

PLASMA WAKEFIELD ACCELERATION AND PLASMA LENS EXPERIMENTS FOR ELECTRONS

A. Ogata, K. Nakajima, H. Nakanishi, A. Enomoto, H. Kobayashi,
Y. Suetsugu, T. Urano, S. Kurihara, S. Ohsawa, T. Oogoe,
T. Shoji%, Y. Yoshida#, H. Shibata# and Y. Nishida*

National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba 305

% Plasma Science Center, Nagoya University, Nagoya 464-01

Nuclear Engineering Research Laboratory, Tokyo University, Tokai, Ibaraki 319-11

* Department of Electrical Engineering, Utsunomiya University, Utsunomiya 321

ABSTRACT

This paper describes two experiments using two linac facilities: the KEK PF electron linac for positron generation and the twin linacs of the University of Tokyo. The KEK experiments use a train of several 500MeV bunches with total charge of 5-10nC. A plasma with density of 10^{11} - 10^{13}cm^{-3} is produced by pulse discharges between cathodes and a plasma chamber 1m in length. The experiments proved that the field of the plasma wave excited by preceding bunches accelerates or decelerates trailing bunches. The resonant condition between the buncher rf frequency and the plasma frequency causes barycenter shift more than 12MeV in the energy distribution of a trailing bunch. The experiments using the Tokyo University twin linacs has just begun. In the plasma wakefield acceleration experiments, one of the twins generates a driving bunch and the other generates a test bunch. The time interval between them is controllable. The plasma lens experiments are also planned.

プラズマによる電子の加速と収束の実験

ふたつのライナック、KEK PFの陽電子発生陽電子ライナックと、東京大学工学部付属原子力工学研究施設（東海村）のツインライナックを用いた、2種類の実験、プラズマ航跡場加速実験¹と、プラズマレンズの実験²について報告する。すでにデータが出ているのはKEKにおけるプラズマ航跡場加速実験のみである。

1. KEKにおけるプラズマ航跡場加速実験

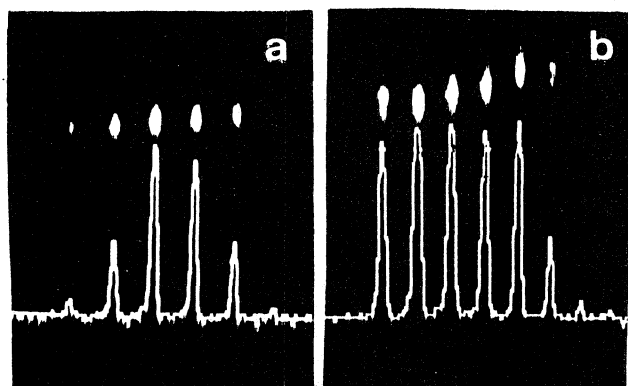


Fig.1 Two examples of streak pictures of linac bunches. In (a), the envelope is Gaussian, while it is not so in (b).

航跡場 (wakefield) ということばは、船が通った跡に水面に残す場由来する。航跡場加速とは、荷電粒子群 (ドライブバンチ) が通った跡に残す電場のエネルギーを利用した加速である。われわれの場合航跡場の媒体はプラズマ波であって、加速されるべき粒子群 (テストバンチ) はプラズマ波のどの位相にあたるかによって、加速されたり、減速されたりする。KEKのライナックのビームはFig. 1に示すように数個のバンチからなり、バンチ間隔は $f_{rf}=2856\text{MHz}$ というrf周波数によって350psecに固定されている。一方プラズマ周波数は $f_p=\omega_p/2\pi=8.97\times 10^3\sqrt{n_e}$ で与えられるので、プラズマ電子密度 n_e により制御できる。われわれは後方のバンチのエネルギー

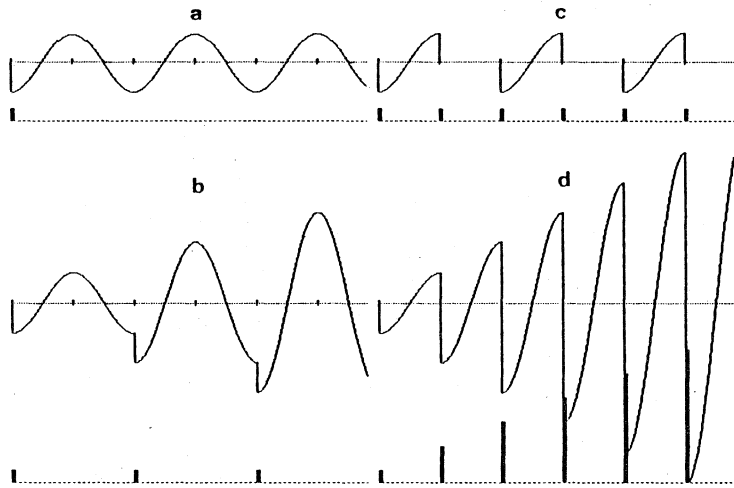


Fig.2 Wakefield caused by a single bunch (a), a train of bunches with equal intensities but different injection timings (b) and (c), and bunches whose intensities make 1,3,5,... series (d).

