

スピン偏極パルス透過電子顕微鏡の開発

—偏極電子源の原理とその応用—

Development of Spin-Polarized and Pulsed Transmission Electron Microscope
—Based on the Fundamentals and the Advantage of Polarized Electron Source—桑原 真人^{a*}, 中西 彊^b, 竹田 美和^a, 田中 信夫^{a,c}

Makoto Kuwahara, Tsutomu Nakanishi, Yoshikazu Takeda and Nobuo Tanaka

^a名古屋大学大学院工学研究科^b名古屋大学大学院理学研究科^c名古屋大学エコトピア科学研究所

要旨 スピン偏極電子源は、負の電子親和性表面を有する半導体フォトカソードを用いたレーザー駆動型電子源である。この電子源は名古屋大学中西らの研究により、量子効率0.5%において92%の高いスピン偏極度を可能とし、ピコ秒パルス電子の生成や 10^7 A/m²・sr・Vの高輝度電子ビーム生成が実現されている。その生成には半導体光物性、固体内の電子輸送過程、表面、そしてビーム物理と複合的な要素を考慮して開発されてきており、本記事ではスピン偏極電子生成原理とその特徴、またその特色を生かした透過電子顕微鏡への応用研究を紹介する。我々は既にスピン偏極電子源を透過電子顕微鏡に搭載しパルスTEM像の取得やEELS測定を実施しており、そのゼロロスピーク幅が0.3 eV以下であることを確認するに至っている。最後に電子顕微鏡への応用として大きな一歩を踏み出したことについて触れたい。

キーワード：スピン、フォトカソード、透過電子顕微鏡、パルス、エミッタンス

1. はじめに

近年、内部自由度であるスピンはナノ磁性デバイスやスピントロニクスなど様々ところに利用されており、さらに量子情報分野においてもキュービットとしての応用が期待されている^{1~4}。また、素粒子・原子核実験においても根幹を成す測定パラメータであり、スピンは非常に重要な物理量となっている⁵。一方、透過電子顕微鏡に目を移すと、ローレンツ顕微法やホログラフィーを用いてナノワイヤー中の磁壁移動の観測やヴォルテックスビームの発現、スキルミオンや局所ポテンシャルのマッピング測定が精力的に進められており、スピン・角運動量とそれに相互作用する4元ベクトルポテンシャルの観測に注目が集まっている^{6~8}。さらにパルス電子線を用いて、空間の3次元情報のみならず時間分解を含めた4次元情報の取得が米国を中心に進められている^{9,10}。これは電子照射に対して脆弱な生物試料の観測においても有用であり、1ショットパルス撮像により試料ドリフトや試料の損傷が起こる前に像を取得することが可能となる。

電子スピンを揃えた電子線であるスピン偏極電子線は、負の電子親和性 (NEA: Negative Electron Affinity) 表面を有する半導体フォトカソードを円偏光レーザーにより励起することで生成される。そして、特に高い量子効率と高いスピン偏極度の両立が可能なる方式として、加速器用に開発研究がなされてきた。スピン偏極電子源は現在までに、高い偏極度 (~90%) かつ高い量子効率 (0.5%) を実現し、表面電荷制限現象の克服により高繰り返し・大電流のサブナノ秒パルス偏極電子ビーム (サブナノ秒マルチバンチビーム) の生成などを達成してきた^{11,12}。さらに、優れた時間応答を示す光陰極であることから、電子顕微鏡における時間分解実験に大きなアドバンテージを有する。

一方、磁性体表面の磁区構造やスピン偏極状態密度の観測にスピン偏極電子線を必要とする表面分析方法として、偏極電子エネルギー損失分光 (SPEELS) やスピン偏極逆光電子分光 (SPIPES) がある^{13,14}。またスピン偏極低速電子顕微鏡 (SPLEEM) や透過電子顕微鏡への応用も進められている^{15,16}。特に透過電子顕微鏡では、スピン偏極電子線を用いたスピンナノ構造解析の可能性や、その狭いエネルギー分散幅による電子エネルギー損失分光の高分解能化 (およびスピン分解) が可能な電子源として注目されている。さらに時間分解測定や1ショットパルス撮像が可能である。このようにスピン偏

