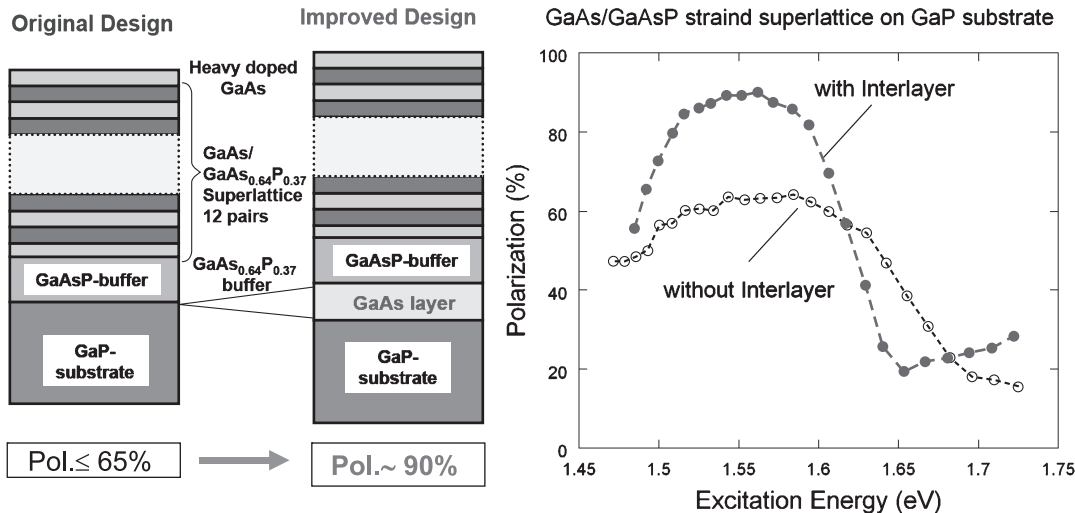


図 12 透過光吸収 GaAs-GaAsP 歪み超格子薄膜フォトカソードによる 90%偏極度の達成

得られた偏極度は 65% 止まりであった。この原因はスピンの右巻きと左巻きを分けた 2 つの量子効率スペクトルの比較から結晶内での減偏極効果が増大したためと推定された。そこで結晶内に生じた格子欠陥をミクロに観察した結果、超格子層へ歪みを導入するために GaP 基板の上に成長させる GaAsP バッファ層に生ずる歪みが大きな差異をもたらすことを突き止めた。すなわち GaAs 基板の場合の引っ張り歪みから GaP 基板の圧縮歪みへの変更にもとない格子欠陥もクラック型から転移型に代わることで、そして、このバッファ層の欠陥は偏極電子を生成する超格子層にもそのまま受け継がれることから、転移型の格子欠陥が大きな減偏極を引き起こすことが予測できた。バッファ層の歪み方を元に戻すために GaP 基板の間に 0.5 μm 厚さの GaAs 層を故意に挿入したフォトカソードにより 90% の偏極度が得られたことがこの予測の正しさを証明した¹⁷⁾。ただし、GaAs 層の挿入は応急措置であり、この中間挿入層を光吸収損失のない半導体に代える試みが進行中である。

さて、最後に我々の高輝度偏極電子源を用いた SPLEEM による蒸着過程における磁性金属表面の磁区構造変化を観察した実験データを紹介する。まず SPLEEM 像を得る手法を図 13 に示してある。この図は偏極電子ビームのスピンを表面上に寝かせた場合の画像 (I_{\uparrow}) とその向きを 180 度反転した画像 (I_{\downarrow}) を撮った場合を示してあるが、任意のスピンの向きの場合にもこれら 2 つの画像の和 ($I_{\uparrow} + I_{\downarrow}$) を取ると無偏極ビームで撮ったのと同じ LEEM 像が得られるのに対して、2 つの差 ($I_{\uparrow} - I_{\downarrow}$) を取るとスピン効果 (すなわち磁区構造) のみが抽出された SPLEEM 画像が得られる。

SPLEEM 実験の現況は上記の JPES-1 により確立できた技術を用いて製作した 20 keV 実用機 (JPES-2) を大阪電通大の LEEM と結合し、鮮明な SPLEEM 画像を撮るために偏極電子ビーム生成系およびビーム移送系を調整している段階である。我々が目標としてきたリアルタイム観察がこの予備実

験においてもすでに可能となることが判明したので、その SPLEEM 画像を図 14 に紹介しておく。

4 枚の SPLEEM 画像は、タングステン基板上に蒸着したコバルトの最表面層に偏極電子ビームを照射して撮った SPLEEM 画像の取得時間を 0.04 秒から 0.4 秒まで変化させたものである。時間を長くするとコントラストが鮮明になるのは当然として、0.04 秒でも磁区構造がみえており 0.1 秒ではさらに鮮明となる。すなわち従来型偏極電子源では同じ画質の画像を撮るのに 10 秒を要したのに比べて我々の電子源はこれを約 1/100 に短縮できた結果として磁区構造変化のリアルタイム観察が可能となった。これはもちろん高輝度と高偏極度の賜物である。ただしこの画像を撮った実験条件は、電子源電流が 0.8 μA と JPES-1 の実績値から 1 桁低く、また、LEEM 入口へのビーム移送効率も 30% 以下であったことから、我々は装置の完成度を上げるによりもっと短時間でさらに鮮明な画像の取得が可能であると考えている。