マ周波数がrf周波数の整数倍に等しいところであらわれる。これらの共鳴密度では、全てのバンチが減速される。共鳴の間には、あるバンチは加速され、あるバンチは減速されるという密度が存在する。バンチ間の距離が固定されている限り、全てのバンチが加速されることはない。これは、あるバンチが加速されるためには、必ず他に減速されるバンチが存在しなければならないからと考えれば納得できよう。

ライナックのビームのエネルギーは500MeV、数個のバンチの持つ合計の電荷は7.5nC,rmsで定義したバンチサイズは進行方向に3mm,横方向に1mm程度である。電子密度 10^{10} - 10^{13} cm $^{-3}$ を持つプラズマは直径30cm長さ1mの容器中に、LaB $_6$ カソードと容器との間のパルス放電で作られ、永久磁石によるマルチダイポール磁場で閉じ込めた。プラズマ温度と密度はラングミュアプローブによって測定した。プラズマ容器をでたビームを偏向磁石で曲げた後、空気中を走らせ、バンチ毎のチェレンコフ光の横方向分布をストリークカメラで観測することによりバンチ毎のエネルギー分布を測定した。

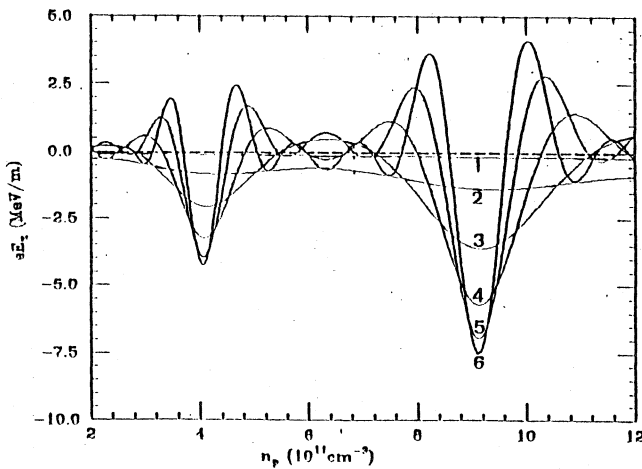


Fig.3 Plasma density dependence of the expected wakefield at the barycenter of each bunch. The numerals denote the order of bunches.

変化をプラズマ密度の関数として測定し、これが線形理論と一致することを確かめた。

インパルス的なバンチではFig.2(a)に示すようにプラズマ中の航跡場の空間依存性は $G(s)=E \cos k_p s$, $k_p=\omega_p/c$ で与えられる。等強度のバンチ列がプラズマにはいるときは、Fig.2(b)のようにバンチ間隔がプラズマ波長の整数倍のときは航跡場は等差級数的に増加するが、(c)のように整数倍プラス1/2波長のときは打消される。Fig.3はFig.1(a)のような一連のバンチについてバンチの大きさも考慮に入れて行なった数値計算で、加速勾配をプラズマ密度の関数として示してある。1,2,3...の数字は、先頭から数えてそれぞれ1番目, 2番目, 3番目..のバンチの受ける加速勾配であることを示す。プラズマ密度の上昇とともに大きくなる谷があるが、これらの谷はプラズマ

Fig.4は実験で得られたエネルギー分布の一例である。この場合は $n_e=9 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$ という共鳴密度においてFig.4(a)のように最大強度を持つバンチのエネルギー分布の移動が観測された。このすぐ後につづくバンチにおいては(b)に示すように分布の分散の増加が観測された。もっと後ろにある強度の弱いバンチのエネルギー分布には著しい変化がみられなかった。このデータをとったときのバンチ列の強度のエンベロープはFig.1(a)のようなガウス分布ではなく、(b)のような分布であったと考えられ、また後の方のバンチはライナックの構造に固有の航跡場により、プラズマに入る以前に横方向に位置がずれていたため、プラズマ航跡場の影響が小さかったと思われる。Fig.5は最大強度のバンチのエネルギーシフトを示したもので、最大12MeV/mであった。曲線はFig.1(b)の様なバンチ列を仮

