

JAERI-Research

97-040



新しい荷電変換型リング入出射装置の検討メモ

1997年6月

鈴木康夫*

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。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨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, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

新しい荷電変換型リング入出射装置の検討メモ

日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センター

鈴木 康夫*

(1997年 5月13日受理)

超伝導線形加速器によって加速された H^- ビームを荷電変換し、陽子ビームとして蓄積リングに入射し出射するための新しい入出射方法を検討した。本稿はこれら多くの検討結果を失敗例を含めてメモとし、将来の詳細検討のため残すことを目的としている。電子、イオン、光子を用いた多くの方法を検討した。この中から最も有望なものとして、ウイグラーの強磁場と高エネルギー粒子との相互作用によるローレンツカの場合の中で、プラズマ・イオンを衝突させる方法と、ドップラーシフトした光子ビームによる光励起の方法が入射装置として実現可能なものとして考えられる。

A Memorandum of Design Work of New Charge-transform Devices
for Injectors and Extractors of Proton Accumulator Rings

Yasuo SUZUKI *

Neutron Science Center
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received May 13, 1997)

New methods of charge-change devices are studied for injectors and extractors of proton accumulator rings. The rings are developed to accumulate protons by charge-changing H^- ions coming from a super conductive linac. This paper aims at remaining the study results including unsuccessful ones as a memorandum for future detailed design works.

Many methods of charge-change are considered by interaction of electrons, ions or photons with injected particles in the strong magnetic wiggler field. In these methods, collision with a injected plasma and photo-excitation by Doppler-shifted laser beam are considered to be most promising.

Keywords: Accelerator, Ring Injector, Neutron Science, Pulse Neutron Source

* Science visitor

目 次

1. はじめに	1
2. 入射装置	2
3. 出射装置	8
4. 討 論	9
5. まとめ	10
謝 辞	10
参考文献	11

Contents

1.Introduction	1
2.Injectors	2
3.Extractors	8
4.Discussion	9
5.Conclusion	10
Acknowledgements	10
Reference	11

1. はじめに

原研の中性子科学研究計画¹⁾では、大強度超伝導線形陽子加速器を基幹施設とし、1.5 GeV、8 MWの陽子ビームを利用する研究施設を作ろうと提案している。この加速器は従来にない大出力の陽子ビームを発生させることから、これを安定にしかも安全に運転できるようにするにはビームの漏れを無くすることが肝要である。このためには、加速器そのものは勿論その周辺施設のビーム漏れ対策及び低放射化対策が極めて重要な技術課題となる。

特に、その主要研究テーマの一つである中性子散乱研究用の大強度パルス中性子発生（5 MW相当）用蓄積リングでは、その低放射化対策が技術的に厳しく、その成否が、その開発の成果および保守・運転の難易さを決定づける大きい要因となると認識されている。

一方、超伝導加速器の特徴を生かすには、常電導加速器と比較してできるだけ低電流に抑えて空間電荷によるビームへの悪影響を少なくしつつ、長パルス化して大出力化することが好ましい。しかし、従来の蓄積リングへの入射方法、すなわち、荷電変換用フォイル方式ではこの実現は、極めて厳しく、長時間の照射による損傷やイオンビームへの悪影響など技術的困難が指摘されている。

そこで、リングの機器の中で放射化対策がもっとも困難とされるビーム入出射装置について、フォイルを用いない方法でしかも低放射化を可能とする方法をいろいろの側面から検討することにした。

この蓄積リングの入出射装置とは、超伝導線形加速器から、1.5 GeV ($\beta = 0.92$)、ピーク30 mAの H^- ビームを3.6 ms間受けて、それをリング内に H^+ ビームとして一旦貯め込み、0.5 μ s程度のビームに圧縮した後、そのビームを50 Hz、ピーク100 Aのパルスとして、中性子源となるターゲットに送り出すものである。つまり、リングへの入射には、3.6 ms程度、数千パルスのマルチターン入射を行う必要がある。この場合には、先に入射され、リングを周回する陽子ビームがフォイルに再衝突し損傷を与える。またこのため、フォイルの健全性を保つことが難しいばかりでなく、さらに陽子ビームのフォイルとの散乱や軌道の変化により周囲の機器が放射化される可能性が大きいことが指

