

インコヒーレント遷移放射を用いたレーザープラズマ励起電子バンチの計測

中村啓^{A)}、渡部貴宏^{A)}、上坂充^{A)}、Wim P. Leemans^{B)}

^{A)} 東京大学大学院工学系研究科附属原子力工学研究施設

〒319-1188 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-22

^{B)} Lawrence Berkeley National Laboratory 1-1 Cyclotron, Berkeley, CA, 94720

概要

現在 Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)、I/OASIS/東大原施グループでは、レーザー励起プラズマから生成される電子バンチの計測に関する研究を進めている。インコヒーレント遷移放射を用いたフラクチュエーション法の適用可能性について、理論面の考察と予備実験を行った。理論面では、遷移放射の揺らぎに、電子バンチのエミッタンスのうち角度分散が影響しないことを解析的に導き、揺らぎを減少させる空間モード数の評価を行った。また、レーザープラズマ中で起こりうる非線形現象について考察を行った。また、レーザー光と信号を分離するためのフィルタリングに関する予備実験として、レーザー光スペクトルの偏光特性の測定実験を行った。

1 はじめに

現在世界中で高強度レーザー励起プラズマを用いた先進加速器の研究が活発に行われている[1-4]。それら加速器からの電子シングルバンチの時間幅は、理論、数値解析面の研究より、数十フェムト秒であることが示唆されており[5]、その実験的証明が緊急且つ重要な課題となっている。LBNL では THz 遷移放射強度の電荷量の2乗に比例することを示し、0.3THz から 3THz の領域において放射がコヒーレントであることを示した[6]。これはオーダーで 10 フェムト秒領域にパルスがあることを示している。

我々はこれらパルスの評価に、異なる手法を用いた計測がさらに必要であると考え、インコヒーレント放射を用いたフラクチュエーション法の適用について考察を行っている。この種の電子バンチ計測を困難にしている要因は大きに2つあると考えられる。一つ目はパルス幅が非常に短いということである。現在極短電子バンチ計測において最も信頼性が高いフェムト秒ストリークカメラの分解能は 200fs であり[7]、電子バンチはそれよりも短い。フラクチュエーション法は短いバンチほど計測しやすいという特徴をもっている[8]。もう1つの理由は、この種の加速器からの電子バンチが大きなエネルギー分散を持っていることに起因している。電子バンチ内で空間電荷効果が大きく作用するために、電子バンチが広がってしまうのである[9]。この効果により、生成された時点で数十フェムト秒でも、計測する場所ではピコ、ナノ秒のバンチとなってしまう。特別なスキームにより単色な電子バンチを生成する研究も行われているが[10,11]、現在のところ単色バンチの生成は報告されていない。この極短電子バンチの生成直後の情報を抽出するために、我々はプラズマ真空境界に着目した[6]。この境界では遷移、回折放射が生じており、それらは数十フェムト秒のパルス幅の情報を持っていると考えられる。

2 理論

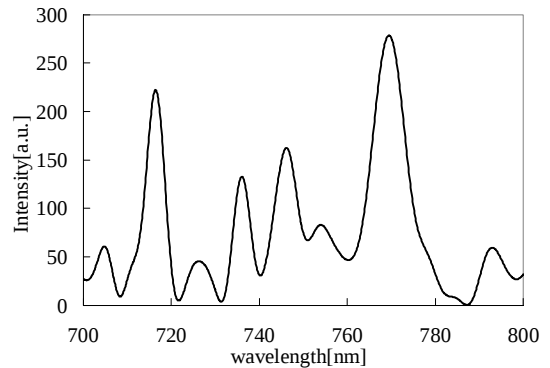


図1: スペクトル例1 (パルス幅 40fs)

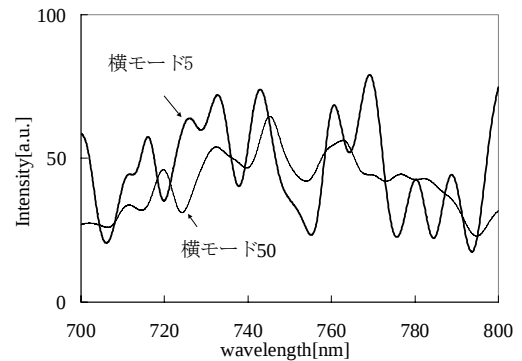


図2 スペクトル例2 (パルス幅 40fs、横モード5)