^a 〒464-8603 名古屋市千種区不老町
TEL: 052-789-3597; FAX: 052-789-3597
* E-mail: kuwahara@esi.nagoya-u.ac.jp
2012年12月14日受付

極電子源を用いた透過電子顕微鏡の開発は、次世代分析手法に大きな変革をもたらす挑戦的研究であり、本特集記事ではスピン偏極電子生成方法とそのスピン偏極透過電子顕微鏡の概況を報告する。

2. スピン偏極電子線の生成原理

スピン偏極電子線を生成するために、GaAs をベースにしたIII-V族半導体をフォトカソードに用いている。半導体フォトカソードとは、半導体に励起光を照射することにより、電子線を光電効果で生成する陰極物質である。フォトカソードによるスピン偏極電子の生成過程は、次の三つの過程を経て生成される(図1)。まず、①円偏光の照射により半導体結晶中にてスピン選択励起を行い、伝導帯にスピン偏極電子を生成する。その後、励起電子は②表面へ拡散し、③NEA表面を介して真空へ放出される。次に、この3つの過程それぞれについて詳しい説明を行うこととする。

2.1 選択励起

GaAs 結晶はジックブレンド構造を持つIII-V族化合物半導体である。この半導体は伝導帯最下端と価電子帯最上端がΓ点で一致している直接遷移型半導体である。図2にそのバンド構造とスピン選択励起についての模式図を示す。伝導帯は軌道角運動量 $L=0$ のs軌道電子状態が支配的であり、二つのスピン状態が縮退した状態を取る。一方、価電子帯は $L=1$ のp軌道電子状態をとる。そして価電子帯は、スピン軌道相互作用が働くことにより、全角運動量 $J=3/2$ の四つの縮退状態と $J=1/2$ の二つの縮退状態が存在することになる。価電子帯の電子が伝導帯に励起され、価電子帯の電子が無くなったところは正の電荷を持った粒子として振舞う正孔(ホール)となる。この正孔は、それぞれが取る電子状態により有効質量が違ってくる。四重縮退した $J=3/2$ で、磁気量子数 $m_j = \pm 3/2$ は重い正孔、 $m_j = \pm 1/2$ は軽い正孔に対応する。ここに円偏光で励起を起こすと、光のヘリシティを保存して選択励起が起こる。これは、ヘリシティ ± 1 の光子の吸収に対して、励起された電子の角運動量の変化量 ΔJ は ± 1 となることを意味する。そして、価電子帯の電子はそれぞれClebsch-Gordan係数で決まる吸収比で伝導帯へ励起される。いま、光子エネルギーがバンドギャップエネルギー E_g に等しい右円偏光レーザー(ヘリシティ $+1$)を照射すると、励起される価電子帯準位は $m_j = -3/2$ および $m_j = -1/2$ の二つからのみとなる。さらに吸収比は3:1になることから、原理的には偏極度50%を得ることとなる(図2)。よって、価電子帯の縮退を解かなければ、偏極度50%という制限を越えることができない。我々は、この50%の壁を突破する(価電子帯の縮退を解く)方法として、“歪みGaAsフォトカソード”及び“歪み超格子半導体フォトカソード”の開発を進め、90%近い高偏極度を実現している^{11,17)}。