摘されている。従ってこれらの欠点を克服する何らかの新しい方法の開発を真剣に検討することが必要となる。

ここで述べる荷電変換型リング入出射装置では、荷電変換のためにはウイグラー磁場を使う方法を検討し、リング軌道を入出射のために軌道をいじらない、つまり、バンプ電磁石などを使用しないこととする。つまり第1図模式図のように蓄積（アキュムレーター）リングに直線部を設け、そこに入出射装置を設置し、荷電交換のためには、静磁場に高速粒子が突入した時に生ずるローレンツ力と電子或いは光子の衝突、あるいはガスやプラズマとの衝突・散乱によるイオン化を考える（イオン化する部分をイオナイザーと記している）。ただし、それぞれの方法については、まずその可能、不可能、適否を問わず、いくつかのケースについて検討することとし、その後、そのうちの最適な方法について評価することとする。

なお、このメモでは、今後の詳細な検討で同じことを重複して検討することのないように、すなわち、検討結果の資料散逸を防ぐために、検討の失敗例も記述しておくことにする。

本稿では、いずれの装置の設計も、その場所でのビーム・ロスが 10^{-5} 程度にすることを目標にその必要条件を探求してみる。第2章では入射装置、第3章では出射装置についての検討結果を説明し、第4章でその内ももっとも適切な方法について評価し討論を行い、第5章でまとめることとする。

2. 入射装置

この装置では、 H^- ビームを大きく散乱させることなくリングに入れることを設計目標に検討する。大強度陽子線形加速器からの H^- イオンをまずローレンツ力により中性化してリング軌道内に入れる方法、さらにその H^0 ビームにローレンツ力をかけつつ電子や光子との衝突させることにより、 H^0 ビームをイオン化してリングの軌道に乗せる方法を検討する。つまり、この入射のためには、 H^- の中性化（ $H^- \rightarrow H^0$ ）とイオン化（ $H^0 \rightarrow H^+$ ）の二つのプロセスを必要とする。

摘されている。従ってこれらの欠点を克服する何らかの新しい方法の開発を真剣に検討することが必要となる。

ここで述べる荷電変換型リング入出射装置では、荷電変換のためにはウイグラー磁場を使う方法を検討し、リング軌道を入出射のために軌道をいじらない、つまり、バンプ電磁石などを使用しないこととする。つまり第1図模式図のように蓄積（アキュムレーター）リングに直線部を設け、そこに入出射装置を設置し、荷電交換のためには、静磁場に高速粒子が突入した時に生ずるローレンツ力と電子或いは光子の衝突、あるいはガスやプラズマとの衝突・散乱によるイオン化を考える（イオン化する部分をイオナイザーと記している）。ただし、それぞれの方法については、まずその可能、不可能、適否を問わず、いくつかのケースについて検討することとし、その後、そのうちの最適な方法について評価することとする。

なお、このメモでは、今後の詳細な検討で同じことを重複して検討することのないように、すなわち、検討結果の資料散逸を防ぐために、検討の失敗例も記述しておくことにする。

本稿では、いずれの装置の設計も、その場所でのビーム・ロスが 10^{-5} 程度にすることを目標にその必要条件を探求してみる。第2章では入射装置、第3章では出射装置についての検討結果を説明し、第4章でその内もっとも適切な方法について評価し討論を行い、第5章でまとめることとする。

2. 入射装置

この装置では、 H^- ビームを大きく散乱させることなくリングに入れることを設計目標に検討する。大強度陽子線形加速器からの H^- イオンをまずローレンツ力により中性化してリング軌道内に入れる方法、さらにその H^0 ビームにローレンツ力をかけつつ電子や光子との衝突させることにより、 H^0 ビームをイオン化してリングの軌道に乗せる方法を検討する。つまり、この入射のためには、 H^- の中性化（ $H^- \rightarrow H^0$ ）とイオン化（ $H^0 \rightarrow H^+$ ）の二つのプロセスを必要とする。

