

光渦を励起光源に用いた偏極電子生成の試み

TRYING TO GENERATE POLARIZED ELECTRON BEAM USING TWISTED LIGHT.

真野篤志^{A)}, 松永幸大^{B)}, 藤本将輝^{C)}, 郭 磊^{C)}, 加藤政博^{C)}, 保坂将人^{A)}, 高嶋 圭史^{A, B)}
Atsushi Mano^{#, A)}, Yukihiro Matsunaga^{B)}, Masaki Fujimoto^{C)}, Lei Guo^{C)}, Masahiro Katoh^{C)}, Masahito Hosaka^{A)},
Yoshifumi Takashima^{A, B)}

^{A)} Synchrotron Radiation Research Center, Nagoya University

^{B)} Graduate School of Engineering, Nagoya University

^{C)} UVSOR Facility, Institute for Molecular Science

Abstract

When a spatial distribution of a phase of a light wave is changing continuously in the azimuthal direction around the optical axis, it is called twisted light. The center point of the twisted light beam is a singularity point where the phase is unspecified. For this reason, the twisted light has a donut-shaped intensity distribution. Furthermore, the twisted light carries an orbital angular momentum. We focus on these properties of the twisted light and attempt to apply it to electron generation by semiconductor photocathode, especially to spin-polarized electron generation. In the case that the orbital angular momentum of the twisted light can be transferred to the spin angular momentum of the electrons, there is a possibility of realizing a high degree of polarization even if a photocathode having a simple structure such as bulk GaAs is used. In addition, because the intensity distribution of the excitation light becomes that of the electron beam, the divergence force of the electron caused by the space charge effect may be suppressed by the toroidal intensity distribution and the emittance may be improved. We used a reflective spatial modulator (SLM) to generate a twisted light beam. Also, we are currently preparing to measure the polarization of electron beam generated by twisted light excitation. This presentation reports on the present situation.

1. はじめに

光渦(Optical vortex, Twisted light)と呼ばれる、特殊な光の状態がある。これは、光の波面を螺旋階段や縁日のトルネードポテトのような螺旋状に成形したもので、ドーナツ状の強度分布を持ち、軌道角運動量を有するという特徴を持つ[1]。この軌道角運動量は、単一イオンの光励起において束縛電子の角運動量へ移行され得ることが実験的に確認されている[2]。つまり、従来の平面波または球面波の光では、光の角運動量は円偏光に対応するスピン±1 のみに制限されていたが、光渦を用いる光学においては軌道角運動量に加わることで、角運動量保存則に起因する制限を回避し通常は禁制であるような光励起を引き起こせる可能性がある。

半導体フォトカソードを用いたスピン偏極電子ビームは、加速器を用いた素粒子実験に用いられており、近年は、磁性材料の物性測定でも利用が進んでいる[3, 4]。半導体フォトカソード型スピン偏極電子源(以下、偏極電子源)では、円偏光、すなわちスピン角運動量を持つ光によって、フォトカソードの伝導帯に特定スピンの電子のみを励起させる機構を利用している。

ただ、従来の円偏光での励起においては、バルク半導体をフォトカソードに用いると、励起される電子のスピン偏極度が 50%に制限されるという問題があり、より高い偏極度を得るには、フォトカソードに歪み超格子という意図的に結晶歪みを導入した特殊な超格子構造、もしくは、大強度レーザーを用いた 2 光子励起が必要とされていた。

そこで、我々は、光渦を偏極電子源の励起光源として

利用し、光渦の持つ軌道角運動量により 2 光子励起と同様のスピン偏極電子の生成ができないかという試みを始めた。同様な試みは一例だけ報告があるが、スピン偏極電子の生成は確認されていない。その原因として、励起光の集光不足の可能性が指摘されている[5]。これに対し、近年、我々が開発した励起光背面照射型電子源では、光学系の配置の自由度が高くカソード表面での励起光集光能力が高くてできるので、実験上有利であると考えている[6]。

一方、半導体フォトカソードでは、励起光の強度分布が、そのまま電子ビームの強度分布となることから、光渦を励起光源として用いた場合、そのドーナツ状の強度分布による空間電荷効果の緩和、つまり、電子ビーム内の発散力低減によりエミッタンスが向上するような効果についても探りたいと考えた。