この計測手法の理論について概略を記す。電子バンチからの放射電場スペクトルは(1)式で与えられる。

$$E(\omega) = e(\omega) \sum_{k=1}^{N_e} \exp(i\alpha t_k) \quad (1)$$

ここで $e(\omega)$ は1つの電子から放射される電場であり、 N_e はバンチ内電子数、 t_k はその相対的な時間である。図1に示したのはこの計算例であり、インコヒーレント放射のスペクトルはスパイクの集まりからなることが分かる。このスパイクの幅を $\delta\omega$ とすると、電子バンチ幅を(2)式より推測する事ができる。

$$\tau_b = 1/\delta\omega \quad (2)$$

(2)式から分かる通り、スパイクの幅はパルス幅が短いほど広い。つまりパルス幅が短いほどスパイクが計測され易いことを意味していて、これはこの手法最大の長所である。

上記の理論は時間軸1次元のみが考慮されている。実際の電子バンチはエミッタンス $\mathcal{E}_x = \sigma_x \sigma_{x'}$ で評価される空間的広がりを持つ。これは横方向モードを生み出し、ス

ペクトルをなまらせ、計測を困難にさせる。図2に横方向モード数5と50を仮定した計算結果を示す。スペクトルがなまり、スパイク幅の計測が困難になっていくのが分かる。

3 実験

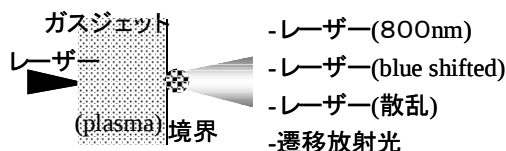


図3 実験概念図

プラズマ-真空境界からの遷移放射を用いて計測を行う実験において、第一の課題はレーザー光と遷移放射光の分離である。図3に実験の概念図を示した。体系上、全ての光が同じ軸上に存在してしまうため、遷移放射のみを検出するための工夫が必要となる。この問題について我々は現在二つのアプローチを考えている。1つは、観測する波長領域の選択である。この手法を用いて数十フェムト秒のパルス幅を計測するには、100nm程度の観測領域が必要となることが(2)式から推測される。計測は任意の波長領域で行う事ができるので、レーザー光が存在しない領域を選んで計測を行う事ができる。この検討にはブルーシフト光の評価が求められる。もう1つは偏光を利用するものである。遷移放射は径方向(z軸を進行方向としたとき、xy平面上のr方向)の偏光を持つため、入射レーザーが直線偏光であれば、偏光子を用いることによって、レーザー光のみを除去できる。またこのアプローチでもブルーシフト光の偏光特性を評価し、直線偏光である事を確認する必要がある。そこで予備実験として、揺らぎ干渉法のこの計測への適用を考察するために、レーザー光スペクトルの偏光特性測定を行った。

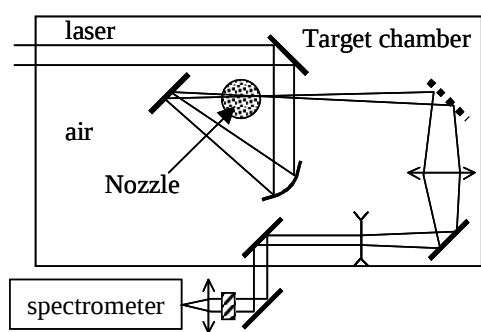


図4 実験体系

実験体系を図4に示す。今回の実験ではガスジェットは用いず大気中で行った。レーザーはTi:SapphireのCPAレーザーであり、出力は1TW、50fsである。偏光方向は紙面垂直方向で入射された。焦点距離30cmのパラボラミラーで直径20ミクロン程度に集光させた。光はアルミミラーによりスペクトロメーター(300g/mm, 500nm中心)へと導かれた。スペクトロメーター直前に偏光子を置き、測定する光の偏光を選択した。測定結果を図5に示す。図のほぼ上端の部分の値が、垂直偏光の成分である。入射成分

(800nm付近)に対して、ブルーシフト光は偏光があいまいに、つまり楕円偏光に近づいているのが見て取れる。また、750nm付近は光が少ないこともわかる。これらのことから、この手法を用いて測定を行うにあたり、この750nmの波長を中心とした領域で更に偏光子を用いフィルタリングをして実験を行うのが良いと結論できる。