2. 1 中性化の方法

まず、 H^- イオンを中性化してリング内に導入する方法を議論する。光速に近い速度で走る H^- をそれに直交する強い磁場中に通すと $E = V \times B$ のローレンツ電場が生じ、この電場が H^- の捕らえている電子にかかる電場を乱し自由にする、つまり中性化することができる。言い換えると、 H^- を形作る最外周の軌道を廻る電子は、ローレンツ電場によってポテンシャルを下げられ、水素原子から離れるようになり中性化される。第2図に H^- イオンから電子をストリップして中性化する飛程を、それに必要な磁場の関数として示す²⁾。この図は、高エネルギー物理学研究所の山根功教授に教えていただいた資料に手を加えたものであるが、これによると H^- ビームを0.5 Tのそれに直交する偏向磁場中を数十センチ通すと、ローレンツ力： $e E = e \beta \gamma c B$ によって H^- ビームは殆ど中性化され、電子がストリップされずに残る確率を十万分の1程度に下げることができる。

したがって、第3図a)、b)のように、電子ストリッパーとしてリングの偏向電磁場を直接使うか、あるいはリングの外に適当な電磁石を設置するかにより、リング内に中性ビームをフォーカスさせつつ直進させ導入することができる。中性化される前に受ける磁場の距離によって、直進する H^0 ビームの方向が決まるが、その偏向幅は十分狭く、ほぼそれ以前の方向に直進するとみてよい。もし、残留 H^- のイオンが残るならばその電荷を利用して曲げ、それらはビームダンプに導くようにすればよい。

2. 2 イオン化

中性ビームは慣性により直進し、リング内のウイグラー型磁場に突入する。ウイグラー型磁場を採用する理由は、強い磁場を用いてもすでに周回するイオンの軌道に影響がなく、また、この中でイオン化されたイオンの軌道への影響も小さく出来るからである。ここでは仮にウイグラー型磁場として第4図のように5個の超伝導電磁石(コイル幅5 cm)を5対用いた周期長20 cm, 最大磁場5 Tの実質1.5周期のものを考える。両端の磁場強度は1/2とし周回イオンへの影響を最少としている。この程度の超伝導電磁石のウイグラーは、技術的にはKEKフォトン・ファクトリーのウイグラーとして実用化されているものである。

ここに入ってきた H^0 ビームの一部はローレンツ力だけによりイオン化されるこ

ともある。その確率は第5図の通りで、主量子数 n が2以上の励起原子は磁場中を通過している時間 ($t = 3 \times 5 \text{ cm} / v \sim 0.543 \text{ ns}$) に100%イオン化されることになる³⁾。ただし、ここでは簡単化のため磁場分布を矩形波状とみなして考える。残る基底状態の原子 H^0 をイオン化するには磁場強度が足らず、なんらかの方法で $n = 2$ 以上に励起しなくてはならない。

実験室系で静止している電子は、 1.5 GeV ($\beta = 0.92$) の H^0 に乗った系から見れば、逆に、 $\beta = 0.92$ の電子ビームが水素ガスに突入すると見なせる。つまり、静止した H^0 ガスに約 818 keV ($\beta = 0.92$) の電子ビームが打ち込まれるのに相当する。この電子との衝突により、 H^0 がイオン化するばかりでなく、基底状態の H^0 を $n = 2$ 以上に励起できれば、ウイグラー磁場のローレンツ力によりイオン化されることになる。ビームに乗った系で考え、 n を H^0 の密度、 n_0 を電子密度、 σ としては H^0 に乗った系の数値をとるとして

$$\frac{dn}{dt} = -n\sigma\beta cn.$$

であるから、これを解いてから、実験室系にもどして考えれば；

$$n = n_0 \exp(-t/\gamma\tau), \quad \tau = 1/\sigma\beta cn.$$

が得られる。

ここで、 $n/n_0 = 10^{-5}$ 、 $t = 0.543 \text{ ns}$ (三つの磁場強度最大のところを通過する時間の和)、 $\gamma = 2.60$ とすれば、必要条件として $\tau = 18 \text{ ps}$ が得られ、 $n_0\sigma \sim 2/\text{cm}$ が得られる。

