

平成 30 年 6 月 7 日現在

機関番号：63902

研究種目：基盤研究(B) (一般)

研究期間：2014～2017

課題番号：26287148

研究課題名(和文) 真空紫外偏光分光計測による核融合プラズマ中の電子・陽子の非等方的速度分布の研究

研究課題名(英文) Study of anisotropic velocity distribution function for electrons and protons for fusion plasma based on VUV spectroscopic measurements

研究代表者

後藤 基志 (Goto, Motoshi)

核融合科学研究所・ヘリカル研究部・准教授

研究者番号：00290916

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 11,100,000円

研究成果の概要(和文)：核融合科学研究所の大型ヘリカル装置LHDにおいて、真空紫外領域の水素原子ライマンアルファ線に対して偏光分離計測を行った。最大5%程度の偏光が観測され、プラズマの電子密度上昇とともに偏光度が減少する傾向を示すデータが得られた。一方、偏光生成の励起断面積データを元に原子モデルを構築した。磁場に平行および垂直方向で温度が異なる速度分布関数を用いた場合、電子温度に10%程度の非等方性があれば観測結果と同程度の偏光が生じることが確認された。

研究成果の概要(英文)：Polarization resolved VUV spectroscopic measurement has been made for the Lyman-alpha line of hydrogen atoms in the Large Helical Device at National Institute for Fusion Science. The polarization degree takes about 5% at the maximum and shows a decaying tendency with increasing electron density of the plasma. On the other hand, an atomic model has been constructed based on the polarization creation cross section due to electron collisions. When a velocity function which has different temperatures in the direction parallel and perpendicular to the magnetic field direction, respectively, is adopted, it is confirmed that the line emission shows a similar degree of polarization to the measurement with anisotropy of about 10% in the velocity distribution function.

研究分野：プラズマ分光学

キーワード：非等方的速度分布関数 偏光プラズマ分光

### 1. 研究開始当初の背景

大型ヘリカル装置 (LHD) では、電子サイクロトロン加熱 (ECH) 入力により電子密度が低下する現象が観測されている。ECH は磁場に垂直方向の電子の運動を加速するため、その速度分布関数に非等方性が生じ、磁場に対するピッチ角が大きい電子が増加する。ピッチ角の大きい電子は、磁力線上の磁場強度の不均一性のため局所位置に捕捉され、ドリフトによりプラズマ外へ吐き出されることがその原因と考えられている。しかしながら、電子の速度分布関数の非等方性を実際に観測する手法は確立していない。

### 2. 研究の目的

プラズマ中の原子もしくはイオンからの発光線は、電子衝突による励起がその主な原因である。この時、衝突電子の運動方向により発光線は異なる偏光特性を示す。電子の速度分布が等方的であればこの偏光特性はお互いに打ち消し合い全体として無偏光となるが、非等方性を持つとそれに応じて観測される発光線は偏光する。本研究は、このような特性を利用し、観測される発光線の偏光から電子の速度分布関数の非等方性について何らかの情報を得ることを目的とする。

### 3. 研究の方法

計測原理は国立天文台の太陽観測プロジェクト CLASP にならう。CLASP は、太陽大気中の非等方的輻射場による水素原子のライマンアルファ線の偏光が、ハンレ効果と呼ばれる磁場による偏光緩和を観測し、とくに彩層および遷移層における磁場の強度および向きを求めようとするものである。CLASP では実際に 1%以下の精度でライマンアルファ線の偏光観測に成功している。核融合プラズマにおいてもライマンアルファ線は主要な発光線であり、CLASP で開発された光学素子をそのまま利用できるため、当初はライマンアルファ線を計測の対象とする。

### 4. 研究成果

LHD の既存の分光器に偏光分離光学系を組み込み、水素原子ライマンアルファ線の偏光計測を行った。分光器は焦点距離 3m の直入射型で、1200 lines/mm のグレーティングがマウントされている。ライマンアルファ線 (121.6 nm) の二次光 (243.2 nm) を利用することで非常に高い波長分解能でスペクトル線を観測することができる。逆線分散は 0.142 nm/mm である。分光器の検出器直前にブリュースター角反射を利用した直線偏光選択素子 (偏光アナライザ) を設置し、常にグレーティングの刻線に平行方向 (鉛直方向) の直線偏光成分のみ検出する。