ここで、偏極度とは電子スピンのどれだけ偏っているかを表す量であり、右巻き電子数 N_R と左巻き電子数 N_L を用いて、次に示す式で定義される。

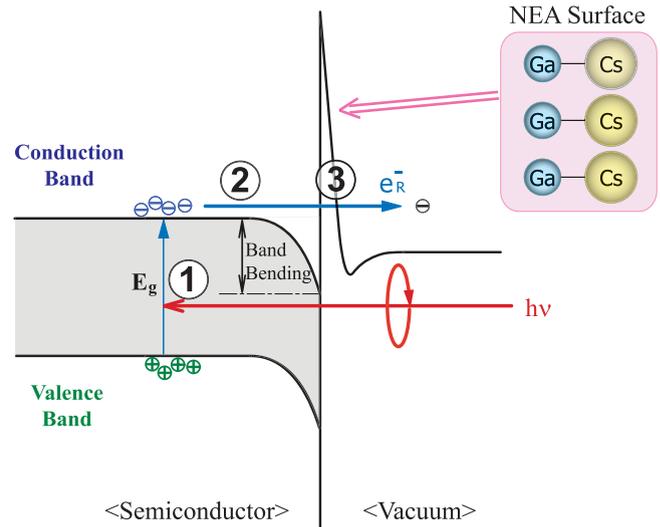


図1 NEA表面を用いた場合の3ステップモデルの概要。

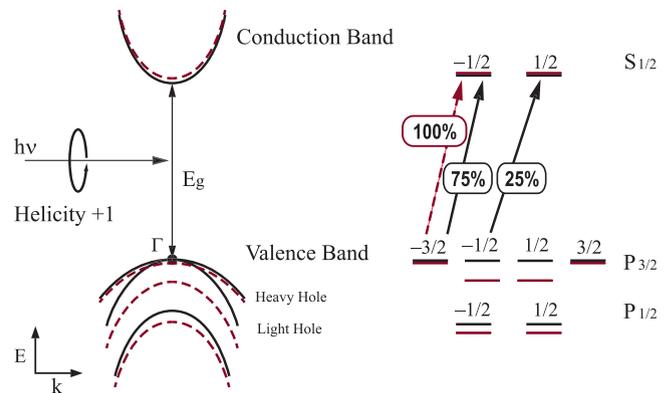


図2 黒線：バルク GaAs における円偏光励起過程におけるスピン選択励起の模式図。バルク GaAs 結晶は価電子帯が縮退しているため、偏極度は原理的に最大で50%である。赤線：歪み等により縮退を解いた時のスピン選択則を示している。

$$P = \left| \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \right| \quad (1)$$

また、入射光子数に対する真空中に引き出された電子の数の割合を、量子効率(Q.E.: Quantum Efficiency)という。この量は、引き出し電流値 I 、励起光パワー P 、励起波長 λ から求められる量であり、次式で表される。

$$QE = \frac{N_{electron}}{N_{photon}} = \frac{hc}{e} \frac{I}{P \cdot \lambda} \quad (2)$$

$N_{electron}$: 引き出し電子数, λ : 入射光子数, e : 素電荷, h : プランク定数

2.2 電子放出課程 (NEA 表面について)

高い偏極度を得るには固体中において選択励起を可能にするため、励起された電子は縮退の分離幅程度のエネルギーしか余分に持つことができない。しかし、真空準位と伝導帯下端とのエネルギー差である電子親和度 χ はバルク GaAs では約

4 eV もあり、この状態では真空中に取り出すことはできない。このため、負の電子親和性 (NEA: Negative Electron Affinity) 表面という $\chi < 0$ の状態を作り出さなければならない。

NEA 表面を作成するために次の手順を踏む。まず p 型不純物を高ドーブした GaAs 結晶により、表面領域にバンドベンディングを生じさせる。次に、清浄にした GaAs 結晶表面にセシウムと酸素 (または NF_3) を付加させることにより、一原子層の厚さを持つ電気二重層ポテンシャルを形成させ、真空障壁を下げる (図 1 の表面状態を参照)。この二つの操作により、加算的に真空準位を下げることができ、NEA 表面を形成することができる。このようにして、電子は真空中に取り出すことが可能となる。

ここで NEA 表面を作るに際し、その表面が清浄でなくては良質な NEA 表面の作成が困難となる。結晶表面を清浄にするために通常、装置にインストールする前に化学的に結晶表面の酸化膜を除去する。その後、真空中で加熱することにより清浄表面を得ている。この他にも、原子状水素を用いて清浄にする方法がある。これは、真空中において水素を原子状態にして GaAs 結晶表面に作用させる。これにより表面にある酸化物、特にガリウム酸化物を還元反応により除去するものである。この結果、作成した NEA 表面により、偏極電子を真空中に取り出すことが可能となる。

3. スピン偏極度 50% を越える (歪み超格子結晶)

スピン偏極電子源は中西 (名大) らの歪み GaAs フォトカソードにより 50% の壁を突破した¹⁷⁾。これは、結晶に歪みをかけることで価電子帯の縮退を解くことで実現された。歪みは基板層に格子定数の違う物質を成長させることにより格子不整合を起こすことによって得られる。これにより、バンドギャップエネルギーを変化させ、重い正孔と軽い正孔間に分離を生じさせる。 Γ 点において圧縮歪みのとき重い正孔が、引っ張り歪みのとき軽い正孔が、エネルギー的に高いほうへと分離する。GaAs の場合、圧縮歪みを 0.5% かけると分離幅 $\delta_s = 34$ meV を得ることができる。また、重い正孔が軽い正孔よりも電子エネルギーで見た場合、高いほうへシフトする。これにより、伝導帯への励起が重い正孔からのみとなり、偏極度 80% 以上という高い性能を有する電子ビームが生成可能となった。

