

JAERI-Tech

JP0250134

2002-007



レーザーとプラズマによる陽子加速の基礎研究
(原子力基礎研究 H10-008)
(委託研究)

2002年3月

小方 厚*・岡本 宏巳*・草野 完也*・遠藤 一太*・西田 靖*
榮 武二*・新井 正敏*・中西 弘*・近藤 公伯*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 沢城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 沢城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 2002

編集兼発行 日本原子力研究所

レーザーとプラズマによる陽子加速の基礎研究
(原子力基礎研究 H10-008)
(委託研究)

日本原子力研究所関西研究所光量子科学研究中心
広島大学大学院先端物質科学研究所
小方 厚^{*1}・岡本 宏巳^{*1}・草野 完也^{*1}・遠藤 一太^{*1}
西田 靖^{*2}・榮 武二^{*3}・新井 正敏^{*4}・中西 弘^{*4}・近藤 公伯^{*5}

(2002年1月18日受理)

一般に陽子加速器はふたつの部分、すなわち「陽子源」と「追加速器」から構成される。すなわち、陽子源で発生した高エネルギー陽子を、さらに追加速器で目的とするエネルギーにまで加速する。本研究においては、陽子源として、レーザーの固体照射による方法、追加速器として、プラズマ波の電場による加速を検討した。本報告の前半は陽子源に関するもので、1TW, 50fs, 800nmのレーザーを有機薄膜に照射した実験の報告である。従来の実験より電力が一桁小さいレーザーを用いたにもかかわらず、MeV 陽子の発生を観測した。後半は追加速に関するもので、後方ラマン散乱により位相速度の小さいプラズマ波を生成し、この波のポテンシャルでイオンを加速する方法の理論的な検討である。

本研究は、日本原子力研究所の平成10-12年度「原子力基礎研究推進制度」の支援により実施した研究の成果である。

関西研究所：〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

広島大学：〒739-8526 広島県東広島市鏡山 1-3-1

* 1 広島大学大学院先端物質科学研究所

* 2 宇都宮大学大学院工学研究科

* 3 筑波大学陽子線医学利用研究センター

* 4 高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設

* 5 筑波大学先端学際領域研究センター

Basic Research on Proton Acceleration Based on Lasers and Plasmas
(JAERI's Nuclear Research Promotion Program, H10-008)
(Contract Research)

Atsushi OGATA *¹, Hiromi OKAMOTO *¹, Kanya KUSANO *¹, Ichita ENDO *¹
Yasushi NISHIDA *², Takeji SAKAE *³, Masatoshi ARAI *⁴,
Hiroshi NAKANISHI *⁴ and Kiminori KONDO *⁵

Advanced Photon Research Center
Kansai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto-fu

Graduate School of Advanced Sciences of Matter
Hiroshima University
Kagamiyama, Higashihiroshima-shi, Hiroshima-ken

(Received January 18, 2002)

An accelerator system consists of a particle source and an accelerator, in which particles generated in the source are accelerated to up to the required energy in the accelerator. The present study proposes the particle source based on laser irradiation of solid and the use of slow plasma waves for the accelerator. The first half of the report describes the particle source. Plastic films were irradiated by a laser with 50fs pulse width, 50mJ pulse energy and 800nm wavelength. In spite that the laser intensity is lower than the hitherto experiments by the order of magnitude, high energy protons up to 1MeV are observed. The latter half describes the theoretical study of the accelerator. Backward Raman scattering of laser in a plasma produces slow plasma wave, whose phase velocity can be controlled by a density gradient of the plasma.

This research was supported by the JAERI's Nuclear Research Promotion Program (JANP), 1998-2000.

* 1 Hiroshima University

* 2 Utsunomiya University

* 3 University of Tsukuba

* 4 High Energy Accelerator Research Organization

* 5 University of Tsukuba

Keywords: Laser Acceleration, Plasma Acceleration, Proton Acceleration, Laser Interaction with Solid Targets, Backward Raman Scattering, Slow Wavestructure

This is a blank page.

目 次

1. 緒言	1
2. レーザー薄膜衝撃法による高速陽子発生	1
2.1 実験装置	1
2.1.1 レーザー	1
2.1.2 実験体系	2
2.1.3 CR39 による陽子エネルギーの測定	2
2.2 実験結果	4
2.3 考察	4
3. プラズマ波による陽子の捕捉と加速	6
3.1 プラズマ波による陽子の捕捉条件	6
3.2 後方ラマン散乱	7
3.3 密度勾配法による陽子加速	11
3.4 直交場加速法による陽子加速	12
3.5 考察	14
4. 結語	15
参考文献	16

Contents

1. Introduction -----	1
2. Fast Proton Generation by Laser Irradiation of Thin Films -----	1
2.1 Experimental Setup -----	1
2.1.1 Laser -----	1
2.1.2 Setup -----	2
2.1.3 Energy Measurement by CR39 -----	2
2.2 Experimental Results -----	4
2.3 Discussion -----	4
3. Trapping and Acceleration of Protons by Plasma Waves -----	6
3.1 Trapping Conditions of Protons by Plasma Waves -----	6
3.2 Backward Raman Scattering -----	7
3.3 Acceleration of Protons in a Plasma with Tapered Density -----	11
3.4 Acceleration of Protons in a Cross Field -----	12
3.5 Discussion -----	14
4. Conclusions -----	15
References -----	16

1. 緒言

陽子ビームには癌治療・物性研究・原子核研究など潜在的にひろい応用分野がある。しかし陽子加速器は電子加速器にくらべて巨大高価であるため、普及しているとはいがたい。

レーザーとプラズマによる電子加速ではすでに $100\text{GeV}/\text{m}$ 台の加速勾配が観測されている[1]。しかし陽子/イオンの「新加速」の研究は電子加速よりもはるかに遅れている。電子加速では「プラズマ波」という進行波のポテンシャルを加速に用いることができた。この原理をそのまま陽子加速に適用するには、後に述べるように遅い位相速度を持つ波が必要である。ここではそのような要請を満たす波として後方ラマン散乱に伴うプラズマ波を考えた[2]。このほか、Rau-Tajima はアルベン衝撃波をイオン加速に用いることを提案している[3]。この波の速度は外部磁場により制御可能である。またイオン音波の利用も可能性がある。

波の電場によらない方法に、1970 年代まで各国で盛んに研究された「電子リング加速器」があった[4]。これはリング状の電子群を作るポテンシャルに陽子・イオンを置き、電子リングを加速して、電子と同じ速度を陽子・イオンに与えようというアイデアであった。アイデアは卓抜であったが、実験は失敗続きで、現在研究を続けているところはない。しかしながらがまずかったのかはよく分かっていないようである[4]。現在ロシアを中心にこの種の加速法（集団加速）を再認識しようとする動きがある[5]。

こうした動きとは別に、近年大パワー・レーザーを固体に照射し、核子あたり数十 MeV 程度のイオンを得たという報告がミシガン大学[6]、ラザフォード・アップルトン研究所(RAL)[7-9]、ローンズ・リバモア研究所(LLNL)[10-12]からなされている。また多くの理論的な検討がある[13-15]。これらの実験は 1TW 以上のパワーと数百 fs 以上のパルス長を持つレーザーを用いている。この現象がより小型のレーザーにより再現できれば、加速器のイオン源/陽子源として利用することができる。この方向の開発研究は、すでに 2001 年度に原研関西研を中心に発足した。

この研究報告にはふたつの部分からなる。前半はレーザーの固体照射によるイオン発生に関するもので、後半はプラズマ波によるイオン加速に関するものである。前半は実験の報告であって、上記「加速器のイオン源/陽子源として利用可能なためには卓上レーザーで実現できなければならない」という観点から、実験には 1TW , 50fs , 10^{17}Wcm^{-2} 台のレーザーを用いた。実験は始めたばかりであるが、興味ある結果が得られたので報告する。後半は後方ラマン散乱により位相速度の小さいプラズマ波を生成し、この波のポテンシャルでイオンを加速する方法の理論的な検討である。前半に記述したイオン源で発生するイオンを、後半のプラズマ波による方法で追加速するという加速器は、システムとして完結したものとなる。

2. レーザー薄膜衝撃法による高速陽子発生

2.1 実験装置

2.1.1 レーザー

実験に用いたレーザーは BMI 社(現在の社名はタレスレーザー株式会社)の Alpha-10 である。ただし発振器は Coherent 社の Mira Seed であって、この発振器のポンプには同じ Coherent 社の Verdi を用いている。波長 800nm 、パルス幅は 50fs 、エネルギー 50mJ (パルスパワー 1TW) が仕様

上の値であるが、実測の結果もこれらの値を満足している。レーザーのパルス周波数は 10Hz である。パルスクリーナーを装備していないので、かなり大きなプリパルスが存在する。メーカーの測定によれば、ns 領域のプリパルスはパルス幅 100fs ないし 1ps、エネルギー 5 J ないし 50 J とのことである。パルス幅 100fs とすればパルスパワーは 50-500MW、パルス幅 1ps とすればパルスパワーは 5-50MW である。ちなみにメーカーによれば、ps 領域のコントラストは、1ps において 10^{-4} 、5ps において 10^{-5} 、10ps において 10^{-6} である。