一方、入口スリットの直後に回転可能な 1/2 波長板を設置する。1/2 波長板は、その軸に平行および垂直な直線偏光成分とで異なる屈折率を持っており、透過後両者に 180 度の位相

差を生じさせる。波長板の軸に平行もしくは垂直の直線偏光が入射した場合、透過光の偏光特性に変化はないが、波長板の軸と 45 度の角度を成す直線偏光が入射した場合、それを波長板の軸方向と軸に垂直方向の 2 成分に分解して考えると、入射時にはそろっていた位相が透過後に 180 度ずれるため、それらを再合成すると、元の直線偏光に対して 90 度回転した方向の直線偏光となる。分光器内の光学素子の配置を図 1 に示す。

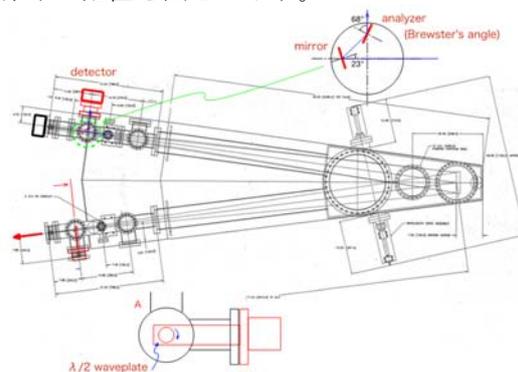


図 1: 分光器に追加した偏光選択素子 (偏光アナライザ) および 1/2 波長板の配置。

偏光アナライザにより選択されるのは鉛直方向の直線偏光成分なので、波長板の軸が鉛直もしくは水平の場合は、検出される偏光成分は、元々プラズマ中においても鉛直方向の直線偏光だった成分である。しかしながら、波長板の軸が鉛直方向と 45 度の角度を成す場合、検出器に届く鉛直方向の直線偏光成分は、プラズマ中では水平方向の直線偏光だった成分である。波長板による偏光方向の回転角は、入射光の偏光方向と波長板の軸との角度により、0 度から 180 度まで連続的に変化するので、波長板を回転させることにより、プラズマ中のさまざまな角度の偏光成分を検出することが可能となる。

ライマンアルファ線は  $J=1/2-1/2$  および  $J=1/2-3/2$  の遷移に対応する微細構造を持つが、本分光器ではこれらを分離することができず、ひとつのピークとして観測される。 $J=1/2-1/2$  の発光線は原理的に偏光しないことがわかっており、発光線の偏光度を定量的に議論するときには、この点について考慮する必要がある。しかしながら、 $J=1/2-1/2$  と  $J=1/2-3/2$  との強度はほぼ 1 対 2 であることがわかっているので、 $J=2-3/2$  の発光線の偏光の計算結果から、両発光線を含むピークの偏光を求めることは容易である。以降、議論する偏光度は、観測結果も計算結果も両成分を含むものとする。

通常の LHD 実験では、加熱入力が 2 秒に制限されており、生成される放電の定常的なフェーズはせいぜい 1.5 秒程度である。波長板は 45 度回転するごとに検出される偏光成分が 90 度回転する。したがって、波長板 1 回転に対して 4 周期分の異なる角度の直線偏光成分を計測することができる。スペクトル計

測は、検出器の仕様による最小繰り返し時間の 50 ms で行った。

発光線が無偏光であれば、強度は観測する偏光方向によらず一定であるが、偏光している場合は、波長板回転の 4 倍の周期で強度に変調が生じるはずである。例えば円偏光がないとして、ストークスパラメータの  $Q$  と  $U$  を求めるためには、45 度ごとの直線偏光成分を観測する必要がある。その場合、4 回のスペクトル計測に必要な時間、200 ms ごとに 1 セットのデータが得られるので、波長板をその 1/4 の周期 800 ms/rev で回転させる必要がある。その場合、放電が安定する 1.5 秒の間に波長板は約 2 回転し、約 8 周期分の直線偏光データが得られる。波長板を 1.6 s/rev で回転させれば、22.5 度ごとの直線偏光成分を観測できるが、取得できるデータは約 4 周期分となる。実際の計測では、最初に 1.6 s/rev の波長板回転速度で発光線の強度が 0.4 秒周期の正弦波的になることを確認し、その後、偏光度データを取得する場合には回転速度を 0.8 s/rev とした。