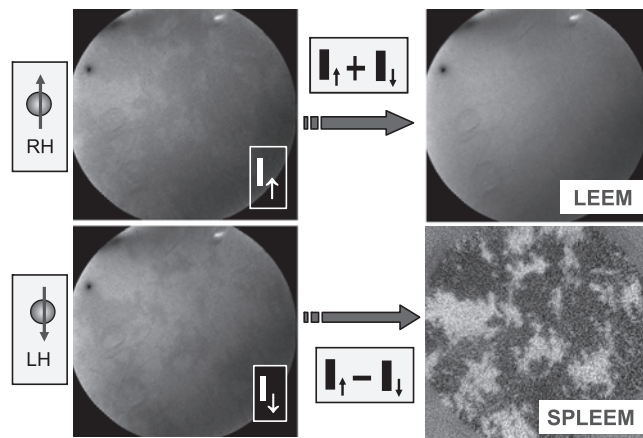


図 13 偏極電子ビームによる SPLEEM 画像の取得方法

Co/W(110), FOV=30 μ m, Emission~800nA

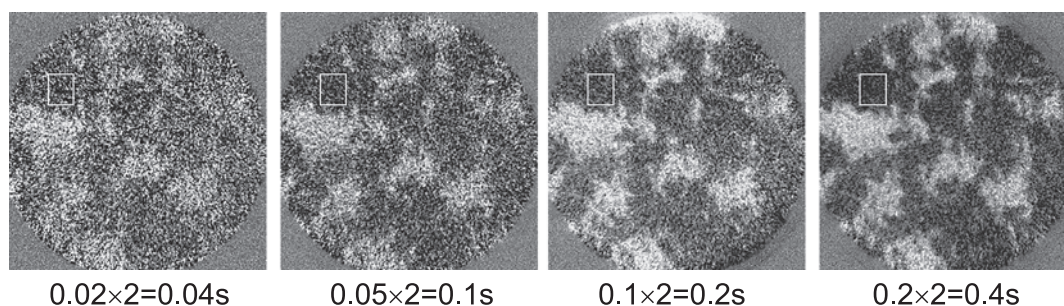


図 14 磁区構造のリアルタイム観察の実現例

7. まとめと謝辞

以上、我々のスピン偏極電子源のビーム性能の限界は“光励起偏極機構”と“NEA 放出機構”に強く規制されていることを紹介してきた。興味を持たれた方は我々の技術開発過程を紹介した解説文^{18,19)}についても参考にしていただければ幸いである。我々の“地道な技術開発”によって（少なくとも原理的には）スピン偏極電子ビームが応用できる実験の範囲をかなり広げることができると自負している。なお、第 6 節で紹介した SPLEEM による磁区構造のリアルタイム観察をめざした研究は JST（日本科学技術振興機構）の先端計測分析要素技術開発プログラムの一つとして、筆者（中西 彊）をチームリーダーとして推進し、名大の理学研究科（奥見正治、山本将博、桑原真人）と工学研究科（竹田美和、宇治原徹、山本尚人）、大阪電通大（越川孝範、安江常夫、鈴木雅彦）、日立中央研究所（大嶋卓、孝橋照生）、大同工業大学（坂貴）、大同特殊鋼（加藤俊宏）、大阪府大（堀中博道）など多くの研究グループの寄与により目標に到達できたことを記して感謝する。今後の予定としては JST から支援を受けて「貸し出し可能なデモンストレーション用の偏極電子源装置」を現在製作中であり、SPLEEM 以外にもスピン逆光電子分光やスピン透過型電子顕微鏡などの表面分析装置への導入に興味を持たれる物性研究者と連携しそれぞれの装置での実用化を目指す方向での展開に弾みをつけたいと考えている。

文 献

- 1) Nakanishi, T., Aoyagi, H., Horinaka, H. *et al.*: *Phys. Lett.*, A158, 345–349 (1991)
- 2) Omori, T., Kurihara, Y., Nakanishi, T. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.*, 67, 3294–3297 (1992)
- 3) Nakanishi, T., Togawa, K. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, A455, 109–112 (2000)
- 4) Nishitani, T., Nakanishi, T., Yamamoto, M. *et al.*: *J. of Appl. Phys.*, 97, 094907 (2005)
- 5) Saka, T., Katoh, T., Nakanishi, T. *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32, L1837–1840 (1993)
- 6) Yamamoto, N., Yamamoto, M. *et al.*: *J. of Appl. Phys.*, 102, 024904 (6 pages) (2007)
- 7) Weigel, U., Orlov, D.A., Terekhov, A.S. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, A536, 323–328 (2005)
- 8) Togawa, K., Nakanishi, T. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, A414, 431–445 (1998)
- 9) Tanaka, S., Nishitani, T., Nakanishi, T. *et al.*: *J. of Appl. Phys.*, 95, 551–556 (2004)
- 10) Hartmann, P. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, A538, 33–44 (2005)
- 11) Yamamoto, M., Nakanishi, T. *et al.*: to be published in *Nucl. Instr. and Meth.*
- 12) 中西 彊：特開 2007-258119（名古屋大学）「スピン偏極電子発生装置」
- 13) Yamamoto, N., Nakanishi, T. *et al.*: *J. of Appl. Phys.*, 103(6), 064905 (2008)
- 14) Furuta, F., Nakanishi, T., Okumi, S. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, A379, 15–20 (1996)
- 15) Kuwahara, M., Nakanishi, T., Okumi, S. *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.*, 45, 6245–6249 (2006)
- 16) Jin, X., Yamamoto, N. *et al.*: *Appl. Phys. Express*, 1, No. 4, Article No.: 045002 (2008)
- 17) Jin, X., Maeda, Y., Saka, T., Ujihara, T. *et al.*: *J. of Crystal Growth*, 310, 5039–5043 (2008)
- 18) 中西 彊：表面科学, 29-11, 672–681 (2008)
- 19) 中西 彊：加速器, 2-2, 211–217 (2005)