もし、イオン化されれば、 H^+ となり、偏向電磁石の磁場の影響を受け軌道が変わり、リング軌道に入ることになる。ただし、ウイグラー磁場中でイオン化されたイオンがその後に受けるウイグラー磁場による軌道変化については第4章で述べることとする。

さて、 H^0 の励起法について、いろいろの衝突断面積を考えることができる。それぞれの方法についてケーススタディを試みよう。

・ケース1 電子雲によるイオン化法

まず、 H^0 ビームと電子雲との衝突によりイオン化するケースを考える。第4図

のような磁場配位の場合、この電磁石の中間位置はセパトリックス（X点）になるので、この部分に電子を貯めることにする。図のように電極を配置することにより、PIG型の放電の形ではあるが、ガスがないので電子がドリフトしつつ貯まっていることになる。H⁰ビームが入ってくるとある種の放電となり、イオン化することになるであろう。

イオン化断面積 σ としてはローレンツ力の存在により主量子数 $n=2$ 以上のものはイオン化されるので衝突パラメータとしては、基底状態のH⁰を $n=2$ のレベルへ励起する断面積、および通常のイオン化の断面積を加算したものをとる。これがすべてではないがオーダーとしては十分であろう。この断面積 σ としては原研核データセンターの白井稔三主任研究員により教示された式があり⁴⁾；

$$\sigma(\text{イオン化}) = 4\pi a_0^2 (\alpha/\beta)^2 [0.283 \{1 \ln(\beta^2/1-\beta^2) - \beta^2\} + 4.04 - 0.662 (\alpha/\beta)^2] = 0.949 \times 10^{-19} \text{ cm}^2,$$

$$\sigma(2p \text{ への励起}) = 4\pi a_0^2 (\alpha/\beta)^2 [0.5549 \{1 \ln(\beta^2/1-\beta^2) - \beta^2\} + 0.5549(-0.8970 + 11.2268)] = 1.375 \times 10^{-19} \text{ cm}^2,$$

したがって、

$$\sigma = \sigma(\text{イオン化}) + \sigma(2p \text{ への励起}) = 2.33 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$$

ここで、 $\pi a_0^2 = 0.88 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 、 $\alpha = 1/137$ (fine-structure constant)、 $\beta = 0.92$ である。

ここでわかることは、818 keV相当の高エネルギー電子の断面積は非常に小さくなってしまふことである。粗く見積もって $\sigma \sim 2.3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ としても、必要な電子密度は $n_e \sim 0.87 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ となり、この電子雲を利用するのは現実的でない。この電子密度はプラズマガンの入射などにより高くすることは可能となるが、同時に大量のイオンが入るのを覚悟しなくてはならない。

・ケース2 電子シャワーによるイオン化法

電子を貯めておく電子雲法がだめなら、電極間に流れる電子ビームをH⁰ビームと交叉させるクロスビーム法（電子シャワー）も検討する価値はある。つまり第4図b)の場合を考える。a)の場合の $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ を電流で作ることになるから、1 keVの電子流 ($v = 1.8 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$) を使うとしても 2.9 GA/cm^2 と言うとんでもない値となる。 $0.5 \times 15 \text{ cm}^2$ に23 GA程度の

電流が必要となる。これは不可能な値である。ケース1、2とも電子密度が異常に高いことが必要となった。パフによるガスの入射かプラズマ銃にプラズマの入射による方法をとらざるを得ない。

・ケース3 ローレンツ力+プラズモイドによるイオン化法

ケース2の電子発生用電極の代わりにプラズマ銃に置き換えた装置を考える。強力な磁場によってプラズマ銃から打ち込まれたプラズモイドは拡散せずに高い密度のままビームとの相互作用をすところへ到達できるであろう。簡単なプラズマ銃が使える炭素プラズマを使うとして、しかし、イオン化断面積については新たな検討が必要である。上記のケース1、2の検討は、相対論的運動の効果を考慮するとはいってもイオン化断面積に対しては、原子分子データとしての通常の励起断面積を利用しただけで、ローレンツ力の効果を考慮してない。言い換えると、 H° イオンに乗った系でのローレンツ力（高周波電場）が持つイオン化断面積そのものへの効果について十分考慮してない。