波長板は LAN 上で通信される放電シーケンス信号を利用して回転を開始し、約 10 秒間、整数回の回転後停止するようにしている。つまり、0.8 s/rev の場合は、13 回転後に停止する。モーターには機械原点信号がないため、不測の事態によりコントローラの電源が失われモーター駆動パルスのカウンターがリセットされた場合、回転角の現在値が不明になってしまう。停止時は常に原点に停止するようにすることで、そのような事態に陥る可能性を最小限にとどめることができる。

検出器のデータ取得は放電開始の電気パルス信号で開始する。したがって、波長板の回転とは厳密には同期していない。スペクトルを取得したときの波長板の回転角は、モーターのエンコーダ信号と、検出器の露光時間信号との比較から求めた。実際に両者の関係は放電ごとに異なり安定していないため、このような比較は全ての放電に対して必要である。図 2 は、ある放電において得られた発光線強度の時間変化である。波長板の回転速度は 1.6 s/rev であり、その 1/4、つまり 0.4 s の周期で強度が変調していることが確認できる。理想的には、この波形を正弦関数でフィットし、そのピーク値  $I_{max}$  とボトム値  $I_{min}$  から偏光度  $P = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$  が得られる。しかしながら実際には、定常的な放電が得られるよう注意深くガス供給レートの調整を行っていてもプラズマの密度がわずかに変化しており、それに応じて発光線の平均強度も変化している。密度の変化は無視できるとすれば、例えば、フィッティング関数に平均強度の時間的変化を多項式で導入すれば、精度良く偏光度を求めることができる。

線強度が最大となる波長板の回転角は 60 度であり、これは鉛直から 60 度傾いた直線偏光に対応する。この角度と発光位置における

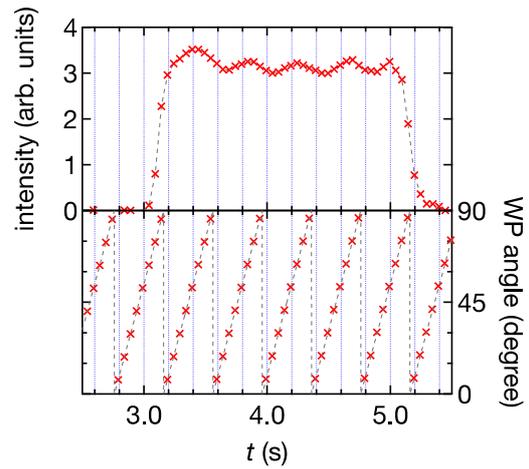


図 2: 発光線強度の時間変化の例 (上) および各計測タイミングでの 1/2 波長板の回転角 (下)。

磁場の向きとの関係を今後調べる必要がある。他の放電においても強度が最大となるのは、ほぼ同じ角度の直線偏光成分であった。

ECH、NBI それぞれの放電において  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  から  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  程度の範囲で電子密度を変化させながら計測を行い、上記の方法でそれぞれの放電について偏光度を求めた。結果を図 3 に示す。検出された偏光度は最大 5%程

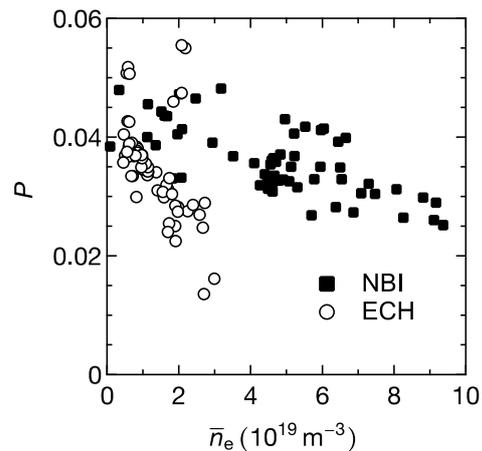


図 3: 観測した全ての放電から求められた偏光度の線平均電子密度依存性。

度であり、電子密度の上昇とともに偏光度が低下する傾向が見られる。

偏光生成の原因として電子の速度分布関数の非等方性を考えているが、電子密度の上昇により非等方的速度分布は緩和すると考えられ、また、電子衝突による偏光緩和過程も促進されるため、この実験結果は我々の想定と矛盾しない。電子サイクロトロン加熱 (ECH) と中性粒子ビーム加熱 (NBI) との放電を比較すると、同じ線平均密度の場合、後者の放電の方が偏光度が大きい傾向があるが、その原因は今のところ不明である。ECH 加熱はサイクロトロン運動を加速するものであり、磁場に垂直方向の運動が選択的に加速されるため、その結果生成される非等方な速度分布を持つ電子により発光線に偏光が生じる可能性があ