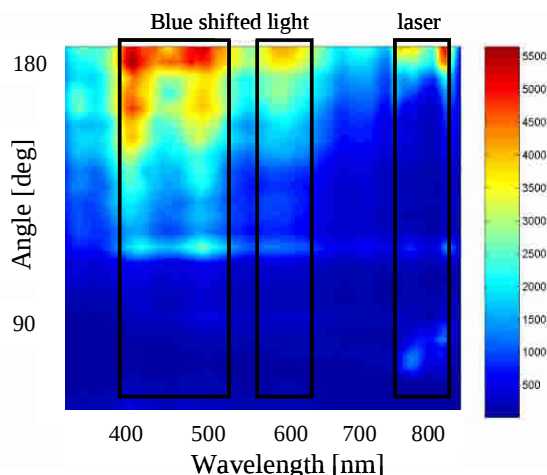


図5 スペクトルの偏光依存

4 偏光特性についての考察

実験の章ではレーザーの偏光特性が保存されることを仮定して議論を進めたが、ここでプラズマを通過するレーザー光の偏光特性について、どのような変化が起こりうる課を考察する。

レーザープラズマ相互作用によって、誘起されたプラズマ波に電子が捕捉されてバンチとなり加速されるが、これは電流と見なせる。つまりは磁場が存在する訳であり、レーザー光の電場とこの磁場の非線型相互作用により、偏光特性が変調を受けることが考えられる。電場の偏光特性に影響を及ぼす電場磁場相互作用は2つ考えられる。1つはファラデー効果、もう1つはコットン・ムートン効果である。前者 $\chi_{ijkl}^{\omega} \epsilon_{jkm} H_m^0 E_l^{\omega}$ の効果は波長の2乗に比例し、

偏光を旋回させ、後者 $\chi_{ijkl}^{\omega} H_j^0 H_k^0 E_l^{\omega}$ の効果は波長の3乗に比例し、複屈折を誘起し直線偏光を楕円偏光に変えてゆく。つまり、磁場が存在する状況下では、偏光の直線性が乱される可能性がある。これは、特にコットンムートン効果は、偏光特性を用いたフィルタリングを困難にする。この効果が顕著にみられた時は、影響の小さい波長領域で観測するのが望ましいといえる。

5 横方向エミッタンスに関する考察

2節で示されたように実際の電子バンチはエミッタンスで評価される空間的な広がりを持ち、これは得られるスペクトルをなまらせる方向に働く。チェレンコフ放射を用いたとき、揺らぎがエミッタンス $\epsilon_x \epsilon_y$ に比例して抑圧される事がわかっているが^[15]、遷移放射を用いたときエミッタンスが揺らぎにどのように影響を与えるかを、図6に示すモデルを用いて解析的に考察した[12]。

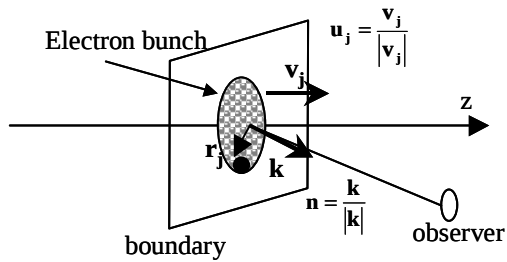


図6 有限な大きさを持つバンチからの放射

電子バンチからの電場は(3)式のように記述できる。

$$\mathbf{E}(\nu) = e(\nu) \sum_{j=1}^N [\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{u}_j)] \exp(i2\pi \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_j) \quad (3)$$

この電場の相関関数を考えると、詳細は省くが、電子の自己相関の項と、相互相関の項とに分けることができ、インコヒーレント放射の場合は、後者の寄与は無くなる。

$$\langle \mathbf{E}(\nu) \mathbf{E}^*(\nu) \rangle = e(\nu) e^*(\nu) N \{ F(\Delta\nu) + (N-1) \chi F(\nu) F^*(\nu') \} \quad (4)$$

ここで、 $F(\nu)$ はバンチ構造関数と呼ばれる光源、ここではバンチのサイズの影響が含まれる項で、 χ は分散要素と呼ばれるバンチ内電子の速度ベクトルの分散の影響が含まれる項である。このことより、コヒーレント放射はバンチサイズ σ_x 、分散 σ_v 両方の影響を受けるが、インコヒーレント放射に限れば、分散 σ_v の影響を無視できる。このことより、遷移放射を用いた揺らぎ干渉法では、プラズマ真空境界におけるバンチサイズを考慮に入れてスペクトルの評価を行えばよい。