本発表では、光渦を用いた偏極電子ビームの生成実験に向けた装置の整備状況について報告する。

2. 光渦

2.1 光渦と円偏光の違い

光渦と混同されやすいものに、円偏光がある。

円偏光は波面内の任意の点において、その電場(磁場)ベクトルが時間的に円を描くように変化する状態を示し、スピン角運動量に相当したものである。(Fig. 1)

一方、光渦は、螺旋状の波面をした光を指す。別の言い方をすれば、伝搬光を光軸に垂直な面で切断したときの断面内において、位相が中心軸の回りで 2π の整数倍だけ変化する分布をしたものとなる。これは偏光状態とは独立な概念である。(Fig. 2)

平面波や球面波に直線偏光や円偏光状態があるように、光渦にも直線偏光や円偏光状態が存在する。

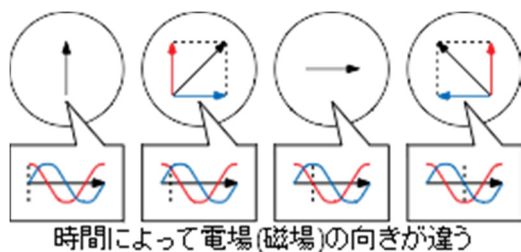


Figure 1: Characteristics of circular polarized light.

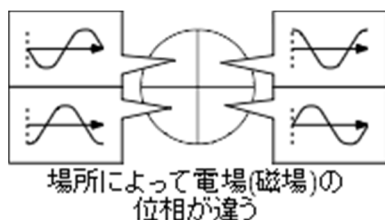


Figure 2: Characteristics of twisted light.

2.2 光渦生成方法の選択

光渦を生成するには、ホログラムパターンによる回折を用いる方法と、マルチピクセルの位相変調素子により直接位相分布を与える方法がある。

Figure 3 のようなホログラムを用いる方法は、精度の高い位相分布を生成できるが、回折を利用する都合上、入射角と反射角が異なり、Thorlabs 社などのケージシステムを用いた立体的な光学系の設計が難しく、調整も煩雑となる欠点がある。

Figure 4 のような直接位相変調を行う方法は、ビームスプリッタの利用などにより、90 度偏向のみで光学系を構築できるので、立体的な光学系を設計しやすく、調整も行いやすいが、位相分布の精度に劣る欠点がある。

本研究では、光渦生成光学系を真空チャンバーの励起光導入窓に取付ける必要があるため、自立した立体光学系が構築容易な直接位相変調を行う方法を採用した。

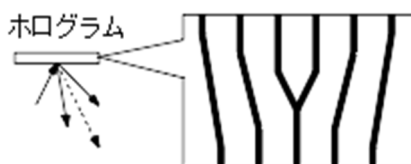


Figure 3: Generation by hologram.

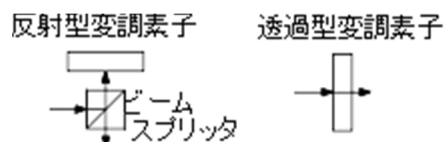


Figure 4: Generation by spatial modulator.

2.3 光学系

位相変調素子には、微細なピクセルが高解像度で利用可能な反射型の液晶空間変調子(Liquid Crystal on Silicon - Spatial Light Modulator, LCOS-SLM)を選択した。LCOS-SLM はプロジェクターなどに用いられており、液晶分子の配向を電氣的に制御し、回転させることで、膜の(複)屈折率を変化させる素子である。この屈折率の変化が光路長の変化となり、光の位相を制御できる。

レーザーは一度シングルモードの光ファイバーを経由することでガウシアンビームとなる。これをコリメーターで平行化する。さらに、液晶素子では液晶分子配向方向の屈折率のみが変化するので、偏光子により偏光面を液晶配向方向と一致させる。その後、ビームスプリッタ(偏光無依存)で反射させ、LCOS-SLM に照射、反射を行い、平面波を光渦へと変化させる。生成された光渦はビームスプリッタを透過し、フォトカソードへと照射される(Fig. 5)。

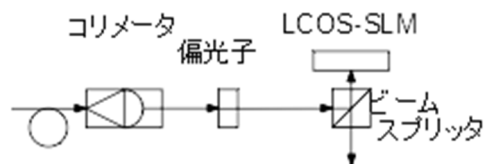


Figure 5: Twisted light generating optics.

