

高次光渦ビームによる光渦レーザー吸収分光法の最近の進展

日大生産工(院) ○皆川 裕貴 高知工科大 小林 弘和 核融合研 吉村 信次
九大総理工 寺坂 健一郎 核融合研 森崎 友宏 日大生産工 荒巻 光利

1. 序論

光渦とは、ラゲール・ガウシアン (Laguerre-Gaussian : LG) モードの中心に生じる螺旋状の等位相面を持つ光波である。光渦中を運動する粒子は螺旋状の等位相面によって、方位角方向への追加のドップラー効果を感じる。我々は、このような方位角方向へのドップラー効果を利用し、プローブビームを横切る粒子の速度分布を測定可能な光渦レーザー吸収分光法 (Optical vortex laser absorption spectroscopy : OVLAS) を開発している。光渦の伝播方向を横切る粒子のドップラーシフトは光渦のローカルな位相勾配に依存したものとなる。したがって、ビーム断面上にはドップラーシフトの二次元分布が存在する。ビーム断面上において局所的に異なるドップラーシフトは、プローブビームの共鳴周波数からの離調に依存した不均一な吸収率分布を生じさせる。横方向への一様な流れのあるプラズマ中を伝播するLGビームは、不均一に吸収されながら伝播していくため、ビーム断面に基本LGモードとは異なる構造が生じる。このような基本LGモードとは異なる構造は高次のLGモードの重ね合わせで表されるため、一連のLGモードに分解することができる。伝播距離に依存した固有の位相シフトであるGouy位相シフトはLGモードの次数ごとに異なるため、このようなLGモードの重ね合わせで表される構造は、伝播によるGouy位相シフトの違いによって変形していくと考えられる。ビーム断面の構造の不要な変形は、観測されるドップラースペクトルも変形させる可能性があるため、その影響を明らかにする必要がある。本講演では、吸収によって生じたビーム断面の構造が伝播によって受ける影響を数値計算し、実験と比較することで詳細に報告する。

2. ラゲール・ガウシアンモード

LGモードは近軸近似下のヘルムホルツ方程式を円筒対称な解を仮定して、解くことでEq.1のように得られる[1].

$$\begin{aligned} u_{\ell p}(r, \phi, z) &= \\ &= \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|\ell|)!}} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w(z)}\right)^{|\ell|} \cdot L_p^{|\ell|} \left[\frac{2r^2}{w(z)^2}\right] \\ &\cdot \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w(z)^2}\right] \cdot \exp[i\ell\phi] \cdot \Psi_G(z) \\ &\cdot \exp\left[-i\frac{kr^2}{2R(z)}\right]. \end{aligned} \quad (1)$$

ここでは、ビームウエスト位置を原点 ($z = 0$) としている。 k は波数、 $L_p^{|\ell|}(x)$ はラゲール陪多項式で、 p は動径方向、 ℓ は方位角方向のモード指数を表す。 $w(z)$ 、 w_0 はそれぞれ最低次モードにおける伝播距離 z でのビーム径、ビームウエスト位置でのビーム径で、 $R(z)$ は伝播距離 z における曲率半径を表す。Eq.1における、 $\exp(i\ell\phi)$ が方位角方向への位相項である。光渦の中心は位相が定まらず、この中心点のことを位相特異点と呼ぶ。 $\Psi_G(z)$ は平面波との位相のずれであるGouy位相を表し、次のように与えられる。

$$\Psi_p^\ell = (2p + |\ell| + 1) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right). \quad (2)$$

ここで、 z_R はレイリー長と呼ばれ、ビーム径が $\sqrt{2}w_0$ となるビームウエストからの距離を表す。Gouy位相は、最低次モードにおいてはレイリー長 z_R で $\pi/4$ 変化し、モード指数によって異なることが分かる。

3. 光渦中の粒子が感じるドップラーシフト

光渦中の原子は、通常の縦ドップラー効果に加えて方位角方向へのドップラー効果によって共鳴周波数のドップラーシフトを感じる[2].

$$\delta \approx -kV_z - \left(\frac{\ell}{r}\right)V_\phi. \quad (3)$$

V_z 、 V_ϕ は、それぞれ伝播方向、方位角方向への原子の速度、 r は位相特異点からの距離を表す。右辺第2項が方位角方向へのドップラーシフトを与える。この効果を測定することで、プローブビーム中の粒子の方位角方向速度成分を得ることができる。