ると考えられたが、NBI 加熱プラズマについてそのようなもっともらしい説明はなされていない。NBI 入射により生じる高速のプロトンとの衝突による励起が原因である可能性もあるが、定量的な検証は未着手である。

計測と平行して、非等方的電子衝突による偏光生成の理論モデルの構築を行っている。現状では、ライマンアルファ線の上準位  $2^2P$  のポピュレーションは、基底状態  $1^2S$  からの電子衝突による励起と、ライマンアルファ線を放出する自然放射による脱励起との釣り合いによって定常的になっていると考える。偏光度については、やはり基底状態からの励起に伴う偏光生成と、自然放射による脱励起および電子衝突による偏光緩和とのバランスにより決まると考える。

ベースとなるのは、電子衝突による  $1^2S \rightarrow 2^2P$  の励起断面積と偏光度のデータである。これらを用いて求めた偏光生成断面積を励起断面積とともに図 4 に示す。ただし、偏光生成に

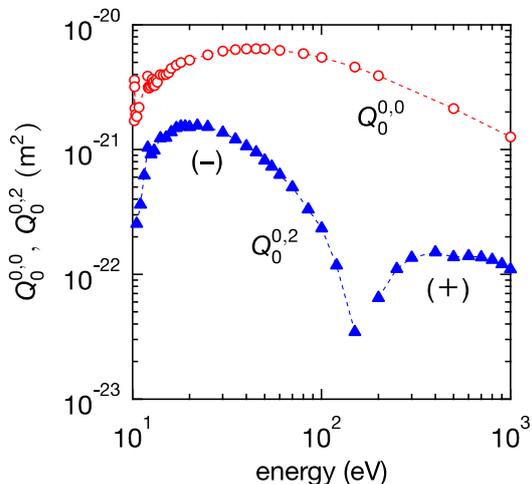


図 4:  $1^2S \rightarrow 2^2P$  遷移の電子衝突励起断面積 ( $Q_0^{0,0}$ ) および縦アライメント生成断面積 ( $Q_0^{0,2}$ )。

ついては、偏光度ではなく、 $A_L = (I_{-I} - I_0)/(I_{+I} + 2I_0)$  と定義される縦アライメント量  $A_L$  の生成断面積を示している。ここで  $I_{\pm}$  および  $I_0$  は、それぞれ、電子の衝突方向に平行および垂直の直線偏光成分の強度である。

速度分布関数として、磁場に平行方向と垂直方向とで異なる温度を持つことができるようなものを考える。断面積と速度分布関数から励起および偏光生成の速度係数を以下のようにして求める。ある方向のある速度を持った電子の衝突を考える場合、最初に衝突方向を量子化軸に取り、励起準位の磁気副準位を基底とした密度行列の時間微分を求めたのち、それを座標軸の回転により磁場方向を量子化軸とした場合へと変換する。このような計算を分布関数全体にわたり積分することで、全電子による密度行列の時間微分が得られ、その結果から励起および偏光生成の速度係数が求められる。電子衝突による偏光緩和については、振動数ベースのシュタルク広がり幅がその速度係数の良い近似になることが知られ

ており、現在はそのような評価を行っている。

計算例として、磁場方向の電子温度を 10 eV で固定し、磁場に垂直方向の電子温度を 0.3 eV から 30 eV まで変化させた場合について、いくつかの電子密度に対する結果を図 5 に示す。10 eV という値は、典型的な LHD 放

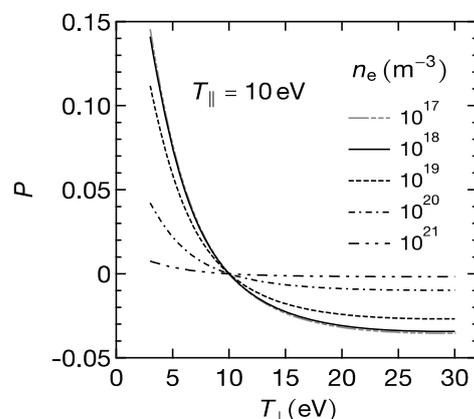


図 5: 磁場方向の電子温度 10 eV に対して、磁場に垂直方向の温度を 0.3 eV から 30 eV まで変化させた時の偏光度の値をいくつかの電子密度について計算した結果。