2.4 光渦の確認

光渦が適切に生成できているかの確認は、光渦と球面波の干渉を用いることで行った。

光渦は方位角方向に位相分布を持つ光であり、球面波は動径方向に位相分布を持つ光といえる。この 2 つを重ね合わせると場所によって強め合う部分と弱めあう部分ができるため、渦巻き状の干渉縞が生成される。

今回使用した光学系では、ビームスプリッタに入射する光の半分(透過光)は、光渦生成には利用しない。この光に対し、Fig. 6, 7 のように凹面鏡を設置し、球面波として反射し、参照波として利用する。

この光学系で得られた渦巻き状の干渉像を Fig. 8 に示す。

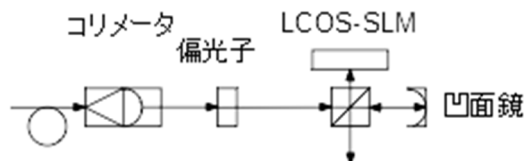


Figure 6: Checking optics for twisted light generation.

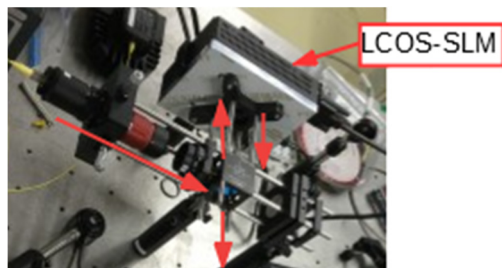


Figure 7: Overview of experimental optics.

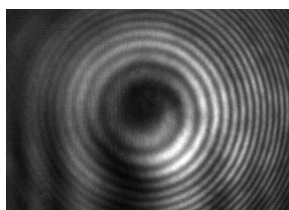


Figure 8: Interference image.

3. 偏極電子

3.1 従来の偏極電子励起

偏極電子源では半導体フォトカソードの伝導帯に電子を励起し、真空中に取り出すことで偏極電子ビームを生成している。

偏極電子用の半導体フォトカソードには GaAs をはじめとした直接遷移型の半導体を用いられる。

直接遷移型の半導体では伝導帯の頂点で重い正孔と軽い正孔のバンドが縮退しており、スピン磁気量子数が $-3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ の 4 つの状態が存在する。また、伝導帯の底にはスピン磁気量子数 $-1/2, +1/2$ の 2 つの状態が存在する。ここに円偏光の光が照射されると、スピン磁気量子数の変化が ± 1 となる状態間での励起が発生する。この変化は、Fig. 9 に示すように、 $+(-)3/2 \rightarrow +(-)1/2$ と $+(-)1/2 \rightarrow +(-)1/2$ の 2 通りがある。

最も基本的な偏極電子源用半導体フォトカソードであるバルク GaAs では上記励起の発生比率が 3:1 となるので、伝導帯に励起された電子の偏極度は $(3-1) \div (3+1) = 50\%$ となる。ただし、半導体内部から表面までの拡散中にスピン反転を伴う散乱などの影響を受けるため、真空中に取り出した時の偏極度は 30% 前後になる。

この制限に対し高偏極度化が研究されいくつかの方法が実現している。スピンの向きが高速かつ自由に切り替え可能なものとしては主に 2 つの方法がある。

1 つは、半導体フォトカソードの物性を変化させ、重い正孔と軽い正孔の縮退を解く方法である。半導体結晶に歪みを導入したり、超格子構造を作ることにより、重い正孔と軽い正孔は分離する。この時、重い正孔は励起できるが軽い正孔は励起できないエネルギーの光子で励起すれば、Fig. 10 のようにスピン磁気量子数が $+(-)3/2 \rightarrow +(-)1/2$ となる変化のみを発生でき、理屈上は 100% の偏極を達成できる。

実際、GaAs/GaAsP 歪み超格子構造を用いた半導体フォトカソードにおいて約 90% の偏極度が実現している [7]。ただし、この歪み超格子構造は、格子定数の違う半導体での超格子製造という一般的ではない半導体成長が必要であり、装置や技術の点で作成が難しいという問題がある。