そこで、プラズマ銃によって作られるプラズマを4価の炭素イオンとし、ローレンツ力の作用した中での4価の炭素イオンによる H° のイオン化衝突パラメータを検討してみる。第6図にその考え方を示す。第6図a)ではローレンツ力が水素原子核（陽子）のまわりのポテンシャルを歪ませて、 $n=1$ レベルのみの水素原子が残るメカニズムを示している。これがローレンス力による上記の中性化やイオン化の基本原理である。さらにそこに衝突してくる炭素イオンによるポテンシャルの歪み効果を考慮したのが第6図b)であり、その影響の大きさを $F_{n=1} - F_1$ にする接近距離 r_0 を計算すると実効的なイオン化断面積がきまる。

すなわち、

$$F = - \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} + E z - \frac{e Z}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (eV)$$

として、 $E = 3.6 \times 10^9 \text{ V m}^{-1}$ 、 $Z = 4$ 、主量子数 $n=1$ のエネルギーレベル $F_1 = -13.6 \text{ eV}$ 、 $n=2$ のそれ $F_2 = -3.4 \text{ eV}$ 、 $F_{n=1} = -4.55 \text{ eV}$ を代入すれば $r_0 = 0.64 \text{ nm}$ が得られる。すなわち、イオン化断面積 $\sigma = \pi r_0^2 \sim 1.3 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ となる。

したがって、必要な炭素イオン密度（プラズマ密度）は $n_1 \sigma \sim 2 / \text{cm}$ から

$n_1 = 1.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ となる。これは十分実現可能な数値である。これは同軸プラズマ銃、あるいはボタンタイプ銃どちらでも実現可能である。ただし、この炭素イオンと周回するイオンとの衝突については別途詳細な検討が必要である。

・ケース4 光励起法

基底状態にある H^0 を2pレベルに励起する光の吸収断面積はよく知られているように121.6nmの光で、 $\sigma \sim 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ である⁵⁾。第7図a)のようにレーザー光を H^0 正面から衝突させることを考える。まず、 H^0 に乗った系で考えるとドップラー効果により、 H^0 を励起させるに必要な光の周波数は次のようになる； $\omega' = \omega \gamma (1 - \beta \cos \theta)$ において、 $\cos \theta = -1$ と考えると、実に607.7nmのレーザー光でよいことになる。すなわち、実験室系では、600nmのレーザー光を考えてみれば十分である。つまり600nmの光子は $\nu = 5.0 \times 10^{14}$ に相当することになるから $h\nu = 3.31 \times 10^{-19} \text{ J} = 2.07 \text{ eV}$ となる。この光の1MWのパルスはビーム径を1.0 cm^2 として $n \sim 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ となる。 $n\sigma \sim 2 \text{ cm}^{-1}$ であるから $n \sim 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ が必要であり、200kWあれば必要条件を十分に満たすことになる。このレーザーを製作するのは、この出力がCWとするとやや難しいものと思われる。レーザー光はミラーなどにより第7図b)のようにリサーキュレーションさせ、 H^0 ビームと相互作用させることは容易であり200倍以上効率を上げることが可能であれば、ピーク1kW(3.6ms、50Hzで平均180W)のレーザー光で十分であろう。実際には、このレーザーはパルス幅の長いことから、半導体レーザーなどからのビームを非線形素子で増幅することになる。ただしスペクトル幅については厳しい条件は要らない。

なお、このイオンの寿命は放射再結合から2.13nsで飛程で換算すると58.8cmとなる。これは、イオンと電子がこの間並進することが必要で、今回の場合は再結合しない。また、イオン化されない中性の原子は次のセクションの偏向電磁石の所直進し、ビームダンプへ分岐される。