レーザー励起プラズマからの電子バンチのサイズはプラズマ周波数に依るが数十ミクロン程度である^[9]。また、ビームサイズが揺らぎに与える影響は空間方向のコヒーレントモードの増加として(5)式で与えられる^[13]。

$$N_{tr} = d\theta/0.5\lambda \quad (5)$$

バンチサイズ直径 10 ミクロン、電子の平均エネルギーを 4 MeV、観測波長を 750nm と仮定すると、コヒーレントモード数は 3.4 と与えられる。これは横 1 次元についてなので、直径 10 ミクロンの円状のビームを考えるとモード数は 9.1 となる。この数は、放射全体を計測した場合における値であり、観測面積を 4 分の 1 にすることにより、横モード数を 2 程度とする事ができる。図 1、2 に横モード数 1 と 5 の場合の計算結果を示したが、横モード数が 2 のときは十分計測が行えうる事が容易に推測される。

6 結論

レーザー励起プラズマからの極短電子バンチ計測のために、インコヒーレント放射を用いたフラクチュエーション法の適用の可能性について予備的実験と理論面からの考察を行った。実験面、つまりインコヒーレント遷移放射の計測の可能性については、ハイパワー、真空中でのガスジェットによるスペクトル、偏光特性の評価実験が求められるところであるが、計測領域の選択と偏光を利用したフィルタリングによって、この手法の適用が可能であると結論する。理論面では、空間方向モード数の増加によるスペクトルのなまりについて、遷移放射からのインコヒーレント光は、エミッタンスのうち角度分散は影響せず、ビーム

サイズのみ揺らぎに影響を及ぼすことが示された。そして計算より空間方向のコヒーレントスライス数は約 10 と評価された。この値は放射全体を計測した場合であり、観測領域を制限することによって、ほぼ 1 に近づける事ができる。図 7 に 90 度に測定領域を制限した例を示す。それぞれのピークが一つのモードを示している。これらのことより、レーザー励起プラズマからの数十フェムト秒電子バンチ計測に、揺らぎ干渉法が適用できると結論する。

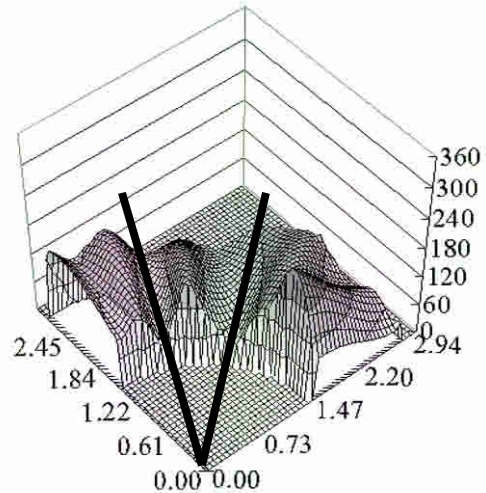


図7 測定領域の制限

7 今後の予定

現状と今後の予定であるが、現在我々は磁場中の光の伝播だけでなく、ブルーシフト光そのものの発生機構から来る偏光特性について考察中である。また、来年より LBNL にて真空中、ガスジェットを用いての偏光特性の測定実験を行う予定である。

参考文献

- [1] T. Hosokai, et al, Physical Review E 67, 036407 (2003).
- [2] W. P. Leemans, et al, Physical review letters 89 174802 (2002).
- [3] V. Malka, et al, Science **298**, 1596 (2002).
- [4] D. Umstadter, et al, Science 273, 472 (1996).
- [5] N. Hafz, et al, Nucl. Instrum. Meth. A 455 (2000) 148.
- [6] W. P. Leemans, et al., Physical Review Letters 91 074802 (2003).
- [7] T. Watanabe, et al, Nucl. Instrum. Meth. A 480 (2002) 315.
- [8] M. S. Zolotarev and G. V. Stupakov: SLAC-PUB-7132, (1996).
- [9] G. Fubiani, et al., AIP Conf. Proc. 647 (2002), pp.203-211
- [10] C. B. Schroeder, et al., Physical review E 59 (1999) 6037
- [11] P. Zhang, et al, Phy. of Plasm. 10 (2003) pp. 2093.
- [12] T. Watanabe, PhD dissertation, Univ. Tokyo (2002).
- [13] K. Nakamura, et al, proc. of the APAC (2001), pp.707., K. Nakamura, et al., International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics 14 (2001) 203, K. Nakamura et al., (submitted to AESJ)