もう 1 つの方法は、高強度レーザーを用いて 2 個の光子が同時に吸収され、電子が励起される現象(2 光子励起)を用いる方法である。

通常、半導体にバンドギャップ未満のレーザーを照射しても電子の励起を発生させることはできない。しかし、レーザーの強度を大きくしていくと、2 個の光子が同時に電子に作用し、2 個の合計のエネルギーを与えることがある。

この現象を利用すると、スピン磁気量子数の変化が ± 2 となる励起が発生する。この様な変化は、Fig. 11 に示すように $+(-)3/2 \rightarrow +(-)1/2$ の 1 通りのみがなので、励起される電子の偏極度は理屈上は 100% となる。

ただし、この現象の発生確率はレーザー強度の二乗に比例するため、フォトカソード表面でのレーザー強度を高める必要があり、高出力の高価なレーザーが必要となる問題がある。また、大強度レーザーによりフォトカソードが熱的、電磁的に破壊される恐れがあり、大電流取り出しが制限されかねない短所もある。

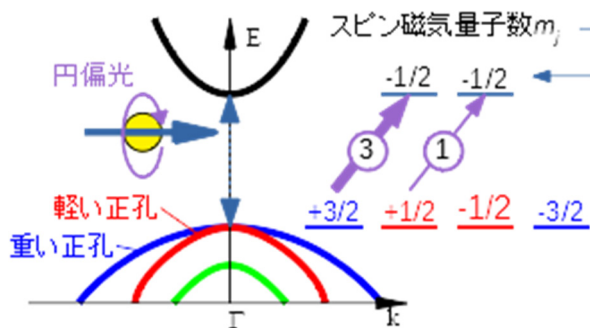


Figure 9: Basic polarized electron excitation.

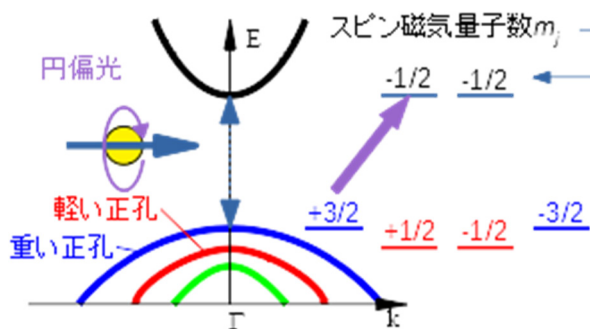


Figure 10: High polarization by band split.

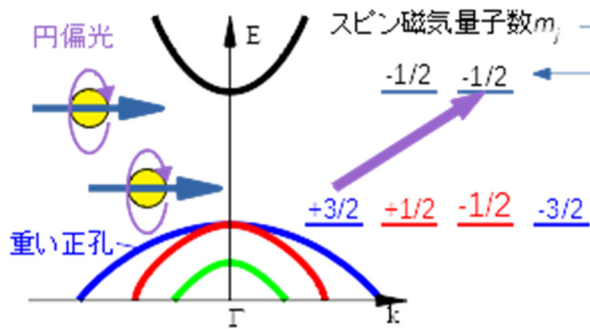


Figure 11: High polarization by 2 photon excitation.

3.2 光渦による偏極電子励起

我々は光渦の持つ軌道角運動量に着目し、これを電子に移行することができれば、二光子励起と同様の励起を低出力レーザーでも実現できないかと考えている。

光渦の軌道角運動量のみ、もしくは円偏光のスピ角運動量との組み合わせにより、スピン磁気量子数の変化が $+(-)3/2 \rightarrow (+)1/2$ となる変化のみを発生させる方法であり、理屈上は 100%の偏極を目指すことができる。(Fig. 12)

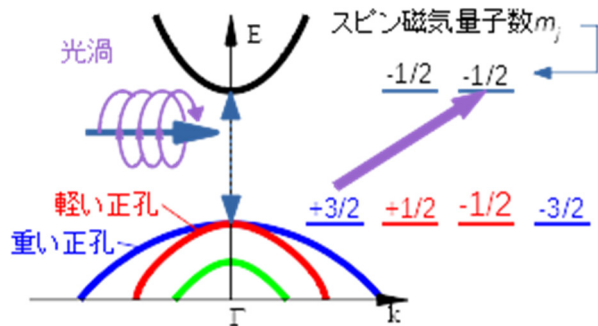


Figure 12: High polarization by twisted light.