2.1.2 実験体系

真空容器は Fig. 2.1 のような内径 180mm、深さ 170mm のドラム型で、実験時の典型的な真空度は 2×10^{-3} Pa である。レーザーは真空容器外において $f=300\text{mm}$ のレンズで直径 20 mm 程度に集光した。この他に非球面レンズを真空容器内に設置することも試みた。レーザー強度は 5×10^{16} - 10^{17}Wcm^{-2} である。レーザーのパルス周波数は 10Hz であるが、標的を手動で移動した後、手動シャッターを開け、この間に 1 発のパルスが薄膜を衝撃するようにした。標的として厚さ 10 μm、密度 1.7gcm^{-3} のポリ塩化ビニリデン ($\text{C}_2\text{H}_2\text{Cl}_2$)_n、およびさまざまな厚みのマイラー（ポリエチレンテレフタレート、($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$)_n）を用いた。薄膜は真空容器中央に、レーザー軸と 45 度をなす角度に配置し、薄膜表面と垂直な方向に出てくる粒子の観測を前提として、検出器を配置した。主として CR39 を粒子の飛来位置とエネルギーの検出に用いたが、ファラデーカップも併用した。レーザー軸と垂直に薄膜と CR39 を設置した実験も行ったが、レーザーによる飛跡と、生成粒子による飛跡の区別が困難であった。CR39 は図のように真空容器の容器壁に貼り付けた場合もあるが、より標的に近づけて設置した場合もある。

2.1.3 CR39 による陽子エネルギーの測定

エネルギー測定には主として CR39（ジエチレン・グリコール・ビスマリル・カーボネートの重合体）を用いた[16]。荷電粒子は CR39 中に飛跡を作る。すなわち、荷電粒子のパスに沿って CR39 の分子鎖が切断される。分子鎖が切断された箇所は化学的に活性で、長時間たつと損傷は回復する傾向がある。また、光学顕微鏡の分解能では荷電粒子の飛跡を観察することができない。そこでエッチングと称して、化学溶液に浸して飛跡を拡大させて損傷を定着させる操作を行う。なお、CR39 は 10TW 以上の大出力レーザーの固体照射でも検出器として用いられているが、これらの実験ではイオン数が多いためいちいち飛跡の大きさを測定することは不可能で、トムソンパラボラなどのエネルギー測定器と併用し、CR39 の黒化度を測定する方法が主流である[6-12]。

エッチングの溶液が飛跡に沿って CR39 を浸食する速度をトラックエッチング速度 V_T 、それ以外の部分を浸食する速度をバルケエッチング速度 V_B という。 $V_T > V_B$ であるから、平板の CR39 に垂直に粒子が入射した場合は円錐状のエッチピットが生成される。CR39 の荷電粒子に対する飛跡生成感度 S を次の式で定義する。

$$S = \frac{V_T}{V_B} - 1 \quad (2.1)$$

エッチングによる平板の厚みの減少を $2B$ 、エッチピットの表面における直径を D とする。測定量 B, D を用いると、感度は

$$S = \frac{1 + (D/2B)^2}{1 - (D/2B)^2} - 1 \quad (2.2)$$

となる。

感度 S と荷電粒子のエネルギーには以下の関係がある。荷電粒子が物質を通過すると、その物質を構成する原子内の電子を電離や励起させ、自らのエネルギーを失う。物質の長さあたりの阻止能は次の式であらわされる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

ただし N_0 はアボガドロ定数、 m は電子の質量、 z は入射粒子の電荷、 Z は物質の原子番号、 A は質量数、 v は入射粒子の速度、 I は平均イオン化ポテンシャルである。

この阻止能の計算には多少の修正が必要である。荷電粒子の電離作用の結果跳ね飛ばされた電子のうちには、それ自身が他の分子を電離するに足りるエネルギーを持つものがある。これらのうちエネルギーの高いものは他の電子を電離・励起する前に CR-39 の外に飛び出していくが、低いものは CR-39 のエッチピット生成に係わる。そこで、この事情を考慮したときのエネルギー損失を限定エネルギー損失 (Restricted Energy Loss: 以下 REL) と呼び、次の式で表す。

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\omega < \omega_0} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \cdot \frac{\omega_0}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.4)$$

CR-39 の場合、限定エネルギー ω_0 として通常 200eV を用いる。

実験ではバンデグラフで発生したエネルギー既知の陽子が CR-39 に作ったエッチピットに基づき、限定エネルギー損失に対する感度校正曲線を作った。Fig. 2.2 (a) は CR-39 における陽子エネルギーと限定エネルギー損失の関係。(b) は実験的に求めた限定エネルギー損失と感度 $S = V_p/V_r - 1$ の関係である。

生成粒子のエネルギーを確かめるために、CR-39 に接してレーザー側に厚さ 800nm と 5 μm の 2 種類のアルミニウム箔をフィルタとして設置して飛跡分布を調べた。標的には 3.5 μm のマイラーブル膜を用いた。薄膜はレーザー軸と 45 度の角度をなすように配置した。CR-39 は薄膜と平行で、薄膜との距離は 45mm に配置した。5 μm のアルミニウム箔にも貫通孔は多数観測された。SRIM による計算では、100keV の陽子のアルミニウム中の飛程は約 800nm、500keV の陽子の飛程は約 5 μm である [17]。

実験に用いた CR-39 は長瀬ランダウア(株)の、商品名「バリオトラック」という製品である。Fig. 2.2 の感度校正曲線は CR-39 を 5 規定の苛性ソーダで 70 度において 15 時間処理して得たが、照射実験ではその都度最適と思われる温度・濃度・処理時間を採用した。

2.2 実験結果

最初の実験ではポリ塩化ビニリデンを標的とし、CR39ではなくファラデーカップを置き、信号をオシロスコープで観察した。Fig. 2.3 に示すように、時間的にまず負信号が現れ、後に大きな正信号が現れた。正信号の最大値は負信号の最小値の約 20ns 後に現れた。負信号を主として光速に近い電子によるもの、正信号を陽子によるものと仮定し、飛行時間から計算すると、陽子数はエネルギー 300keV 程度のものが最大となる。

次に横 20mm 縦 10mm の 9 枚の CR39 を、縦 5 枚・横 5 枚十文字に真空容器壁に貼り付け、やはりポリ塩化ビニリデンを標的として飛跡を記録した。Fig. 2.4 はエッチング処理した CR39 から、直径 5 μm 以上の飛跡を拾い出し、これらをすべて陽子によるものと仮定して求めた飛跡の分布で、エネルギー帯毎に示している。測定した領域内(水平・垂直とも 0.3rad 程度)では高エネルギーの粒子ほど中心近くに集中する傾向がみられる。

Fig. 2.5(a)はこのデータから求めたエネルギースペクトルで、10 レーザーパルスの結果の合計数である。横方向のエラーバーは加速器によって校正したデータから類推した。低エネルギー側のピット数の減少は測定法の感度減少による。 $1/e$ 温度は 200keV 以上の領域を対数スケールで直線回帰して得た。また最大 1MeV 程度の陽子が観測されている。また(b)はさまざまな厚みのマイラーを標的としたときのエネルギースペクトルで、レーザーのパルス数は 1 発である。

マイラーについては、45 度入射配置で生成粒子の数とエネルギーの厚み依存性を調べた。結果を Fig. 2.6 に示す。ここで 1mm^2 は約 10^{-4}str に相当する。このように膜が薄いほど多数の粒子が得られるが、 $1/e$ 温度は低くなる。飛跡は横 5 mm 縦 10mm 程度の領域に集中しており、ここに 500 個/ mm^2 の密度で粒子が来たとすれば、その数は 25,000 程度、すべて 1 個イオンであると仮定すれば $4 \cdot 10^{-15}\text{C}$ 程度である。なおファラデーカップではボルト台の信号が得られたが、検出器のインピーダンスを 50Ω とすれば 0.02A に相当し、信号継続時間を 10ns とすれば $2 \cdot 10^{-11}\text{C}$ となる。 $4 \cdot 10^{-15}\text{C}$ との差は CR39 においては 200keV 以下のイオンによる飛跡はエッチングの際に削り取られてしまつて残らないためであろう。

2.3 考察

Fig. 2.7 に示すように、過去の実験には 3 つの配位がある。第 1 は(a)のようにレーザーが反射する方向でイオンを検出する配位で、のこりふたつは(b), (c)はレーザーが透過する方向でイオンを検出する。このとき、(c)のように標的を斜めに配置すると、イオンはレーザーの透過方向 A のみならず、標的裏面と垂直な方向 B においても観察される。(b) の配位では A, B が区別されることなく同じ方向で観測されると解釈されている。過去の実験の多くは金属薄膜を用いており、得られる陽子は薄膜表面の水が分解して得られるとされている。A 方向に得られるイオンはレーザー入射側で、レーザーの運動量がそのまま陽子にうつって高エネルギー化したものであり、これに対し方向 B に得られるイオンは薄膜が電離してプラズマ化し、そのポテンシャルが関与しているとする説が定着しつつある。A 方向は「前面加速」、B 方向は「裏面加速」という言い方が定着しつつあるので、ここでもこれらの言葉を使用する。今回の実験はすべて裏面加速に関するものである。

ここでわれわれの実験と他の実験との条件の違いを三項目挙げておく。

第一はわれわれが使用したレーザーの電力が小さく、パルス幅も短いことである。文献[6-12]に報告された事例のうちでもっとも小規模なレーザーはミシガン大学のものだが、 $10\text{TW}, 400\text{fs}, 4\text{J}$ とどのパラメータもわれわれのものより一桁大きい。