電においてライマンアルファ線の発光位置のおおよその電子温度である。5%程度の偏光度は、磁場方向と磁場に垂直方向とのわずかな電子温度の違いにより生じることが確認された。また、電子密度が  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  を超えると電子衝突緩和が有意となり、 $10^{21} \text{ m}^{-3}$  ではほとんど完全に偏光が緩和することがわかる。

モデル計算は磁場に平行および垂直方向の直線偏光の強度から偏光度を求めているが、観測視線上の発光位置で磁場と視線とがどのような角度で交差しているのかはまだ不明である。したがって、モデル計算の結果を計測結果と定量的に比較する段階ではないが、少なくとも、観測された数%程度の偏光度は電子の速度分布関数にわずかな非等方性があれば起こりうることを示すことができた。また、電子密度上昇による偏光緩和についても、実験を行なった密度領域で緩和が起こりうることをわかった。

今後は、別の計測結果を用いて原子発光位置を同定し、観測視線と磁場との角度など実際の観測条件の下での偏光をシミュレートし、モデル計算と計測結果の定量的比較を行う。速度分布関数については、現在は磁場方向と垂直方向とで異なる温度を持つ場合を考えているが、それに加えて、単色のビーム成分を含む場合など別の形状の関数についても実装させる。さらには、プラズマのシミュレーションから得られる非等方的かつ非熱的速度分布関数を用いた偏光のシミュレーションを行い、計測結果との比較を行う。

これまでは、CLASP で開発された光学素子を利用していたため、観測対象が水素原子のライマンアルファ線のみであったが、ライマンアルファ線はプラズマの境界部で発光することが知られている。電子の速度分布関数の

非等方性はプラズマ内部でより顕著になると考えられるので、プラズマの内部で発光するイオン線を観測対象にすることも検討する。例えば、3 価の炭素イオンの発光線 ( $2^2S-2^2P$ , 155 nm) であれば、プラズマの内部で発光することがわかっており、また、発光線の分光学的構造がライマンアルファ線と同一のためモデル計算の構築が行いやすいため、有望なターゲットである。また、この発光線は  $J=1/2-1/2$  と  $J=1/2-3/2$  の微細構造が、現在使用している分光器でも完全に分離して計測できるため、原理的に偏光しない  $J=1/2-1/2$  を計測原理の検証のために用いることができる。

#### 5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計 2 件)

① M. Goto, K. Sawada, T. Oishi, S. Morita Self-reversal in Lyman-alpha line profile for diagnosis of fusion plasma, Journal of Physics: Conf. Series, 810, 2017, 012016-1-5,

doi:10.1088/1742-6596/810/1/012016

(査読有)

② M. Goto, K. Sawada, T. Oishi, S. Morita Particle source and edge confinement study based on spectroscopic diagnosis in the LHD, Plasma Physics and Controlled Fusion, 58, 2016, 084001-1-5,

doi: 10.1088/0741-3335/58/8/084001

(査読有)

[学会発表] (計 5 件)

① M. Goto, Modeling of Lyman-alpha Line Polarization in Fusion Plasma due to Anisotropic Electron Collisions, The 24th International Conference on Spectral Line Shapes, Dublin, 2018

② 後藤基志, 非等方的電子衝突によるライマンアルファ線の偏光生成モデル, 日本物理学会第 73 回年次大会, 東京理科大学野田キャンパス, 2018

③ M. Goto, Polarization spectroscopy for a study of plasma anisotropy in LHD, The 26th International Toki Conference, Toki, 2017

④ M. Goto, Formulation of Lyman-alpha line polarization in fusion plasma due to anisotropic electron collisions, 21st International Stellarator-Heliotron Workshop, Kyoto, 2017

⑤ 後藤基志, LHD における偏光プラズマ分光計測, 日本物理学会第 72 回年次大会, 2017/3/17-2017/3/20, 大阪大学豊中キャンパス

#### 6. 研究組織

(1) 研究代表者

後藤 基志 (GOTO, Motoshi)