3.3 NEA 表面により取出し

半導体フォトカソードにおいて、伝導帯に電子を励起しても、真空準位はより高エネルギー側に位置し、単純な拡散現象では、電子を真空中に取り出すことはできない。このため、偏極電子源では真空準位を伝導帯の底よりも低いところまで引き下げた負の電子親和性(Negative electron affinity, NEA)と呼ばれる状態を作りだし、電子を真空中に取り出している。(Fig. 13)

フォトカソード表面での NEA 状態(以下 NEA 表面)を作り出すには、フォトカソード表面に Cs と酸素を蒸着する方法を用いている。

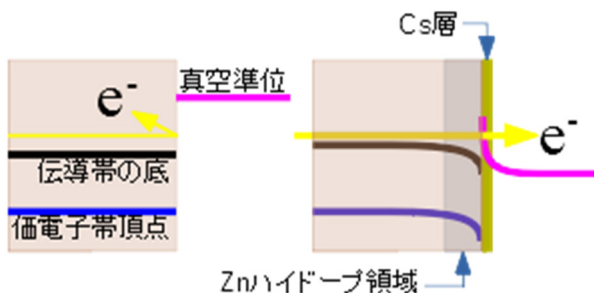


Figure 13: Electron emission by NEA surface.

3.4 実験装置

我々の実験装置は、加速電圧 15kV で、電子ビームを作り出す電子銃部分と NEA 表面を作成する部分を真空中に切り分けた構造となっている。その概要を Fig. 14 示す。また、本装置の大きな特徴として、Fig. 15 のように励起光をフォトカソードの電子取り出し面の反対側から照射する背面照射構造となっており、励起光の収束レンズを真空中に設置することで、従来に無い大開口数(NA ≈ 0.5)での照射ができ、励起光を小さく絞ること($1/e^2$ 直径約 $5 \mu\text{m}$)が可能となっている。

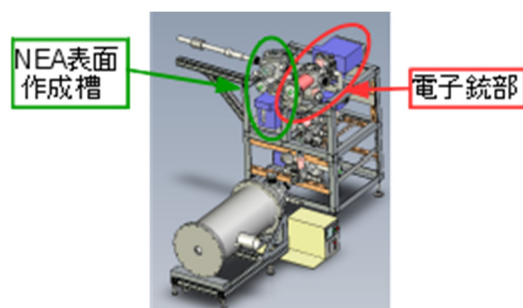


Figure 14: Overview of our experimental system.

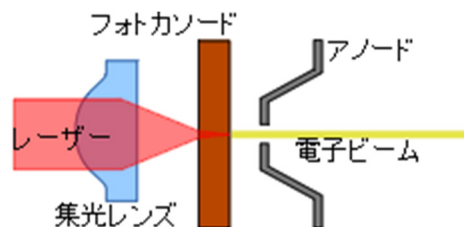


Figure 15: High NA laser focusing system.

4. 偏極度の測定

4.1 測定方法の選択

電子ビームの偏極度の測定は、スピンの向きに依存した散乱を用いて行う。スピンに依存した散乱としては電子-原子核散乱である Mott 散乱、電子-電子散乱の Møller 散乱、電子-光子散乱の Compton 散乱がある。

偏極度の測定においては、測定精度に劣るものの、静止ターゲットが利用でき、数十 keV の低エネルギーから測定が可能となる Mott 散乱が利用されることが多い。

我々の装置も金薄膜を散乱ターゲットとした Mott 散乱を利用して偏極度の測定を行っている。

4.2 Mott 散乱での測定原理

電子が原子核のクーロン力により散乱されるときにスピン-軌道相互作用が発生し、スピンの向きによって散乱断面積に違いが生じる。所定の散乱角度に電子線検出器を設置することで、散乱断面積の違いを電子数の違い(非対称度)としてとらえることでスピン偏極度を測定することができる。(Fig. 16)

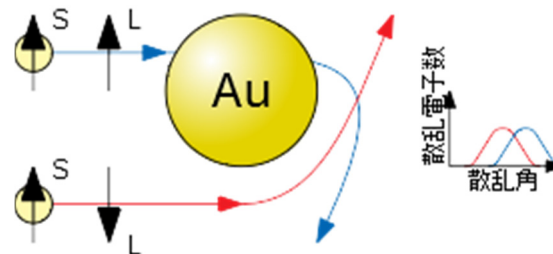


Figure 16: Mott scattering.