第二は標的とした物質の違いである。われわれが用いた有機薄膜ではプラズマ密度が高い。今回は薄膜が電離したときのプラズマ密度(電子密度)は測定していない。しかし、共有結合に関わる電子の電離エネルギーはどの原子についてもほぼ同じなので、これらがすべて電子となり、かつもとの薄膜とおなじ体積を保つと仮定すれば、ポリ塩化ビニリデンでは $1.33 \cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$ 、マイラーでは $2.66 \cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$ となる。これらはそれぞれ800nmのレーザーの臨界密度の75倍および150倍であって、金属プラズマの密度より一桁大きい。固体プラズマのプラズマ周波数の測定データによれば、この考察は正しい[25]。また金属では陽子源となる水素は主として表面に存在するが、有機物では内部にも存在する。さらに、われわれの実験で用いた薄膜の厚みも従来より一桁程度薄いものであった。

第三は、すでに述べたようにわれわれのレーザーにはプリパルスが存在することである。このプリパルスの強度は $5-500 \cdot 10^{12}\text{Wcm}^{-2}$ であり、薄膜を構成する分子をトンネル電離することは困難かもしれないが、多光子電離することは可能である[26, 27]。

現在言われている裏面加速のメカニズムは次のようなものである。レーザーの前縁はトンネル電離により標的をイオン化(プラズマ化)する。このプラズマのプラズマ周波数がレーザー周波数より大きければ、レーザーはプラズマに侵入できない。しかしレーザーにさらされたプラズマ電子はレーザー電場で振動する結果高温となる(vacuum heating)[28]。文献[28]によれば、レーザー強度 10^{17}Wcm^{-2} 高温度では電子温度は約250keVとなる。この高速電子はプラズマを突き抜けて裏面にデバイ遮蔽層を作る。イオンはデバイ遮蔽層で加速される。結果として得られる陽子の最大エネルギーは電子温度の数倍とされ、われわれの実験結果と定性的に一致する[14]。なお、この高速電子はプラズマを突き抜ける際にワイベル不安定性でフィラメント化あるいはビーム化する。このビームとビームの帰還電流がトーラス状の磁場をつくる。この磁場はfountain効果により標的裏側で最大となり、イオン加速に寄与する[15]。

陽子に対する加速勾配は T_{hot}/λ_D である。 $T_{hot}=50\text{keV}$, $n=10^{23}\text{cm}^{-3}$ とすればデバイ長

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_{hot}}{n e^2}} \quad (2.5)$$

は5nmとなり、これから加速勾配を求めると 10TeVm^{-1} となる。われわれの実験パラメータでは従来の実験に比べ、プラズマ密度が高く、かつプラズマ温度が低いため、デバイ長が極端に短くなる。加速距離をデバイ長と考えると、実験データのような高エネルギー陽子の生成は説明できない。

ちなみに前面加速で陽子が得る最大エネルギーは

$$E_{max}^{front} = 2\sqrt{2}am_e c^2 \quad (2.6)$$

であって、われわれの実験パラメータでは約 500keV となる [15]. この前面加速で生じた陽子がさらに裏面で追加速されている可能性もある。

われわれの実験では、得られた陽子の数は薄膜の厚みが薄いほど多く、エネルギーは厚いほど高いという結果が得られた。エネルギーに関する結果は、上記の単純な考察では説明できない。

$5 \cdot 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ という大強度レーザーを用いた実験では、プリパルスによって生成したプラズマが存在すると、得られる陽子のエネルギーが低下すると報告されている [12]. これは時間と共にプラズマが膨張し、電場勾配が低くなるためとされている。すでに述べたように、われわれの実験ではプリパルスが存在している可能性が高いが、必ずしも悪い方向に作用しているとは思えない。プリパルスの影響を明らかにするために、近い将来レーザーにパルスクリーナーを導入し、プリパルスを排除して実験を行う予定である。

今回のデータは裏面加速、それも 45 度レーザー入射に限られている。これはレーザーが CR39 に当たるのを防ぐためである。過去の実験によれば、陽子温度はともかく、得られる陽子の最大エネルギーは垂直入射のほうが大きいので、今後はトムソンパラボラを導入し、磁場で生成粒子の軌跡を曲げるなどして、垂直入射を試みる予定である。またこの技法はエネルギー測定における CR39 のノイズの問題を回避するためにも有効であろう。

3. プラズマ波による陽子の捕捉と加速

3.1 プラズマ波による陽子の捕捉条件

Fig. 3.1 は粒子の速度と運動エネルギーを示したものである。電子は 1MeV でもすでに光速を持つ。従って光（レーザー）が単純に励起した、光と同じ速度を持つプラズマ波で、電子を加速することができる。加速に伴い電子のエネルギーは増えるが速度は増えない。ところが陽子の場合は GeV 台のエネルギーを持ったときに初めて光速を持つといえる。それ以下のエネルギーの陽子を進行波で加速するには、

- 1) まず入射陽子と等しい位相速度の波に陽子を乗せ；
- 2) つぎに陽子が加速され速度を増すのに同期させて波の速度を増す；

というふたつの条件をみたす必要がある。

第 1 の条件によれば、まず入射陽子と等しい位相速度の波を作る必要がある。この問題は後回しにして、まず第 2 の条件についてやや詳しく検討してみよう [18]. 陽子と波の速度を予定調和的にぴったり合わせるのは不可能に近いが、「陽子が波からこぼれ落ちない」ための条件はもう少しゆるい。これは「波のポテンシャルが陽子の運動エネルギーよりも大きい」とことと等価である。波の系を「」で示し、また波には添字「 p 」をつけて区別する（ただし m_p は陽子の質量とする）と、この条件は

$$(\gamma - 1)m_p c^2 \leq e\phi \quad (3.1)$$

である。すなわち

$$\gamma' m_p c^2 = e\phi' + m_p c^2 \quad (3.2)$$

を満たす陽子が捕捉される。実験室系ではエネルギーは同じでも陽子は正負の方向を持ちうる。これらを土 β_p であらわすと、エネルギーは

$$\gamma_{\pm} = \gamma_p \gamma' (1 \pm \beta_p \beta') \quad (3.3)$$

である。さて、ポテンシャルはどちらの系でも同じだから

$$eE = ek'\phi' = ek\phi \quad (3.4)$$

また、後に示すように v_p を波の位相速度とすれば、これは

$$eE = \epsilon m_e \omega_p v_p \quad (3.5)$$

とも書ける。 $\epsilon = n_{10}/n_0$ はプラズマ密度のうち波として運動するものの割合である。また

$$\omega_p = v_p k \quad (3.6)$$

を用いると

$$\gamma' = \epsilon (m_e/m_p) \gamma_p \beta_p^2 + 1 \quad (3.7)$$

式(3.7)の γ' から β' を求めて(3.3)に代入すると、実験室系において γ_p を持つ波が捕捉できる陽子のエネルギー範囲を求めることができる。これを Fig. 3.2 に示す。このように $\epsilon = n_{10}/n_0 = 1$ 、 $\gamma_p = 1.1$ のときで土数 % の範囲である。 ϵ 、 γ_p が減少するとこの範囲は小さくなる。

3.2 後方ラマン散乱

周波数 ω_L のレーザーをプラズマに入射するとプラズマ波がノイズから成長するとともに、周波数 $\omega_L - \omega_p$ の散乱波を生じる。 ω_p はプラズマ周波数である。この現象をラマン散乱という。レーザーのプラズマ中での分散式は

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k_L^2 \quad (3.8)$$

である。入射光・散乱光・プラズマ波の間には

$$\omega_L = \omega_p + \omega_s, \quad \vec{k}_L = \vec{k}_p + \vec{k}_s \quad (3.9)$$

の関係がある。散乱波の分散式も

$$\omega_s^2 = \omega_p^2 + c^2 k_s^2 \quad (3.10)$$

であってその波数は

$$k_s = \pm \frac{1}{c} \sqrt{\omega_L^2 - 2\omega_L \omega_p} \quad (3.11)$$

となる。複号は上から前方散乱、後方散乱に対応する。ラマン散乱の分散関係を Fig. 3.3 に示す。前方散乱では散乱光はポンプ光（入射光のことだが）がプラズマ波をポンプするという意味でこのようにいいう）と同じ方向、後方散乱では散乱光は逆方向を向く。これに伴って生じるプラズマ波の方向はどちらの場合もポンプ光の方向であるが、その波数は複合の正負をそれぞれ後方・前方散乱に対応させ

$$k_p = \frac{\omega_L}{c} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_L} \right)^2} \mp \sqrt{1 - \frac{2\omega_p}{\omega_L}} \right] \quad (3.12)$$

である。このプラズマ波の位相速度

$$\beta_p = \frac{\omega_p}{\omega_L} \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_L} \right)^2 \right]^{1/2} \mp \left[1 - \left(\frac{2\omega_p}{\omega_L} \right) \right]^{1/2}} \quad (3.13)$$

を Fig. 3.4 に示す。なお点線はポンプ光の位相速度である。しばしば前方散乱光の位相速度はボ

ンプ光の位相速度で近似される。

図のように波の位相速度はプラズマ周波数 ω_p すなわちプラズマ密度に依存する。従って波の位相速度が加速される陽子の速度に同期するように、プラズマ密度を陽子軌道に沿って変化させれば、波のポテンシャルにより陽子を加速することができよう。はじめは密度を増加させ、 $\omega_L = 2\omega_p$ を満たす密度に達した後は密度を減少させれば、後方散乱、前方散乱の両方を利用し、陽子エネルギーを無限大にまで持っていく可能性もある。しかしここではそこまで欲張らない。

位相速度 v_p を持つ波に伴う電場の振幅の最大値は $(n_{10}/n_0) m_e \omega_p v_p$ である。これは次の 3 つの式、すなわち連続の式、プラズマ電子の運動方程式、ボアソンの式から導くことができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 (\nabla \cdot v) &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{eE}{m_e} \\ \nabla \cdot (\epsilon_0 E) &= -en_1 \end{aligned} \quad (3.14)$$