3. 出射装置

また、出射装置では、リング軌道を走る H^+ ビームに電子ビームを併走させ、リングの中を周回している H^+ ビームを中性化して H^0 として外へ取り出し、リングの外で再度イオン化する方法を検討する。中性化するための電子ビームを作るには、ドリフト管にソレノイド磁場をつけ、両端に電極を配置すればよい。電極間の電圧は813 kVも必要としないと思われる。ビーム自身がかなり高い電気ポテンシャルをもっているはずであり、その引力で引きつけるからである。第8図のような磁場配位と電極配置を考える。

通常の放電プラズマの放射再結合は次の式で表される。再結合係数 α は $cm^3 s^{-1}$ の単位で、

$$\frac{dn^+}{dt} = -\alpha n^+ n_e, \text{ ここで } n^+ = n_e = n \text{ とおいて、}$$

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

したがって、

$$1/n = 1/n^0 + \alpha t$$

となる。しかし、今回の場合は n^+ と n_e は必ずしも等しくなく、また相対論的効果を入れて、

$$\frac{dn^+}{n^+ dt'} = -\alpha n_e.$$

から、相対論的時間の遅れ効果を入れて、

$$n^+ = n_e^0 \exp(-t/\gamma\tau), \quad \tau = 1/\alpha n_e.$$

となる。

α としては放射再結合と三体再結合とが考えられる。放射再結合は $e + H^+ = H^0 + h\nu$ となるものでその係数を第1表に示す⁶⁾。三体再結合とは $e + e + H^+ = H^+ + e$ などのように衝突による三体再結合で密度が大きい時に生ずる。第2表にその係数を示す⁷⁾。

$n^+/n_e^0 = 10^{-5}$ 、電子とイオンが併走する距離を10 m ($t = 27 \text{ nm}$)、 $\gamma = 2.60$ とすれば、その間に再結合するための条件； $\tau < 0.9 \text{ ns}$ を求める。

放射再結合の場合；第1表から $T = 10^5 \text{ K}$ のときすべての軌道への効果をたし

て $\alpha \sim 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $T = 10^6 \text{ K}$ のとき $\alpha \sim 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ と考えれば、それぞれ $n_e > 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $1.1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ となり極めて大きく不可能に近い。

三体再結合の場合；第2表によれば $n_e \sim 1 \times 10^{13}$ とし、 $T = 3.2 \times 10^4 \text{ K}$ の場合には $\alpha \sim 2.4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ であるから、 $\tau = 1 / \alpha n_e$ から $t \sim 1 \text{ s}$ となりこれもほとんど不可能に近い。

したがって、リングから出すためには、従来行われてきたキッカー電磁石とセプタム電磁石組み合わせによる速い取り出し法によらざるを得ないように思われる。この場合リング外で H^0 ビームをイオン化する装置は不要になる。

4. 討論

第2章入射装置4ケースについて検討した。このうち、ローレンツ力とプラズモイド法とあるいは光励起法の組み合わせが有望であることがわかった。しかし、前者は炭素イオンを用いるため、周回するイオンの散乱、炭素による汚染などいくつかの問題点を含んでいる。

ともかく、ウイグラー磁場の存在は本質的であった。ここではまず、そのウイグラー磁場について議論する。その磁場の特性パラメーター K 値を用いるとと簡便である。その K 値はは次のように表される。放射光施設のウイグラー研究の際によく用いられる K 値は、電子の場合その運動方程式から； $K = e B \lambda / 2 \pi m_e c = 93.4 B \lambda$ である。これから、今回の場合は質量を陽子のそれに替えて、 $K = e B \lambda / 2 \pi m_p v = 0.055 B \lambda$ となる。

この K 値を利用するとウイグラー磁場中を通過する周回陽子ビームは、3角関数的な運動を行い、その最大偏向角は次のように見積もることができる。すなわち、 $\phi = K / \gamma$ であり、ここで、 $B = 5 \text{ T}$, $\lambda = 0.2 \text{ m}$ を入れると $K = 0.055$ となり、 $\phi = K / \gamma = 0.02 \text{ rad}$ となる。しかし、通過後はその偏向角は0である。つまり、周回する陽子ビームの軌道には影響を与えないようにすることができる。