しかしながら、スピン偏極度の高い励起波長帯では量子効率が低いという欠点を持っている。そこで歪み結晶に超格子構造を導入する事により、高い結合状態密度を維持しつつ高いスピン偏極度を達成した¹¹⁾。これが歪み超格子半導体であり、ヘテロ接合における格子不整合を用いることで歪みを生じさせる。この超格子層は臨界膜厚よりも十分薄いため、その歪みを保持した状態で超格子を形成することができる。我々が用いている GaAs-GaAsP 歪み超格子結晶では GaAs 超格子層 (井戸層) にのみ歪みをかける設計になっている。この超格子構造は、バンドギャップに相当するエネルギーで励起をした時、その励起波長における結合状態密度が歪み結晶に比べ

て大きい。さらに、伝導帯ミニバンドは井戸層の伝導帯底から高いエネルギーのところに形成される。この二つの効果により、その量子効率は大大幅に改善される。これにより我々は GaAs/GaAsP 歪み超格子フォトカソードにより、偏極度 ~ 90% かつ量子効率 0.5% という高いパフォーマンスを有するスピン偏極電子源用フォトカソードの開発に成功している。

また、この半導体構造を発展させ、励起光を電子放出面とは反対 (背面) から照射が可能な歪み超格子フォトカソードの作成にも成功しており、これにより格段に輝度を高める事に成功している¹⁸⁾。この成果は現在、SPLEEM や透過電子顕微鏡へも応用されている^{15,16)}。

4. NEA 表面電荷制限効果とその抑制

フォトカソードにおける電子放出過程では、電子は結晶表面まで輸送され、NEA 表面を介し真空中に出る。しかし、この過程で電子は表面に到達するまでに様々な散乱を受け、エネルギー緩和を起す。エネルギー緩和を受けた電子の中で真空中へ脱出できなかったものは、結晶表面のバンドベンディング領域に溜まってしまう。溜まった電子はある時間で緩和されるが、それよりも早く多くの電子が到達すると緩和できずに、表面近傍で電子にとって障壁となるポテンシャルを形成してしまう。この効果により、大きな電流を引き出そうとするとき、NEA に必要なバンドベンディングの効果が失われてしまい、電流値に限界が生じてくる。これが NEA 表面電荷制限効果である。現在、AlGaAs/GaAs 歪み超格子や GaAs/GaAsP 歪み超格子に表面 p 型高ドーブ層を設けることで、表面電荷制限現象を克服することに成功している¹²⁾。これにより、サブナノ秒マルチバンチビームの生成が可能となっている。さらに現在、数ピコ秒までの早いパルス生成が確認されており、ほぼ固体内部の拡散速度程度の早さで電子放出が起っている事が分かっている¹⁹⁾。

5. 輝度と初期エミッタンス

エミッタンスは運動量と位置で構成される位相空間における面積である。ここで、輝度 B とエミッタンス ϵ_x, ϵ_y は次式で結ばれる。

$$B = \frac{\pi \cdot I}{\epsilon_x \cdot \epsilon_y} \quad (3)$$

電流値が一定であればエミッタンスが小さいほど輝度が高くなることを意味しており、エミッタンスの改善 (低減) は高輝度化において重要となる。

また電子顕微鏡では通常、ビーム径を広げた電子線の中心部分をアパーチャにより切り出すことで、コヒーレンスの良い電子波を実現している。この操作は、エミッタンス空間の運動量空間を縮めて実空間部分を広げ、その実空間成分の一部を取り出していることに相当する。よって、エミッタンスを下げることに等価な操作である。通常、この操作で全電流値も下げてしまうため、電流値とエミッタンス低減がトレードオフの関係になる。このため、初期のエミッタンスが小さ