$n_1 = n_{10} \exp[i(kx - \omega t)]$ とおき、また見通しをよくするために

$$\partial / \partial t = -i\omega, \quad \nabla \cdot = \partial / \partial x = ik, \quad \omega / k = v_p \quad (3.15)$$

とおけば、上記 3 つの微分方程式は 3 つの代数方程式

$$\begin{aligned} kn_0 v - \omega n_1 &= 0 \\ im_e \omega v - eE &= 0 \\ ik\epsilon_0 E + en_1 &= 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

になる。これから

$$\omega = \omega_p = \left[\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_e} \right]^{1/2} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} eE &= i \frac{n_1}{n_0} m_e \omega_p v_p \\ \frac{n_{10}}{n_0} m_e \omega_p v_p \exp \left[i(kx - \omega t) + \frac{\pi}{2} \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

を得る。式 (3.17) はプラズマ周波数の定義に他ならない。 v_p が小さいと電子加速のように $v_p = c$ の波を用いる場合に比べ加速勾配は小さくなる。

Forslund 等は Manley-Rowe の関係 (ポンプレーザー・散乱波・プラズマ波のあいだのエネル

ギー分配則)に基づき、密度一定の場合に n_{10}/n_0 がとりうる値を求めている[20]。 γ を比熱比、 v_q をレーザー場におけるプラズマ電子の振動速度、 v_{th} をプラズマ電子の熱運動速度とすれば

$$\left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2 \approx \frac{\omega_L}{\omega_p} \frac{2v_q^2}{v_{th}^2} \quad (3.19)$$

である。 $\omega_L/\omega_q=2$ 、 $\gamma=3$ 、 $v_{th}=0.02c$ (100eV) では $a=0.025$ 程度で $n_{10}/n_0=1$ となる。ただし a はレーザー強度パラメーター(正規化ベクトルポテンシャル)である。

以下文献[21]に従いラマン散乱についてこの場で必要とされることを導入しておく。この散乱は不安定性と解釈することができ、成長率は

$$\gamma = \frac{1}{2\sqrt{2}} a \sqrt{\omega_L \omega_p} \quad (3.20)$$

である。

プラズマ中の電子がプラズマ波と同程度の位相速度を持つと、この電子がプラズマ波のエネルギーを吸い取る。この結果波が消えていく現象をランダウ減衰という。ラマン散乱によるプラズマ波発生がランダウ減衰により抑制されないための条件は、 v_{th} をプラズマ電子の熱速度として

$$\frac{\omega_p}{\omega_L} > 2 \left(\frac{v_{th}}{c} \right)^2 \quad (3.21)$$

である。この条件はプラズマ密度が小さい領域で厳しく、波の位相速度、すなわちテストビームのエネルギーに下限を与える。式(3.4)よりこの領域では $\beta_p=(1/2)(\omega_p/\omega_L)$ と近似できるので、式(3.6)は $\beta_p > (v_{te}/c)^2$ に帰着する。これは厳しい条件ではない。例えば 100keV の陽子エネルギーでは $\beta_p=0.0146$ であり、 $(v_{te}/c)^2=0.0146$ とするプラズマ温度は 3.7keV である。これより低温のプラズマではランダウ減衰は心配になることになる。

この条件の下ではプラズマ波の成長は減衰に打ち勝つが、ポンプレーザーがなくなるとたちまち減衰する。電子加速の場合は航跡場 (wakefield、レーザーが通過後に残す場) の利用が可能であったが、陽子加速の場合これはできない。レーザーが光速で通り過ぎた後、陽子がゆっくりやってくる前に、波が減衰してしまうからである。

加速された陽子は、次第にプラズマ密度の大きい領域に入らなければならぬ。後方散乱で生じたプラズマ波が密度の一定でないプラズマ中を伝搬するためには、条件

$$a^2 k_L L > 1 \quad (3.22)$$

を満たさなければならない。ここで k_L はポンプレーザーの波数, L は密度変化を特徴づける長さで, n, s をそれぞれ密度と距離として

$$L = \left[\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} \right]^{-1} \quad (3.23)$$

で定義する。

3.3 密度勾配法による陽子加速

入射される陽子を、これと同じ位相速度を持つプラズマ波に乗せるとプラズマ波の電場で陽子は加速される。この加速に同期してプラズマ波の位相速度が増加するようにプラズマ密度に勾配をつけておけば、陽子は波に捕獲されたままで加速され続ける。これが密度勾配法の原理である。

Fig. 3.5 は簡単な数値計算により実験を予測した結果である。 $eE = 0.5 m_e \omega_p v_p$ すなわち $n_1/n_0 = 1/2$ と仮定した。この n_1/n_0 値は後日より詳細なシミュレーションで決定できるものとする。まず運動方程式

$$\frac{d\gamma}{ds} = -\frac{eE}{m_p c^2} \quad (3.24)$$

により γ を求め、この γ が与える β に見合う位相速度 β_p を与えるようにプラズマ密度を定め、また運動方程式に帰るというサイクルを繰り返した。入射エネルギーは 1.85MeV ($\beta = 0.0626$, $\gamma = 1.00197$) とした。これは広島大学のバンデグラフのビームが 25mm のアルミニウム箔を通過したときのエネルギーである。目標とするエネルギーは 50MeV とした。

Fig. 3.5(a) より加速距離は約 0.5mm, (b) より加速時間は約 12ps である。また(c) は位相速度に同期するために必要なプラズマ密度の空間密度分布である。0.5mm のあいだに $23.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ から一桁密度を上げる必要がある。

Fig. 3.5 の加速を行うにはどの程度のレーザーが必要かを推定してみよう。Fig. 3.6 は Fig. 3.5 の加速に対応する、式(3.23)で定義した密度勾配の特性長である。最小値 $L=150\text{mm}$ をとり、波長 800nm のレーザーを用いるものとして、後方散乱がこの密度勾配に打ち勝つためのレーザー強度の閾値を求めると、 $a=0.03$ となる。なおこの強度で Manley-Rowe の関係から n_1/n_0 を求めるとこの値は 1 をわずかに越える。

直線偏光レーザーを仮定すると $a=0.03$ は $3.9 \cdot 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$ に対応する。500mm の加速距離を得るには、レイリー長 $z_R = \pi \omega w_0^2 / \lambda_L$ を $500 / \pi \text{ mm} = 160\text{mm}$ とすることが必要で、これからウェストサイズ w_0 が 6.3mm となる。安全側に考え $w_0=15\text{mm}$ とすれば、必要なレーザーパワーは 27.5GW である。ポンプレーザーがなくなるとプラズマ波も減衰するので、レーザーのパルス長は 15ps 必要であり、レーザーのエネルギーは 413mJ となる。このようなレーザーはテーブルトップレーザーとして入手できる。

いかにプラズマを生成するか？中性ガスにレーザーを当てるだけでプラズマができるければありがたい。Keldysh は束縛された電子が越えるべきポテンシャルの空間的な幅は $w = U_i/eE_L$ の程度であるとした[22]。ただし U_i は原子のイオン化ポテンシャルである。いっぽうトンネル電離が起きるときの電子の速度は $v = (U_i/m)^{1/2}$ 程度である。周波数 $v/w = eE_L/(U_i/m)^{1/2}$ がレーザー周波数 ω_L よりも大きければトンネル電離が起ることになる。すなわち

$$\kappa = \frac{\omega_L(2mU_i)^{1/2}}{eE_L} \quad (3.25)$$

によって Keldysh パラメーターを定義したとき、 $\kappa < 1$ であればトンネル電離が可能である。

ヘリウムの第一イオン化順位は 24.5eV である。上の式によれば、 $\kappa = 1$ を得るにはレーザーの電場として $E_L = 39.2 \text{ GVm}^{-1}$ が必要である。ポインティングの関係 $I = [E_L/(2W_0)]^2$ 、 $W_0 = (m_0/e_0)^{1/2} = 377 \text{ W}$ を用いレーザー強度に換算すると $2.77 \cdot 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ となり、さきに示した強度でトンネル電離は可能である。

10^{20} cm^{-3} 台という高密度プラズマを発生するには高圧ガスが必要であるが、高圧ガスの取り扱いには様々な困難が予想される。ガスの圧力を下げるためにはイオン化ポテンシャルの低いガスから多価イオンを作りたい。今後の検討が必要である。

3.4 直交場加速法による陽子加速

技術的な意味での密度勾配法の最大の問題点はプラズマ密度勾配の実現である。これが Fig. 3.2 に示す範囲からずれると、陽子はプラズマ波からこぼれ落ちてしまう。しかし密度勾配の計測と制御は今後の課題である。

この解決策として考えられるのが直交場加速(サーファトロン、 $v_p \times B$ 加速ともいう)である[23]。この方法では波の位相速度は入射陽子の速度と同じであればよい(最初に同じであれば変化してもよい)。ただし陽子の方向は波の方向からずれるという代償を支払う必要がある。

Fig. 3.7 は直交場加速の原理である。波の進行方向に x 軸をとり、これと垂直な z 方向に磁場 B をかける。波の系で陽子に働く x 方向の力は

$$F_x = e(E_0 \sin kx' + \gamma_p V_y' B) \quad (3.26)$$

であって、

$$E_0 > \gamma_p V_y' B \quad (3.27)$$

であれば陽子は波に捕捉される。ただし

$$V_y' = V_y \frac{dt}{dt'} = \frac{V_y}{\gamma_p \left(1 - \frac{V_p^2}{c^2} \right)} \quad (3.28)$$