それでは入射されてきた H^0 ビームがウイグラー磁場中でイオン化されと、そのイオンはどうかというと、その偏向角は、その運動方程式から簡単に、 $(K / \gamma$

て $\alpha \sim 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $T = 10^6 \text{ K}$ のとき $\alpha \sim 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ と考えれば、それぞれ $n_e > 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $1.1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ となり極めて大きく不可能に近い。

三体再結合の場合；第2表によれば $n_e \sim 1 \times 10^{13}$ とし、 $T = 3.2 \times 10^4 \text{ K}$ の場合には $\alpha \sim 2.4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ であるから、 $\tau = 1 / \alpha n_e$ から $t \sim 1 \text{ s}$ となりこれもほとんど不可能に近い。

したがって、リングから出すためには、従来行われてきたキッカー電磁石とセプタム電磁石組み合わせによる速い取り出し法によらざるを得ないように思われる。この場合リング外で H^0 ビームをイオン化する装置は不要になる。

4. 討論

第2章入射装置4ケースについて検討した。このうち、ローレンツ力とプラズモイド法とあるいは光励起法の組み合わせが有望であることがわかった。しかし、前者は炭素イオンを用いるため、周回するイオンの散乱、炭素による汚染などいくつかの問題点を含んでいる。

ともかく、ウイグラー磁場の存在は本質的であった。ここではまず、そのウイグラー磁場について議論する。その磁場の特性パラメーター K 値を用いると簡便である。その K 値はは次のように表される。放射光施設のウイグラー研究の際によく用いられる K 値は、電子の場合その運動方程式から； $K = e B \lambda / 2 \pi m_0 c = 93.4 B \lambda$ である。これから、今回の場合は質量を陽子のそれに替えて、 $K = e B \lambda / 2 \pi m_p v = 0.055 B \lambda$ となる。

この K 値を利用するとウイグラー磁場中を通過する周回陽子ビームは、3角関数的な運動を行い、その最大偏向角は次のように見積もることができる。すなわち、 $\phi = K / \gamma$ であり、ここで、 $B = 5 \text{ T}$, $\lambda = 0.2 \text{ m}$ を入れると $K = 0.055$ となり、 $\phi = K / \gamma = 0.02 \text{ rad}$ となる。しかし、通過後はその偏向角は0である。つまり、周回する陽子ビームの軌道には影響を与えないようにすることができる。

それでは入射されてきた H^0 ビームがウイグラー磁場中でイオン化されと、そのイオンはどうかというと、その偏向角は、その運動方程式から簡単に、 $(K / \gamma$

B) $\int B \cdot dz$ である。ただし、積分はイオン化された所からウイグラー終端までである。この設計のウイグラーでは、両端で $1/2$ の磁場強度としていることから $\psi = K/2$ $\gamma = 0.01 \text{ rad}$ がその最大値となる。ウイグラー磁場を第 5 図のような磁場分布につくる理由はここにあるのである。この偏向角は大きく見えるが、もっともイオン化される確率の高いところは磁場最大のところで、そこでの偏向角は 0 であることから、 $1/10$ が実効的な値であろう。

ウイグラー磁場を挿入したときのペインティングのでき方やエミタンスの増加、ビームの漏れ、ビーム不安定性などについてはリング中のビーム軌道解析やビームダイナミクスなどの解析を考慮した詳細な検討が今後必要となる。

第 3 章の出射装置では、電子ビームの併走方式は必要な距離が長すぎ上手く行かなかった。従来のキッカー方式でもよいと思われる。

5. まとめ

新しい入射装置として、ウイグラー磁場と光子ビームによるイオン化システムをが実現可能と思われる。さらに詳細な検討を行うことにより、もっと効率的な入射システムを検討できると思われる。電子衝突による方法はとても密度が足らず、プラズモイドによる方法はビームとの散乱の影響が大きいためであろう。出射装置としては新しい方式で良い物が提案できず、従来のセプタム電磁石及びキッカー電磁石方式に過ぎるものはない。これはもともとフォイルを使わないものなのであまり中性子散乱用の蓄積リングへの影響はないのではないかと思う。