いことと大きな電流密度を実現することが高輝度化への良策であることが分かる。

電子ビームのエミッタンス ε は、初期エミッタンスの項 ε_{ini} 、空間電荷効果によるエミッタンス増加の項 ε_{SC} 、RF加速によるエミッタンス増加の項 ε_{RF} 、その他のエミッタンス劣化要因など様々な要素を含んでいる。それらは、

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{ini}^2 + \varepsilon_{SC}^2 + \varepsilon_{RF}^2 + \dots} \quad (4)$$

という関係で表すことができる。高電界加速による空間電荷効果の抑制など、電子源の加速段階におけるエミッタンスの改善が進んだ今、初期エミッタンスの低減が重要な課題となる。

そこで、エミッタンスが小さい電子源として、スピン偏極電子源が注目されている。それは、NEA表面を持った半導体フォトカソードにより引き出される電子群の持つ初期のエネルギー分散幅が小さいことより起因する。ここで特徴的なのは、NEA表面の場合、伝導帯の底に励起された電子は、表面まで拡散する過程で、散乱を受けるが、そのエネルギーを失って電子群がエネルギー的に広がってしまうことがない。電子群のエネルギー幅が広がるのは、表面のバンドベンディング領域のみである。よって、引き出された電子は $\delta\varepsilon + |\chi|$ のエネルギー幅しか持たない。ここで、 $\delta\varepsilon$ は励起レーザーの持つ光子エネルギー幅と熱エネルギー分散の幅である。このエネルギー幅が小さいため、エミッタンスの運動量空間の幅を小さくすることができ、初期エミッタンスを下げる事が可能となる。

規格化エミッタンスは

$$\varepsilon_{n,rms} = \frac{1}{m_0 c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x \cdot p_x \rangle^2} \quad (5)$$

と書きあらわされる。

フォトカソードから引き出すビーム強度が均一な時、ビーム半径 R とすると x_{rms} は $R/2$ と表される。また、運動量は極座標系 φ と θ を用いて、 $p_x = p \cdot \sin\varphi \cdot \cos\theta$ と書くことができる。ここで、 φ は 0 から φ_{max} まで、 θ は 0 から 2π までの範囲であり、この φ_{max} は、 $\varphi_{max} = \arccos\sqrt{E_A/E_k}$ である。ここで、 E_A は表面のポテンシャル障壁（電子親和度 χ ）である。これよりエミッタンスは、

$$\varepsilon_{n,rms} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2E_k}{3m_0 c^2} \frac{2 + \cos^3\varphi_{max} - \cos\varphi_{max}}{2(1 - \cos\varphi_{max})}} \quad (9)$$

と記述できる。

NEA-GaAsにバンドギャップエネルギーの光で励起した場合を考える。いま、室温（300 K）下で電子親和度 χ が 0 eV、ビーム半径 $R = 1$ mmである時、エミッタンスは熱によるエネルギー分散のみとなる。NEA表面の場合 $E_A = 0$ なので $\varphi_{max} = \pi$ である。よって、そのエミッタンスは $E_k = 3k_B T/2$ より $1.2 \times 10^{-7} \pi \text{ m} \cdot \text{rad}$ となる。さらにスポット半径を $1 \mu\text{m}$ まで小さくできると $1.2 \times 10^{-10} \pi \text{ m} \cdot \text{rad}$ まで小さいエミッタンスが実現可能となる。例えば LaB_6 において $10 \mu\text{A}$

で輝度 $10^7 \text{ A/sr} \cdot \text{cm}^2$ である場合、エミッタンスは $10^{-6} \pi \text{ m} \cdot \text{rad}$ 程度であることから非常に小さいことが分かる。