Recent progress in optical vortex laser absorption spectroscopy
using higher-order optical vortex beams

Hiroki MINAGAWA, Hirokazu KOBAYASHI, Shinji YOSHIMURA, Kenichiro
TERASAKA and Mitsutoshi ARAMAKI

4. 光渦によるドップラースペクトル

円筒座標系における速度分布において、光渦の螺旋状の等位相面によって励起される粒子をEq.3における δ の関数として考えることで、以下のように光渦によって観測されるドップラースペクトルを得ることができる[3].

$$f(\delta) = \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{r^2}{\ell^2} k^2\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{r}{\ell} \times \exp\left[-\frac{m}{2k_B T} \left(\frac{\ell^2}{r^2} + k^2\right)^{-1} \left(\delta + \frac{\ell}{r} V_\phi\right)^2\right]. \quad (4)$$

観測されるドップラースペクトルは方位角方向への原子の速度によって $-(\ell/r)V_\phi$ だけシフトすることが分かる。また、OVLASを行った場合に観測される吸収スペクトルは、 $r \rightarrow \infty$ のとき最大吸収率Aが計測されると考え、以下のように与えられる。

$$f_{abs}(\delta) = A \cdot k \left(1 + \frac{r^2}{\ell^2} k^2\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{r}{\ell} \times \exp\left[-\frac{m}{2k_B T} \left(\frac{\ell^2}{r^2} + k^2\right)^{-1} \left(\delta + \frac{\ell}{r} V_\phi\right)^2\right]. \quad (5)$$

Fig.1にEq.5によって計算されたビーム断面上に生じる吸収率分布を示す。このとき、トポロジカルチャージは $\ell = +10$ 、離調周波数は+300 MHzである。ビーム断面上には不均一な吸収率の二次元分布が生じることが分かる。このような不均一な吸収はビーム断面に基本LGモードとは異なる構造を生成する。

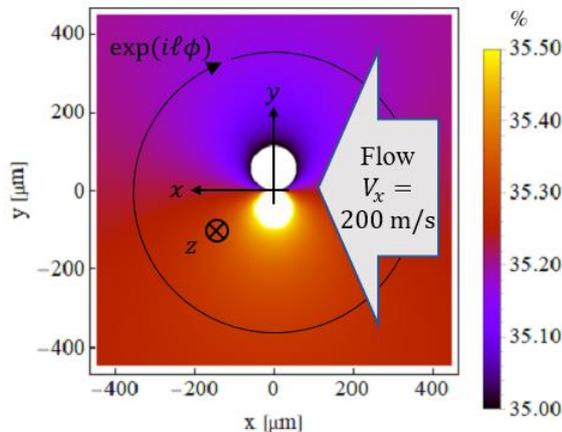


Fig.1. 吸収率分布

5. プラズマ中におけるLGビームの伝播

LGビームのビーム断面がプラズマ中を不均一に吸収されながら伝播していくことによるドップラースペクトルへの影響を評価する。LGビームの伝播を計算するために、回折伝播計算手法の一つである角スペクトル法を用いる。Eq.6に定式化された角スペクトル法を示す[4].

$$g(x, y, z) = \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}[g(x, y, 0)] \cdot \exp \left[j \sqrt{\lambda^{-2} - f_x^2 - f_y^2} z \right] \right] \quad (6)$$

ここで、 $g(x, y, 0)$ 、 $g(x, y, z)$ はそれぞれ伝播前の複素振幅分布、伝播後の複素振幅分布、 λ は波長、 f_x 、 f_y は空間周波数を表す。複素振幅分布はあらゆる伝播方向を持つ平面波の重ね合わせであると考えられる。フーリエ変換によって、平面波群に展開し、指数関数部によって各平面波の位相変化を計算する。最後に、逆フーリエ変換によって伝播後の複素振幅分布を得る。Eq.5によって記述されるLGビームのビーム断面上に生じる不均一な吸収の効果に乗算しつつ、Eq.6によってビームの伝播を計算することでプラズマ中を吸収されながら伝播したLGビームを得る。