4.3 実験装置

我々の実験装置は、15keV の電子ビームに対し、85kV で追加加速を行い、100keV にて散乱させる構造となっている。概要を Fig. 17 に示す。

本装置では、フォルクバールの支持膜上に蒸着した金薄膜を散乱ターゲットとし、多重散乱を抑制することで、測定精度を高めている。

このほか、電子検出器は、表面の不感層が薄い表面障壁型の半導体検出器を利用し、散乱電子の非対称度が最大となる散乱角度 120 度の位置に配置してある。

また、電子検出効率を高め、S/N 比を向上させるために、検出器および信号の変換増幅を行う回路は 85kV 印加部に設置されている。増幅された信号は LED とフォトダイオードにて光絶縁伝達を行い、大地電位にある計数回路で計測している。

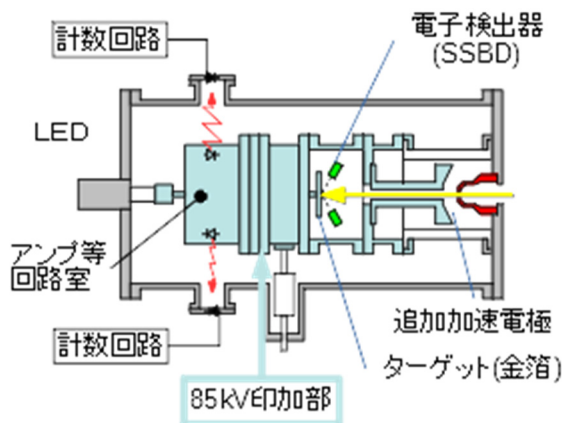


Figure 17: Overview of polarimeter.

5. 実験の準備状況と今後の予定

本報告記述時点では、電子源装置において経年劣化による様々なトラブルが発生しており、偏極度の測定が困難な状況となっている。

励起光の光渦生成光学系の構築と、動作確認までは済んでおり、電子源装置の修復が終了し次第、光渦を励起光とした電子ビームの偏極度測定を行う予定である。

また、偏極度の測定が終わったのちは電子源装置に、エミッタンス測定系を組み込む改造を行う予定である。

参考文献

- [1] L. Allen *et al.*, “Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes”, *Phys. Rev. A* 45, 8185; <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.45.8185>
- [2] C.T.Schmiegelow *et al.*, “Transfer of optical orbital angular momentum to a bound electron”, *Nat. Commun.* 2016; 7: 12998; <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC5063962/>
- [3] M. Suzuki *et al.*, “Real Time Magnetic Imaging by Spin-Polarized Low Energy Electron Microscopy with Highly Spin-Polarized and High Brightness Electron Gun”, *Applied Physics Express*, 3 (2010), p. 026601; <http://iopscience.iop.org/article/10.1143/APEX.3.026601/meta>

- [4] M. Kuwahara *et al.*, “30-kV spin-polarized transmission electron microscope with GaAs–GaAsP strained superlattice photocathode”, *Appl. Phys. Lett.* 101, 033102 (2012); <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4737177>
- [5] N. B. Clayburn *et al.*, “Search for spin-polarized photoemission from GaAs using light with orbital angular momentum”, *PHYSICAL REVIEW B* 87, 035204 (2013); <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.87.035204>
- [6] N. Yamamoto *et al.*, “High brightness and high polarization electron source using transmission photocathode with GaAs–GaAsP superlattice layers”, *Journal of Applied Physics* 103, 064905 (2008); <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2887930>
- [7] T. Nishitani *et al.*, “Highly polarized electrons from GaAs–GaAsP and InGaAs–AlGaAs strained-layer superlattice photocathodes”, *Journal of Applied Physics* 97, 094907 (2005); <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1886888>