一方、電子親和度が正の状態（PEA）の場合にも、励起波長をPEA障壁のエネルギーに合わせれば、低エミッタンスのビームを得ることはできる。しかし、実際には、そのような励起波長では、量子効率が非常に低い状態でしか使用することができない。そのため通常、励起エネルギーは真空障壁よりも高いエネルギーで励起し、量子効率を上げている。PEA表面を用いるフォトカソードとして、Cs-Teフォトカソードがある²⁰⁾。このフォトカソードは、励起エネルギー $E_{photon} = 4.05$ eVのとき状態密度が最も大きく、その真空障壁のエネルギー E_A は $\chi \sim 0.2$ eV、バンドギャップエネルギーは $E_g \sim 3.3$ eVである。この条件から $E_k = E_{photon} - E_g - E_A = 0.55$ (eV)、 $\varphi_{max} = \arccos\sqrt{E_A/E_k} = 0.6$ となり、そのエミッタンスは $5.8 \times 10^{-7} \pi \text{ m} \cdot \text{rad}$ ($R = 1$ mm)と見積もられる。このことから、NEA表面を用いたフォトカソードは、量子効率が高い状態で低エミッタンスを実現できる優れたカソードであると言える。よって、スピン偏極電子源の電子生成機構は、試料観察における明るさを一定に考えると、ソース電流密度の低減が可能であり空間電荷制限現象やそれによる輝度の劣化を低減することが可能な非常に魅力的な電子源である。

6. 透過電子顕微鏡への応用

我々は、スピン偏極電子源を透過型電子顕微鏡に搭載することで、物質のスピン情報を高い空間分解能と時間分解能にて計測する分析手法の開発を進めている。図3に実際のスピン偏極透過電子顕微鏡（SP-TEM）の外観写真を示す。



図3 スピン偏極透過電子顕微鏡の全体写真

本装置において NEA フォトカソード型 40 kV 電子銃から放出された電子は、スピン制御器を介して電子顕微鏡本体へと入射される (図 4)。この電子銃では、背面照射型フォトカソードを採用することで励起レーザーのスポット直径 $1.8 \mu\text{m}@780 \text{ nm}$ を実現している。これにより輝度は LaB_6 と同等かそれ以上の性能が期待できる。また励起用レーザーを変調することにより、数ピコ秒までのパルス電子線の発生が可能である。さらに電子銃での引き出し電界は、空間電荷効果を抑制 (輝度の低下を抑制) するために、フォトカソード表面上で加速電圧 40 kV において 4 MV/m に設計されている。また安定的に電子顕微鏡を運転させるために、電子銃の真空度は 10^{-10} Pa 台の極高真空を実現し、NEA 表面劣化を抑制している。また電子銃への残留ガス流入を抑えるため、スピン制御器で 10^{-9} Pa 台、TEM 本体で 10^{-8} Pa 台の超高真空仕様になっている。このため TEM 本体は日立製作所製 H9000-UHV をベースに開発している。

SP-TEM では、図 3、4 を見て分かるように、TEM 鏡筒が鉛直方向に設置されているのに対して電子銃は水平方向に電子線が出射される方向に取り付けられている。このため電子銃を出た電子は 90 度曲げて鏡筒に入射する必要があり、スピン制御機能を備えた電場・磁場重畳型 90 度偏向器を設けている。偏極電子線のスピン方向は、電子銃出射時において、ビーム軌道に対して平行または反平行に向いている。スピン方向を任意に回転させ試料に照射する必要があるため、90

度偏向器において平行から垂直方向に任意にスピンを回転させる。また、CL 系は 4 段でそのうち 1 段は電子スピンの面内回転用に用いるソレノイドマグネットである。その他 3 段はダブルギャップレンズを用いてスピンの面内回転をキャンセルするように工夫がなされている。これにより、あらゆるスピン方向の偏極電子線を試料に照射することが可能となる。試料導入はホルダー切り離しサイドエントリー型であり、常温で 2 軸傾斜が可能である。また電流導入端子を備え試料加熱、電圧・電流印加ができるようにも設計されている。結像系は通常の対物、中間、投影レンズ構成であり、像記録は CCD カメラ (Garan 社製 Orius 2k \times 2k) と EELS (Gatan 社製 Enfina) を用いている。本装置は加速電圧 40 kV 以下と比較的低い加速電圧の透過電子顕微鏡となっている。これは、スピンと物質の相互作用が低いエネルギーほど大きく (散乱断面積が大きくなる) ためであり、これによりスピン効果を出来るだけ効率的に取得するためである。