である。おそい陽子と遅い波の組み合わせ、すなわち $\gamma_p \sim 1$, $V_p^2/c^2 \sim 0$ のときはこの条件は

$$E_0 > V_y B \quad (3.29)$$

に帰着する。

後に示す運動方程式によれば、 B は大きい方が有利であるが、条件 (3.29) から B のとりうる値には制限がある。さきほどと同じ例を考えることにし、陽子の目標エネルギーを 50MeV とするとこのとき $V_y = 0.314c$ である。またプラズマ密度を一定とすると、プラズマ波の位相速度は 1.85MeV の入射陽子速度 $V_p = 0.0627c$ である。この位相速度を与えるプラズマ密度は $23.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ で、電場を $E_0 = 0.5 m_e V_p = 14.6 \cdot 10^9 \text{ V m}^{-1}$ とすると、 B のとりうる最大値は 155T となる。

このような強磁場はおいそれとは実現できない。そこで $B=10\text{T}$ と仮定する（この程度の磁場でもおいそれとは実現できないかも知れないが...）。このときの電子サイクロトロン周波数は $\omega_c = eB/m_e = 1.75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ （陽子サイクロトロン周波数は $eB/m_p = 14.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ）である。いっぽうプラズマ密度 $23.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ におけるプラズマ周波数は $275 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ である。磁化プラズマ中の電磁波の分散式は

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2} \quad (3.30)$$

であるが、 $\omega_c \ll \omega_p$ であるからこの式は式 (3.9) あるいは (3.11) で近似できる。

x-y 平面での運動方程式は

$$\begin{aligned} \frac{d(\gamma V_x)}{dt} &= \frac{eE_0}{m_p} \sin(k_p x - \omega_p t) + \omega_c V_y \\ \frac{d(\gamma V_y)}{dt} &= -\omega_c V_x \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\gamma = \frac{1}{(1 - V_x^2/c^2 - V_y^2/c^2)^{1/2}} \quad (3.32)$$

であるが、これは整理すると

$$\begin{aligned} V_x &= v_p \\ V_y &= \frac{-\omega_c v_p t}{\gamma_p (1 + \omega_c^2 t^2 v_p^2 / c^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (3.33)$$

となる。Fig. 3.8 はこの式に基づいて計算した結果であって、(a) は陽子エネルギーの時間変化、(b) は $x-y$ 平面におけるビームの軌跡である。(b) が示すように、 $10 \times 25 \text{ cm}^2$ の平面で約 50MeV のエネルギーゲインが得られる。これは従来の加速法と比較すると悪くはない。しかしこのような面積に 10T の磁場を発生するのは容易ではない。またこのような平面波状のレーザーを作る方法も不明である。さらに加速時間は約 6ns であり、パワーは同じでも、レーザーに多大なエネルギーを要求する。

この加速法で加速を与えるのは式(3.31)第1式右辺の第1項ではなく第2項である。 B を大きくしないで、加速距離と加速時間を短縮するには v_p を大きくするしかない。ただし陽子入射の v_p は陽子の速度に等しくなければならないので、徐々に位相速度を上げる必要がある。この技術はさきの密度勾配法に類似しているが、こんどは位相速度がどのように変わってもいちど捕捉された陽子は捕捉され続けるので、密度勾配は自由に設定できる。

Fig. 3.9 は $10^{20} \text{ cm}^{-3}/\text{mm}$ の密度勾配を仮定した場合の計算である。加速距離は大幅に短縮し、しかも y 方向への軌道のずれも大幅に小さくなる。加速時間は 60ps で、なお密度勾配法の 5 倍のレーザーエネルギーを要するのが問題である。

式(3.31)第1式右辺の第1項により V_x は v_p を中心に振動する。直交場加速は位相安定性を持つといわれるが、これは陽子（一般には荷電粒子）が特定の位相 $k_p x - \omega_p t$ に固定されるという意味ではない。粒子は三角関数が与えるポテンシャルの谷間をバウンス運動する。プラズマ密度一定の時の速度空間での軌跡を描くと Fig. 3.10 のようになる。 $(V_x^2 + V_y^2)^{1/2}$ が c に近づくにつれバウンス運動の振幅は減少するが、この実験のように 50MeV ($\beta = 0.314$) 程度で取り出すときはエミッタансに悪影響を与える。またこのバウンス運動の振幅はプラズマ波の電場に比例するので、密度に正の勾配を与えることはバウンス運動の振幅をしだいに増加させることになる。

ハードウェアとしては、直交場加速法は密度勾配法に磁場をかけるだけで可能となる。直交場加速法は密度勾配法のひとつのオプションとして準備していくことにしたい。

3.5 考察

後方ラマン散乱はレーザー核融合においてレーザーの利用効率を低下させる。この見地からは膨大な研究がなされたが、ビーム加速への応用という見地からの研究はない。プラズマ波の振幅、不均一プラズマ中でのプラズマ波の伝搬など、基礎的な現象の計算機シミュレーションから始める必要がある。

この後方ラマン散乱は一種の不安定性であり、「いかに安定に不安定性を引き起こすか」という技術的な問題がある。一次元シミュレーションによれば、不安定性が成長し、波の破壊限界に達

すると減衰するというサイクルのくりかえしが予測される[24]. この計算は密度が均一なプラズマを対象とするものであるので、密度勾配が存在する場合を計算する必要がある。

この事態を回避するひとつの案は、ポンプレーザーと反対方向から後方散乱光と同じ波長を持つレーザー(たねレーザー)を入射し、プラズマ波を誘起することである。この種のレーザーの使用は自己変調レーザー航跡場加速のためにすでに提案されている。見方を変えればビート波加速の变形である。ただし、たねレーザーの周波数を時間的に変化させる(チャープする)必要がある。

技術的にはすでに述べたように、密度勾配を持つプラズマの生成法とプラズマ密度分布の測定が問題である。直交場加速法によればこの問題を回避できる可能性がある。ただしその代償として別な問題が生じる。

レーザーとプラズマによる陽子加速の研究は、十数年前の電子加速の研究と似たような状況にある。しかしあれわれには電子加速という経験があり、またレーザー技術も当時から大きく進歩している。これから急速な進歩が期待される。

4. 結語

陽子源として、レーザーの固体照射による方法、追加速器として、プラズマ波の電場による加速を検討した。陽子源に関する実験では、1TW, 50fs, 800nmのレーザーを有機薄膜に照射したところ、従来の実験より電力が一桁小さいレーザーを用いたにもかかわらず、MeV 陽子の発生を観測した。追加速に関する検討では、後方ラマン散乱により位相速度の小さいプラズマ波を生成し、この波のポテンシャルでイオンを加速する方法を考察し、実験に必要なパラメータを求めた。

参考文献

- [1] A. Ogata and K. Nakajima, Laser and Particle Beams 16 (1998) 381.
- [2] S. Masuda, T. Katsouleas and A. Ogata, Nucl. Instr. and Meth. A455 (2000) 172.
- [3] B. Rau and T. Tajima, Phys. Plasmas 5 (1998) 3575.
- [4] M. Reiser: in *Seminar on New Trends in Particle Acceleration Techniques*, S. Stipcich et al., eds., Lab. Nazionali di Frascati dell' INFN (1982).
- [5] たとえば A.I.Dzergach et al. : EPAC98, Stockholm (1998) p821.
- [6] A. Maksimchuk et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4108.
- [7] E.L.Clark et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 670.
- [8] E. L. Clark et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 1654.
- [9] K.Krushelnick et al., Phys. Plasmas 7 (2000) 2055.
- [10] S.P.Hatchett et al., Phys. Plasmas 7 (2000) 2076.
- [11] R. A. Snavely et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2945.
- [12] A.J.Mackinnon et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1769.
- [13] A. Zhidkov et al., Phys. Rev. E61 (2000) R2224.
- [14] S.C.Wilks et al., Phys. Plasmas 8 (2001) 542.
- [15] A.Pukhov, Phys. Rev. Lett. 86(2001)3562.
- [16] B.G. Cartwright and E.K.Shirk. Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978) 457.
- [17] 計算コードは www.research.ibm.com/ionbeams/SRIM/SRIMLEGL.HTM
からダウンロードできる。
- [18] 北川米喜, プラズマ核融合学会誌 73 (1977) 1087.
- [19] J. M. Manley and H. E. Rowe, Proc. IRE, 44 (1956) 904.
- [20] D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. L. Lindman, Phys. Fluids, 18 (1975) 1002 .
- [21] C.S.Liu et al., Phys. Fluids 17 (1974) 1211.
- [22] L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP 20 (1965) 1307.
- [23] T.Katsouleas and J.M.Dawson, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 392.
- [24] D.Forslund et al., Phys. Fluids 18 (1975) 1071.
- [25] H.Raether, "Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons" Springer-Verlag, Berlin (1980).
- [26] L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP 20(1965)1307.
- [27] S.Augst et al., J.Opt.Soc.Am. B8 (1991) 858.
- [28] F.Brunel. Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 52