6. 実験方法

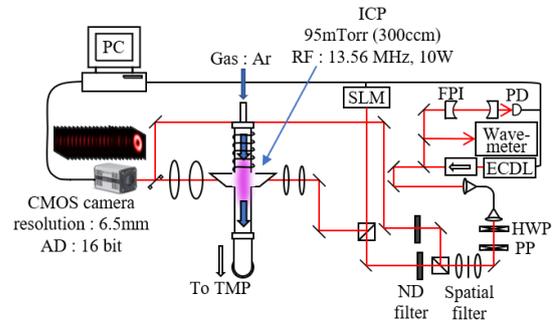


Fig.2. OVLAS の実験系

Fig.2にOVLASの実験系を示す。外部共振器型半導体レーザー (ECDL) の出力光をシングルモードファイバにカップリングさせ、ガウシアンビームとし、SLMに再生されたCGHの一次回折光からLGビームを取り出す。アルゴンの誘導結合プラズマをテストプラズマとして用いる。LGビームをプラズマに入射させ、プラズマを吸収されながら透過したLGビームはカメラに結像される。このとき、吸収長は20mm、プローブビームのレイリー長は37cmである。レーザーの周波数掃引とカメラのシャッターを同期させ、CMOSカメラによって離調周波数ごとの強度分布を撮影する。1ピクセル

ごとの強度変化から吸収スペクトルを測定し、ドップラーシフト分布を解析する。

7. 数値計算結果及び実験結果

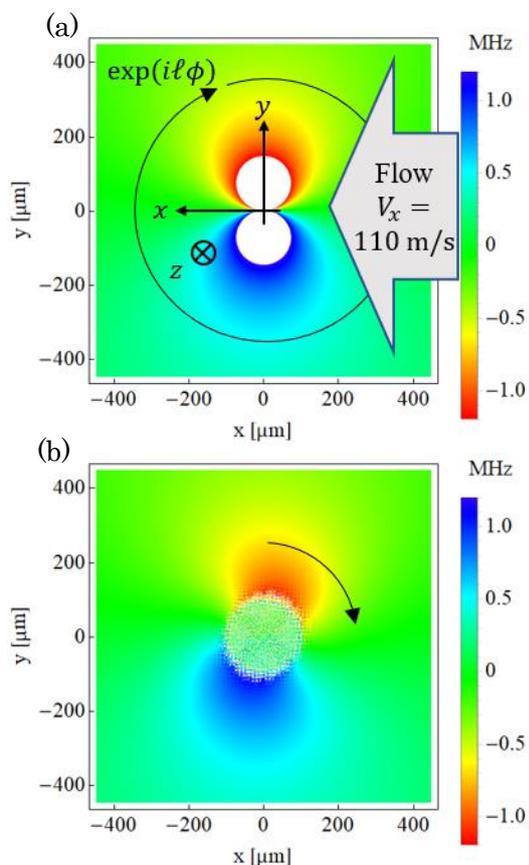


Fig.3. 数値計算によって得られたドップラーシフト分布。(a)伝播の影響を考慮しない場合。(b)伝播の影響を考慮した場合。

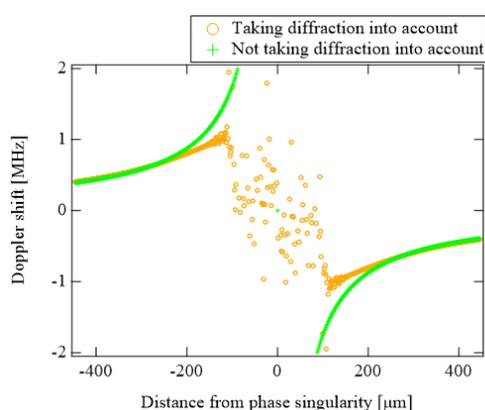


Fig.4. $x = 0 \mu\text{m}$ における y 軸方向へのドップラーシフト

LGビームを横切る流速 $V_x = 110 \text{ m/s}$, 吸収長を 20mm , トポロジカルチャージ $\ell = \pm 10$ を条件とした数値計算によるドップラーシフト分布を Fig.3 に示す。Fig.3(a) は伝播の影響を考