我々はスピン偏極電子線を既に試料室へ通し、そして測定室まで輸送する事に成功している。電子銃から CL 直上の電流モニターまでの輸送効率率は 95% 程度であり、フォトカソードから出た電子は非常に効率よく移送されることが分かる。これは平面からのエミッションであり、かつエネルギー分散が小さいためと考えられる。また、エミッション時の横方向の広がりエネルギー分散と加速電界によって決まるため、仮想光源 (またはエミッタンス) が小さい可能性を示唆するものである。そして現在、TEM 像の取得やエネルギー損失分析装置を用いて電子線のエネルギー分散幅の測定に成功している^{16,21)}。図 5 と図 6 にそれぞれの結果を示す。図 5 は SP-TEM にて測定された鉄薄膜の TEM 像と回折図形である。図 6 の横軸は、電子のエネルギーから加速電圧分のエネルギー 30 keV を引いた値でプロットしてある。その結果、エネルギーフィルターや可動絞りを使用していないにも関わらず、ゼロスピークのエネルギー分散幅は 0.3 eV 以下であった。これは電界放出型例陰極に匹敵する性能であり、さらに NEA フォトカソードにはフリッカノイズやフラッシングの問題がないため、高輝度でかつ安定的な動作が可能な電子源として期待できる。また本電子顕微鏡の面白い特徴は、倍率に応じて電子源のエミッションスポットサイズ (フォトカ

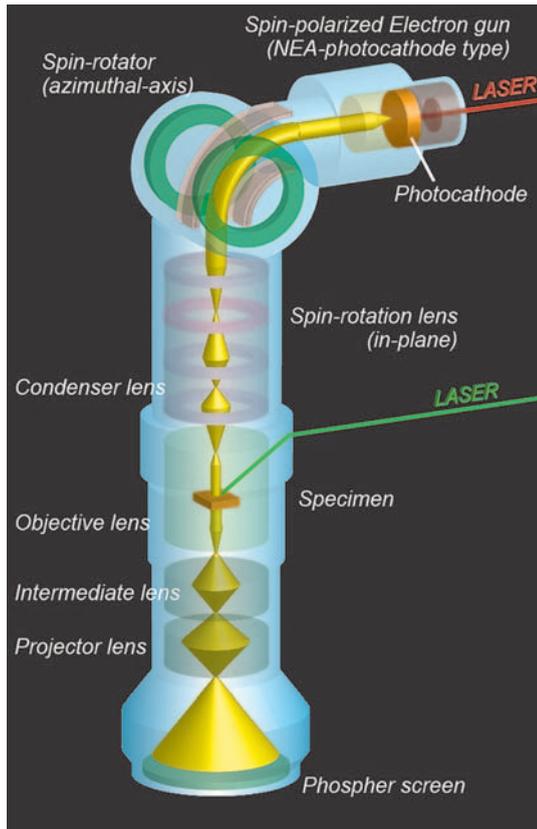


図 4 スピン偏極透過電子顕微鏡の構成

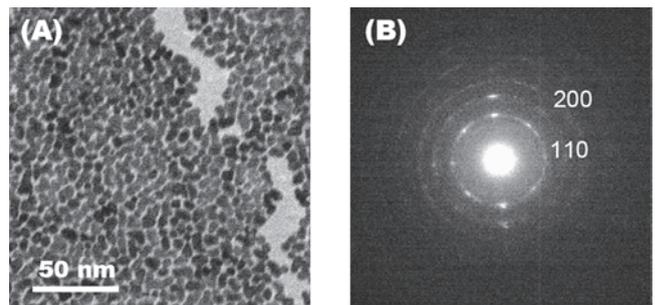


図 5 スピン偏極電子顕微鏡において取得した TEM 像とその回折像。試料は Fe である。

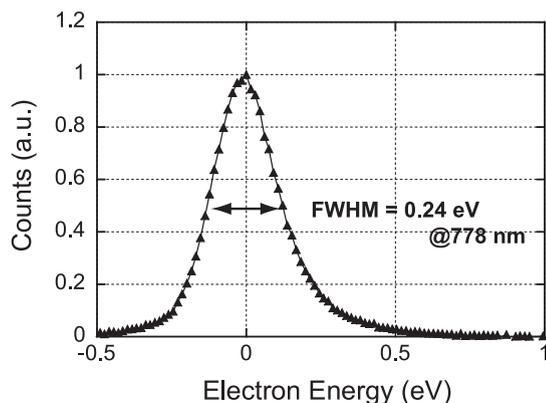


図6 スピン偏極透過電子顕微鏡におけるゼロロスピーク。測定時のフォトカソード励起波長は778 nmである。

ソード励起レーザーの照射径) を変える事で、どの倍率でも明るく観察することができることである。これは従来の電子顕微鏡にはない特徴である。また本電顕の特徴であるパルス動作についても確認し、偏向器により1 kHzで振動させたTEM像を μs パルスによりパルス同期することに成功した²²⁾。これにより、通常用いるCCDやEELSでは実現できない早い露光時間での記録が可能となっている。またこの結果は電子線パルスを用いたポンププローブ法による時間分解測定の可能性を示唆するものであり、既に我々はpsパルスビームの生成を確認している²³⁾ことから、ポンププローブ法において数百fsの時間分解能が期待される。