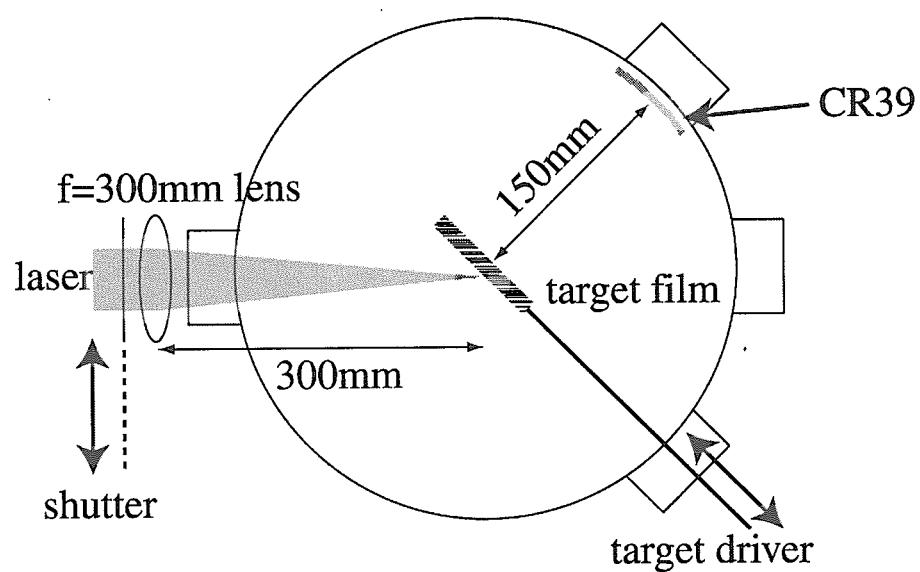


Fig. 2.1 実験体系

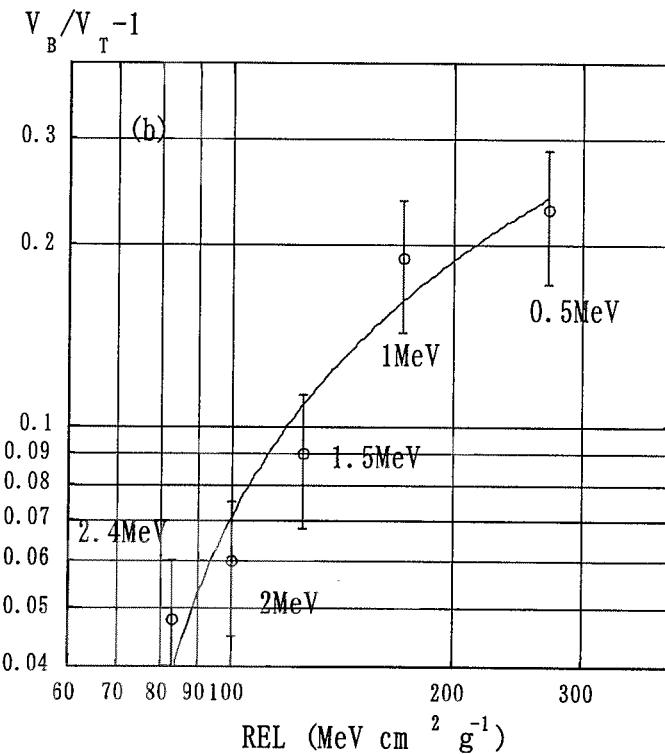
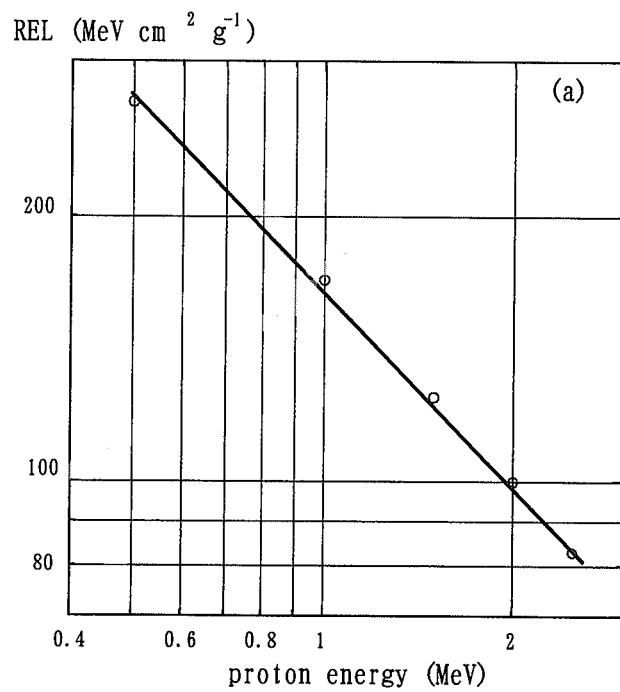


Fig. 2.2 (a) CR39における陽子エネルギーと限定エネルギー損失の関係、(b) エネルギー既知の
陽子線を用いて得たCR39における限定エネルギー損失と感度 $S=V_B/V_T-1$ の関係