慮せず、Fig.3(b) は伝播の影響を考慮して計算した。ドップラーシフト分布は全体として時計回りに回転していることが分かる。ドップラーシフト分布はビーム断面の位置ごとに観測される吸収スペクトルから解析しており、ビーム断面に生じる不均一な吸収による構造が Gouy 位相によって回転したことが影響していると考えられる。伝播による測定への影響について評価するために、Fig.3 のドップラーシフト分布を $x = 0 \mu\text{m}$ で y 軸方向に見た結果を Fig.4 に示す。位相特異点近傍では、伝播の影響でドップラーシフトの絶対値が小さくなっていることが分かるが、位相特異点から $200 \mu\text{m}$ ほど離れた位置からは伝播の影響をほぼ無視できるほどに絶対値の差が小さくなっていることが分かる。

実験によって得られたドップラーシフト分布を Fig.5 に示す。この実験では、共鳴吸収周波数の校正を行っていないため、ドップラーシフトの相対値に注目する。Fig.5 では、紫の破線で示された 2 重の円内の領域が有効なデータである。光渦の上下で相対的なドップラーシフトに $\pm 2\text{MHz}$ 程度の差があることが分かる。Fig.3(b) で示される数値計算の結果と比較して、2 倍程度の大きさの絶対値となっているが、従来の我々の実験では 2 桁程度大きなドップラーシフトが計測されており、理論値に近いドップラーシフトが計測されているといえる。

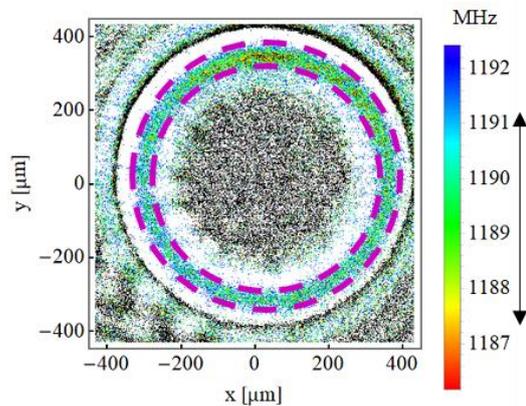


Fig.5. 実験によって得られたドップラーシフト分布

8. まとめと今後の展望

一般的なTDLASで用いられている gaussian ビームをLGビームに置き換えることで、従来のTDLASでは困難であった、プローブビームを横切る流れの測定を行える可能性がある。

OVLASでは、一般的なTDLASと異なり、ビーム断面上に不均一な吸収が生じ、ビーム断面に基本LGモードとは異なる構造を生成する。我々は、高次のLGビームがプラズマ中を吸収されながら伝播することによって、このような構造が変化することを数値計算によって示した。伝播の影響によるGouy位相の変化によってドップラーシフト分布が回転する他、絶対値が小さくなることが分かった。また、位相特異点から $\pm 200 \mu\text{m}$ 離れた領域ではドップラーシフトの絶対値の変化が小さくなることが分かった。このようなドップラーシフトの変化はGouy位相に依存しているため、今後は、レイリー長の条件を変化させた場合の数値計算を行い、伝播によるドップラーシフトの絶対値の変化がレイリー長に依存しているかを検討する。

トポロジカルチャージ $\ell = \pm 10$ の高次のLGビームを用いたOVLASを行った。ドップラーシフトの絶対値は理論的な予測に対して2倍程度大きなものとなっている。しかし、トポロジカルチャージ $\ell = \pm 1$ のLGビームを用いた我々の従来の実験によって得られたドップラーシフトの絶対値は理論的な予測に対して2桁程度大きなものとなっているため、実験の測定精度は格段に向上しているといえる。本実験によって得られたドップラーシフト分布には空間的なノイズが含まれてしまっているため、測定のSNRを向上させる必要がある。また、今後は、流速依存性を確認し、実際のガス流速と比較する必要がある。

本講演では、数値計算の結果及び実験結果について詳細に報告する。

参考文献

- [1] A.E. Siegman, lasers (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
- [2] L. Allen, M. Babiker, and W. L. Power, Opt. Commun. 112, 141 (1994).
- [3] S. Yoshimura, K. Terasaka, and M. Aramaki, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 59, no. SH, p. SHHB04, May 2020.
- [4] K. Matsushima and T. Shimobaba, Opt. Express, vol. 17, no. 22, p. 19662, Oct. 2009.