本SP-TEM開発による成果は、スピン偏極電子源がこれまでの電子顕微鏡にない機能(スピン偏極やパルス駆動)を可能とする有望な電子源であることを示している。

謝 辞

日立製作所中央研究所の品田博士、高口博士、菅谷氏、古川氏そして富田氏には透過電子顕微鏡開発におけるサポートを頂いており、ここに感謝いたします。また、近年のスピン偏極透過電子顕微鏡の研究開発は、科学研究費補助金・基盤研究(S)(No. 51996964)の補助により推進されています。最後に、去る2012年12月にご逝去されました中西先生に

謹んでご冥福をお祈り申し上げますと共に、先生の切り開かれてきた本研究を書かせて頂き追悼とさせていただきます。

文 献

- 1) Parkin, S.S.P., Hayashi, M. and Thomas, L.: *Science*, 320, 190–194 (2008)
- 2) Gisin, N., Ribordy, G., Tittel, W. and Zbinden, H.: *Rev. Mod. Phys.*, 74, 145 (2002)
- 3) Loss, D. and DiVincenzo, D.P.: *Phys. Rev.*, A 57, 120 (1998)
- 4) Petta, J.R. *et al.*: *Science*, 309, 2180 (2005)
- 5) SLD Collaboration: *Phys. Rev. Lett.*, 74, 2880 (1995)
- 6) Uchida, M. and Tonomura, A.: *Nature*, 464, 737 (2010)
- 7) Pfeleiderer, C. and Rosch, A.: *Nature*, 465, 880–881 (2010)
- 8) Tonomura, A., Osakabe, N. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.*, 56, 792–795 (1986)
- 9) Park, H.S., Baskin, J.S. and Zewail, A.H.: *Nano Lett.*, 10, 3796 (2010)
- 10) Armstrong, M.R., Reed, B.W., Torralva, B.R. and Browning, N.D.: *Appl. Phys. Lett.*, 90, 114101 (2007)
- 11) Nishitani, T., Nakanishi, T., Yamamoto, M. *et al.*: *J. Appl. Phys.*, 97, 094907 (2005)
- 12) Togawa, K., Nakanishi, T., Baba, T. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, A 455, 118 (2000)
- 13) Kirschner, J., Rebenstorff, D. and Ibach, H.: *Phys. Rev. Lett.*, 53, 698–701 (1984)
- 14) Unguris, J., Seiler, A., Celotta, R.J. and Pierce, D.T.: *Phys. Rev. Lett.*, 49, 1047–1050 (1982)
- 15) 中西 彊: 顕微鏡, 44, 103–110 (2009)
- 16) Kuwahara, M., Kusunoki, S. *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, 101, 033102 (2012)
- 17) Nakanishi, T., Aoyagi, H., Horinaka, H. *et al.*: *Phys. Lett.*, A 158, 345–349 (1991)
- 18) Jin, X.G., Yamamoto, N., Nakagawa, Y. *et al.*: *Appl. Phys. Express*, 1, 045002 (2008)
- 19) Aulenbacher, K., Schuler, J., Harrach, D.V. *et al.*: *J. Appl. Phys.*, 92, 7536 (2002)
- 20) Kong, S.H., Kinross-Wright, J., Nguyen, D.C. and Sheffield, R.L.: *J. Appl. Phys.*, 77, 6031–6038 (1995)
- 21) Kuwahara, M., Kusunoki, S. *et al.*: *AMTC Letters*, 3, 180 (2012)
- 22) Kuwahara, M., Nambo, Y. *et al.*: *Microscopy*, to be submitted (2013)
- 23) Honda, Y., Matsuba, S. *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.*, to be submitted (2013)