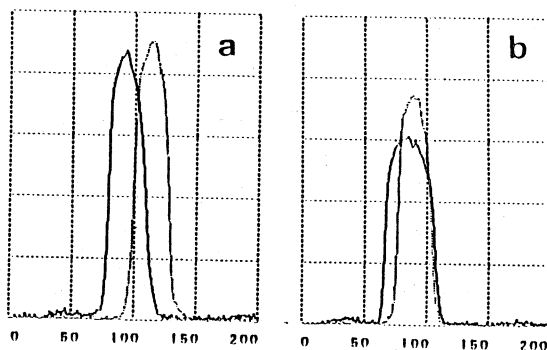


Fig.4 Typical energy spectra, .547MeV/ch..
(a)Those of the bunch with the maximum intensity. (b)those of the bunch just after the one with the maximum intensity. Solid line:in the presence of a plasma with the resonant density. Dotted:in a plasma with density off the resonance.

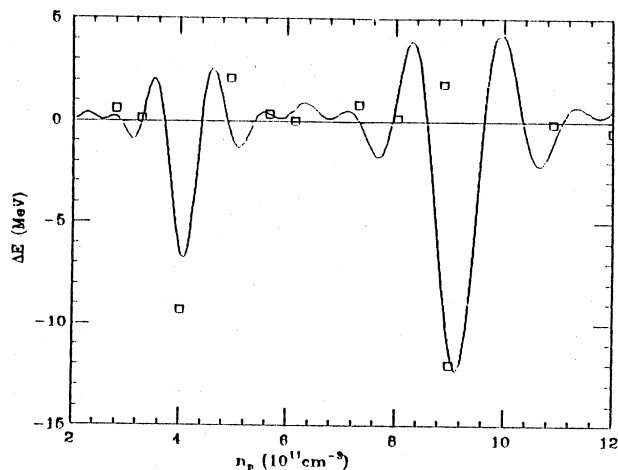


Fig.5 Observed plasma density dependence of barycenter energy shifts of the maximum bunch.

定した時の線形モデルに基づく計算値である¹。

なお、Fig.3からはバンチ間隔が固定されていると効率の良い減速実験は可能でも効率の良い加速実験は不可能のように思われる。加速実験はFig.2(d)のようにバンチ列のエンベロップを整形できれば可能である。ここではバンチ列の入射するタイミングはFig.2(c)の場合と同じであるが、バンチ強度を1,3,5,...級数的に大きくした結果、バンチの入射する時点での航跡場は加速方向に増加する(ただしより大きなバンチが入射した後では打消されて方向が減速側になる)。バンチ列の最後に極めて強度の小さいテストバンチを入射すれば、このテストバンチは加速場を甘受できる。

2. 東大ツインライナックにおける実験

このライナックは18MeV,28MeVの2本のラインを持ち、それぞれを単バンチで運転でき、しかも2本のラインのバンチ間隔を変えることができる。これはKEKのライナックが複数のバンチを持ち、しかもバンチ間隔がrf周波数によって固定されていたのと対称的である。このライナックによればよりくわしい航跡場実験が可能である。またここでも10MeV程度のエネルギーシフトが観測できるとすれば、もともとのドライブバンチのエネルギーと同程度のシフトということになり、この方法の実用化の実証という意味も期待される。

このライナックではプラズマレンズの実験も予定している。真空中では空間電荷の反発による発散と、自己磁場による収束がつりあってビームの横方向の大きさが決まっている。ビームがプラズマに入るとプラズマ中の電子はビームの電子を避けて逃げてしまう。一方イオンは重いので動けないので、イオンがビームの空間電荷を中和する。結局自己磁場だけが残り、ビームは横方向に収束する。これがプラズマ密度がビーム中の電子密度より大きい場合の、自己収束プラズマレンズの原理である。なおプラズマ密度が小さい場合はビームの電子は完全には中和されない。この場合はイオン柱が単独で収束作用を持つと考えた方が理解しやすい。

プラズマ密度が一定であれば、レンズの収束力はビームエネルギーに反比例する。 10^{10} - 10^{13} cm^{-3} 程度の容易に生成できるプラズマではKEKのライナックのビームを収束する力が十分ではないので、東大のライナックを使う。

文献

1. K.Nakajima et al., Nucl. Instr. and Meth. A292(1990)12.
2. P.Chen, Particle Accelerators 20(1987)171, P.Chen et al.,Phys.Rev.D40(1989)923.