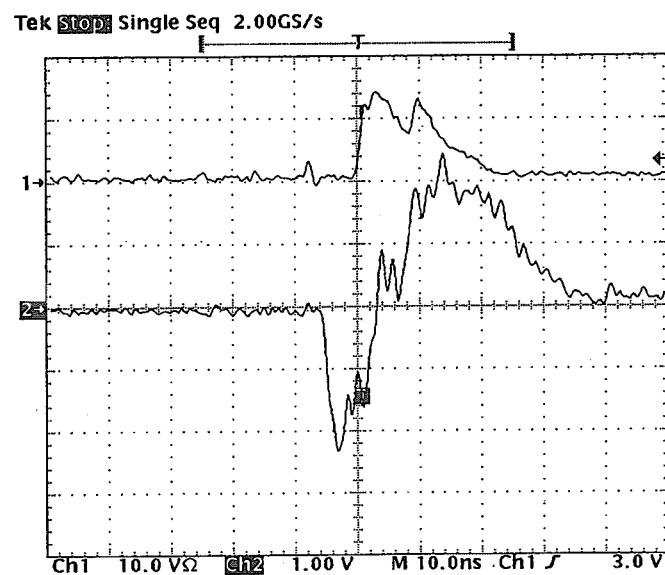


Fig. 2.3 ファラデーカップの信号(下の波形, 1V/div). 10ns/div.
上の波形はトリガーに用いたフォトダイオード信号

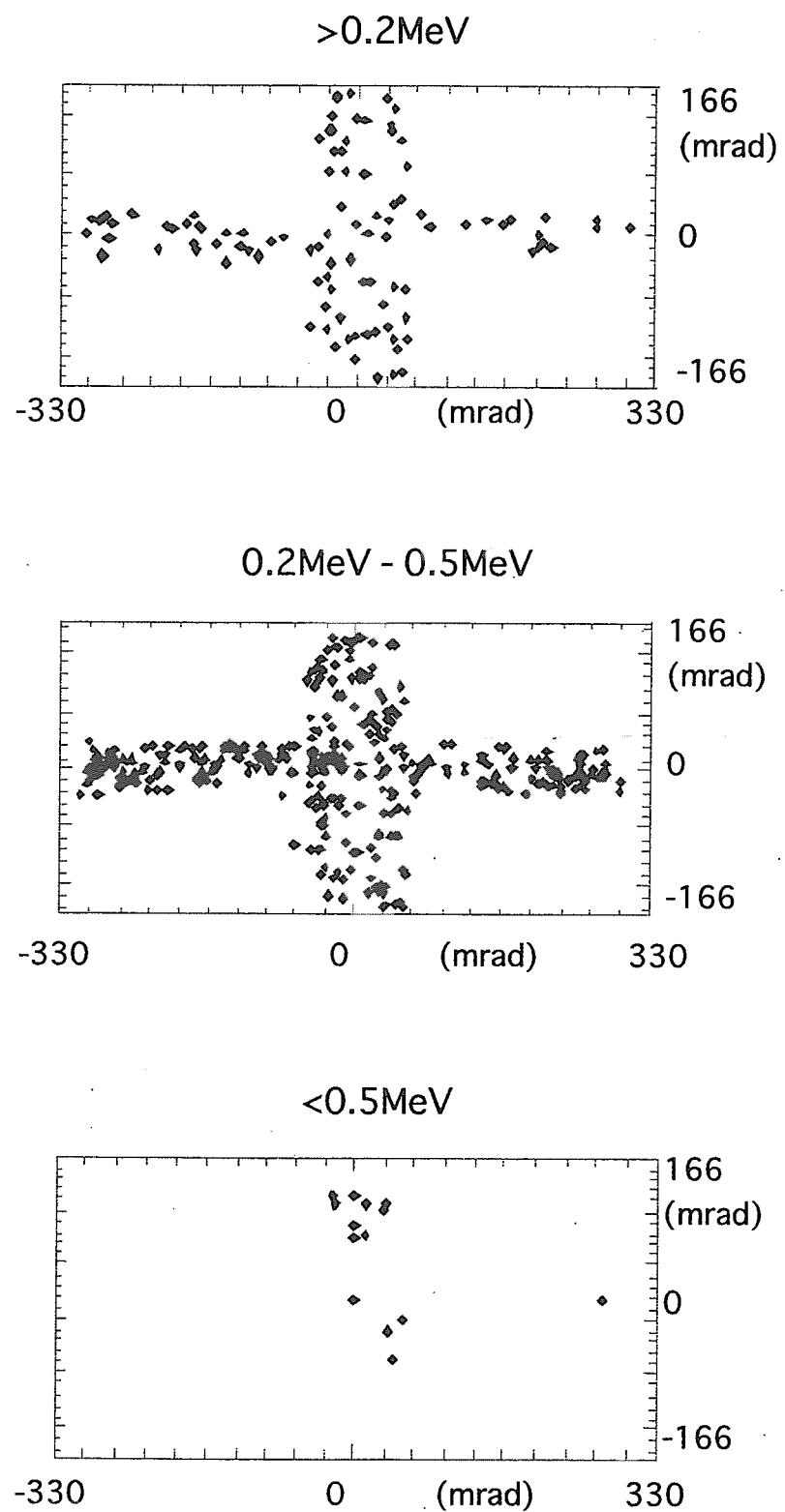


Fig. 2.4 エネルギー帯毎の飛跡分布

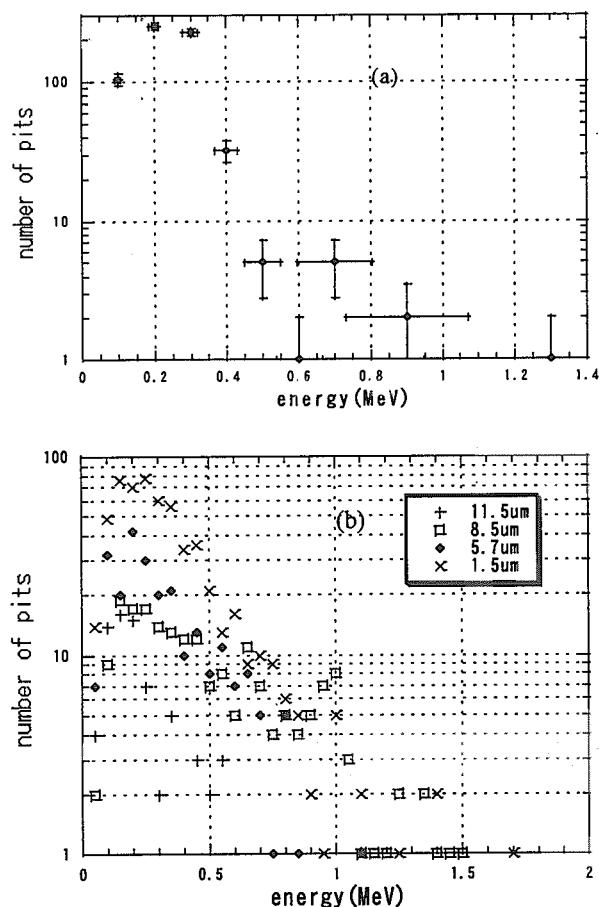


Fig. 2.5 陽子のエネルギー分布 (a) ポリ塩化ビニリデン標的, (b) マイラー標的

ion temperature (keV)

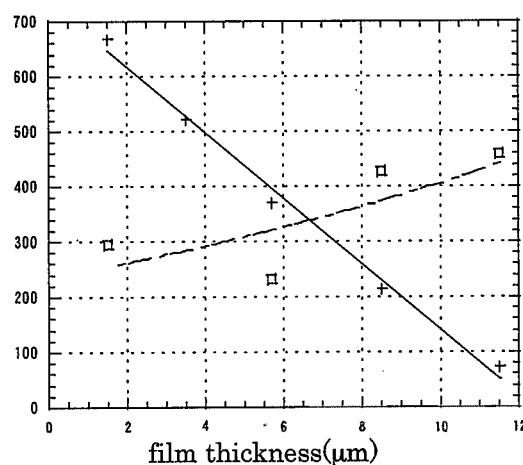
pit density (mm^{-2})

Fig. 2.6 マイラーを標的・45度入射としたときの生成粒子の数とイオン温度

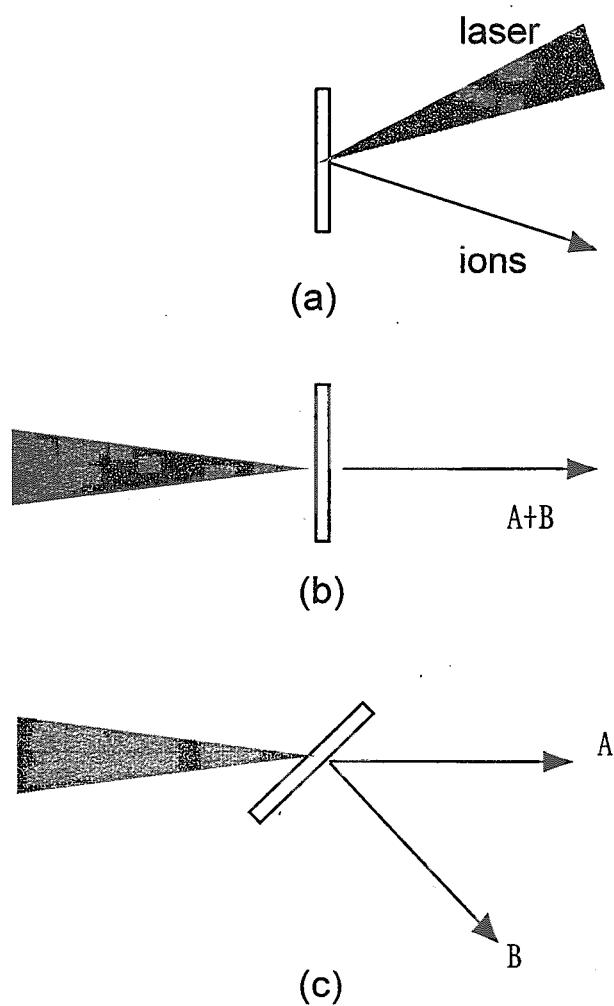


Fig. 2.7 過去の実験におけるレーザー入射方向とイオン観察方向

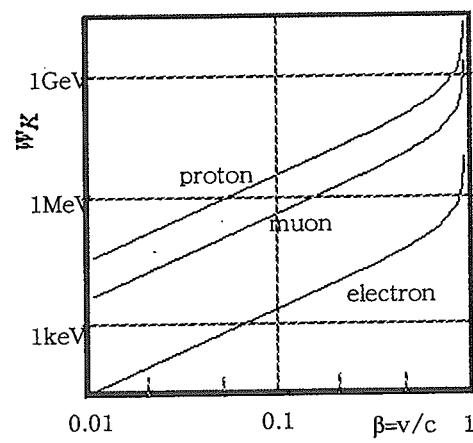


Fig. 3.1 粒子の速度と運動エネルギー

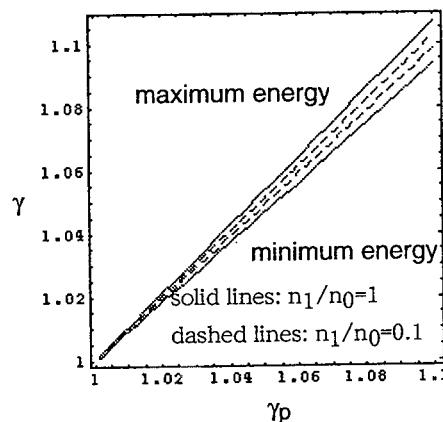


Fig. 3.2 γ_p を持つ波が捕捉できる陽子の最大・最小エネルギー,
実線は $\varepsilon = n_1 / n_0 = 1$, 点線は $\varepsilon = n_1 / n_0 = 0.1$ のとき.

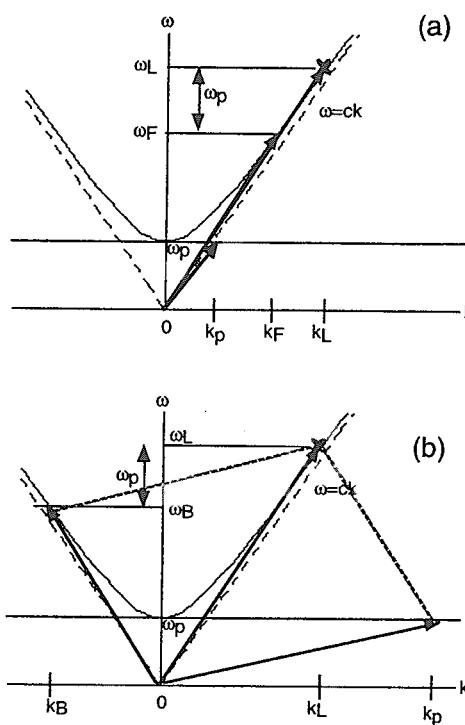


Fig. 3.3 プラズマによるレーザーのラマン散乱の分散関係 (a)は前方散乱, (b)は後方散乱

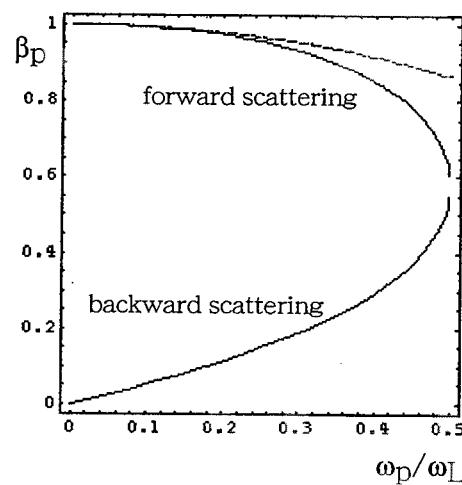


Fig. 3.4 ラマン散乱に伴うプラズマ波の位相速度のプラズマ周波数依存性

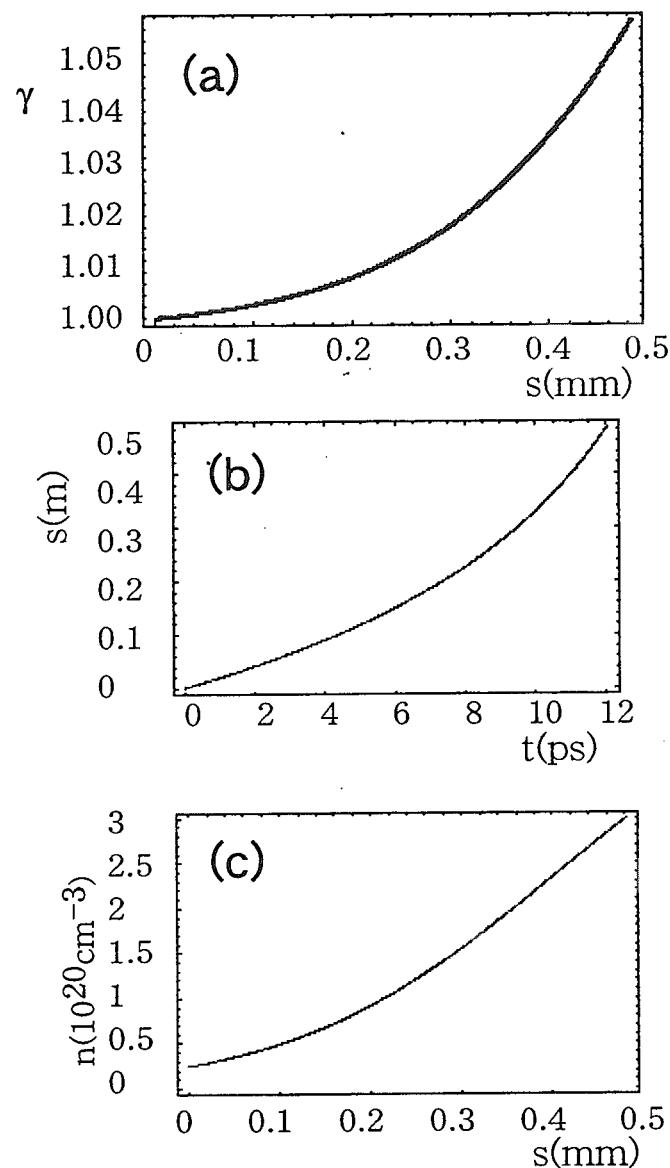


Fig. 3.5 数値計算による密度勾配法の実験予測

(a)時間対陽子の走行距離, (b)走行距離対エネルギー, (c)走行距離対同期プラズマ密度

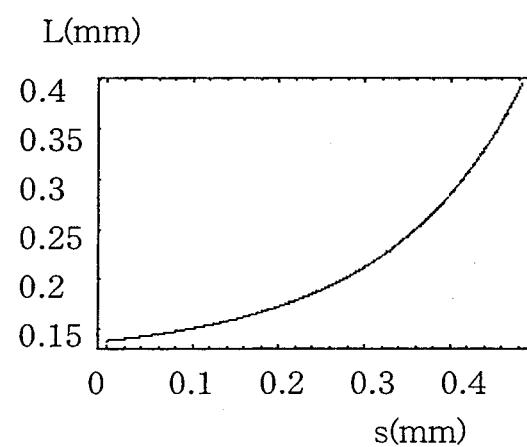


Fig. 3.6 密度変化の特性長

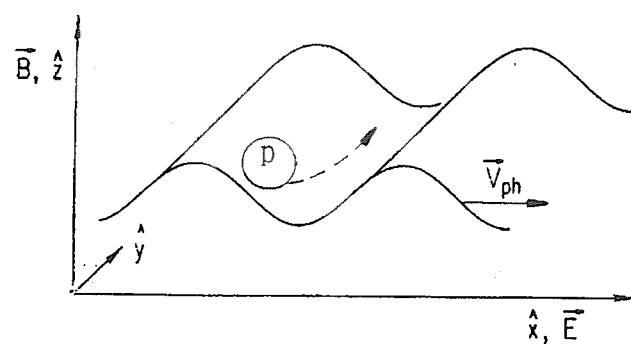


Fig. 3.7 直交場加速の原理

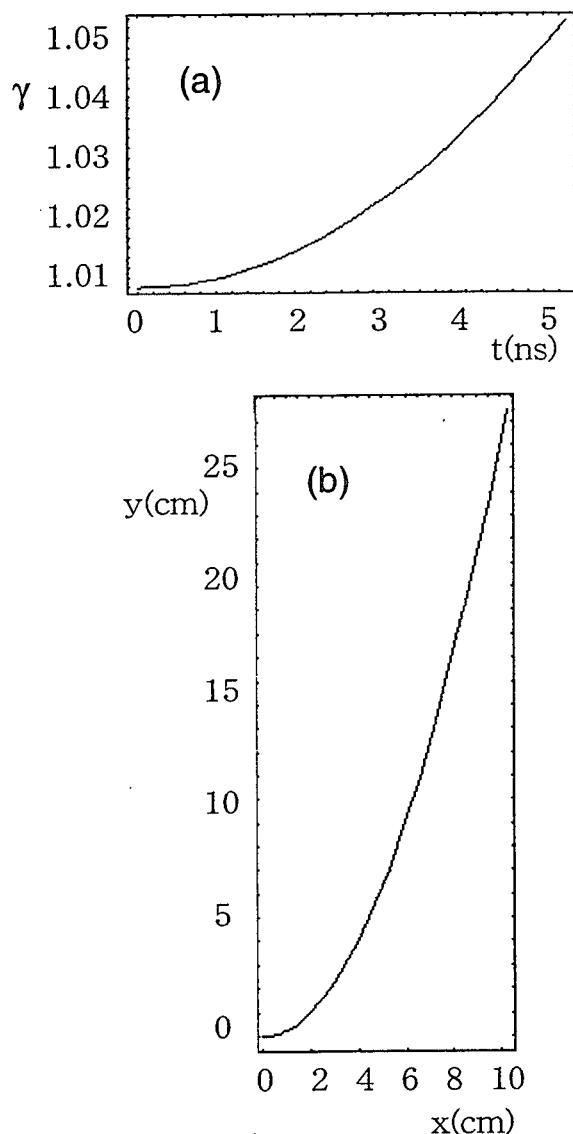


Fig. 3.8 数値計算によるプラズマ密度一定の場合の直交場加速法の実験予測

(a) 時間対陽子エネルギー, (b) x - y 平面における陽子の軌跡

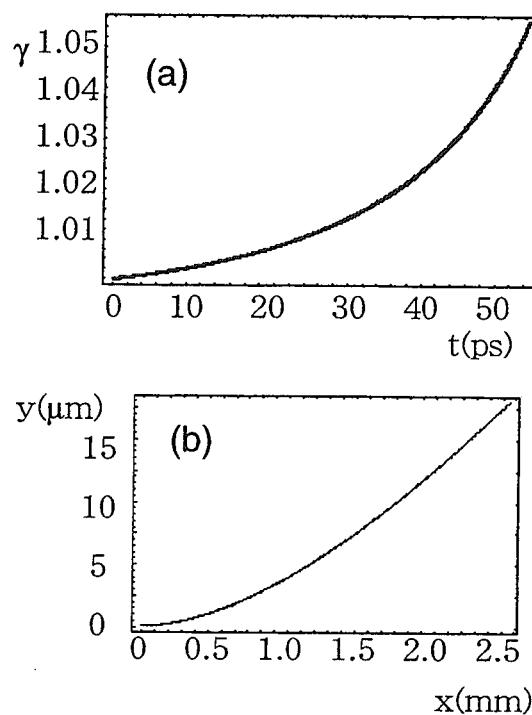


Fig. 3.9 密度勾配 $10^{20}\text{cm}^{-3}/\text{mm}$ の場合の直交場加速法の実験予測
 (a) 時間対陽子エネルギー, (b) x - y 平面における陽子の軌跡

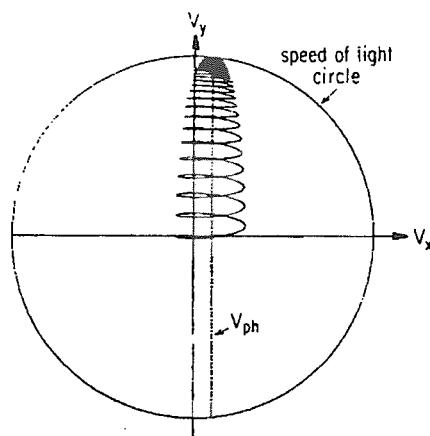


Fig. 3.10 プラズマ密度一定の時の速度空間での軌跡
 計算は $v_p=0.1c$, $eE_\theta/v_pB=0.5$, $\omega_p/\omega_c=2$ に関するもの [12]

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
功率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	L
トントン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表す場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バール	bar
ガル	Gal
キュリ	Ci
レンントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

$$1 \text{ Å} = 0.1 \text{ nm} = 10^{-10} \text{ m}$$

$$1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$$

$$1 \text{ bar} = 0.1 \text{ MPa} = 10^5 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm/s}^2 = 10^{-2} \text{ m/s}^2$$

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

$$1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$$

$$1 \text{ rad} = 1 \text{ cGy} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

$$1 \text{ rem} = 1 \text{ cSv} = 10^{-2} \text{ Sv}$$

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

$$\text{粘度 } 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}(\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P(ポアズ)} (\text{g}/(\text{cm}\cdot\text{s}))$$

$$\text{動粘度 } 1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St(ストークス)} (\text{cm}^2/\text{s})$$

圧	MPa(=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft · lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸	= 4.184 J (熱化学)
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹	= 4.1855 J (15 °C)
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵	= 4.1868 J (国際蒸気表)
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹	仕事率 1 PS (仏馬力)
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹	= 75 kgf·m/s
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸	= 735.499 W
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

(86年12月26日現在)

レーザーとアーバイブによる陽子加速の基礎研究(原子力基礎研究 H-10-0008)(収録研究)

R100
古紙配合率:00%
白色度70%再生紙を使用しています。