今後はさらに詳細な解析と実験的 R & D が必要となろう。結論としてもっとも単純なリングの入出射装置の概念図を第 9 図に示す。

謝辞

この検討の端緒は KEK の山根功教授との打ち合わせによる。また、この報告書に用いた原子分子データについては、原研核データセンターの白井稔三主任研究員のご教示による。この機会に両者に深くお礼を申し上げる。

B) $\int B \cdot dz$ である。ただし、積分はイオン化された所からウイグラー終端までである。この設計のウイグラーでは、両端で $1/2$ の磁場強度としていることから $\psi = K/2 \gamma = 0.01 \text{ rad}$ がその最大値となる。ウイグラー磁場を第 5 図のような磁場分布につくる理由はここにあるのである。この偏向角は大きく見えるが、もっともイオン化される確率の高いところは磁場最大のところで、そこでの偏向角は 0 であることから、 $1/10$ が実効的な値であろう。

ウイグラー磁場を挿入したときのペインティングのでき方やエミタンスの増加、ビームの漏れ、ビーム不安定性などについてはリング中のビーム軌道解析やビームダイナミクスなどの解析を考慮した詳細な検討が今後必要となる。

第 3 章の出射装置では、電子ビームの併走方式は必要な距離が長すぎ上手く行かなかった。従来のキッカー方式でもよいと思われる。

5. まとめ

新しい入射装置として、ウイグラー磁場と光子ビームによるイオン化システムをが実現可能と思われる。さらに詳細な検討を行うことにより、もっと効率的な入射システムを検討できると思われる。電子衝突による方法はとても密度が足らず、プラズモイドによる方法はビームとの散乱の影響が大きいためであろう。出射装置としては新しい方式で良い物が提案できず、従来のセプタム電磁石及びキッカー電磁石方式に過ぎるものはない。これはもともとフォイルを使わないものなのであまり中性子散乱用の蓄積リングへの影響はないのではないかと思う。

今後はさらに詳細な解析と実験的 R & D が必要となろう。結論としてもっとも単純なリングの入出射装置の概念図を第 9 図に示す。

謝辞

この検討の端緒は KEK の山根功教授との打ち合わせによる。また、この報告書に用いた原子分子データについては、原研核データセンターの白井稔三主任研究員のご教示による。この機会に両者に深くお礼を申し上げる。

B) $\int B \cdot dz$ である。ただし、積分はイオン化された所からウイグラー終端までである。この設計のウイグラーでは、両端で $1/2$ の磁場強度としていることから $\psi = K/2 \gamma = 0.01 \text{ rad}$ がその最大値となる。ウイグラー磁場を第 5 図のような磁場分布につくる理由はここにあるのである。この偏向角は大きく見えるが、もっともイオン化される確率の高いところは磁場最大のところで、そこでの偏向角は 0 であることから、 $1/10$ が実効的な値であろう。

ウイグラー磁場を挿入したときのペインティングのでき方やエミタンスの増加、ビームの漏れ、ビーム不安定性などについてはリング中のビーム軌道解析やビームダイナミクスなどの解析を考慮した詳細な検討が今後必要となる。

第 3 章の出射装置では、電子ビームの併走方式は必要な距離が長すぎ上手く行かなかった。従来のキッカー方式でもよいと思われる。

5. まとめ

新しい入射装置として、ウイグラー磁場と光子ビームによるイオン化システムをが実現可能と思われる。さらに詳細な検討を行うことにより、もっと効率的な入射システムを検討できると思われる。電子衝突による方法はとても密度が足らず、プラズモイドによる方法はビームとの散乱の影響が大きいためである。出射装置としては新しい方式で良い物が提案できず、従来のセプタム電磁石及びキッカー電磁石方式に過ぎるものはない。これはもともとフォイルを使わないものなのであまり中性子散乱用の蓄積リングへの影響はないのではないかと思う。

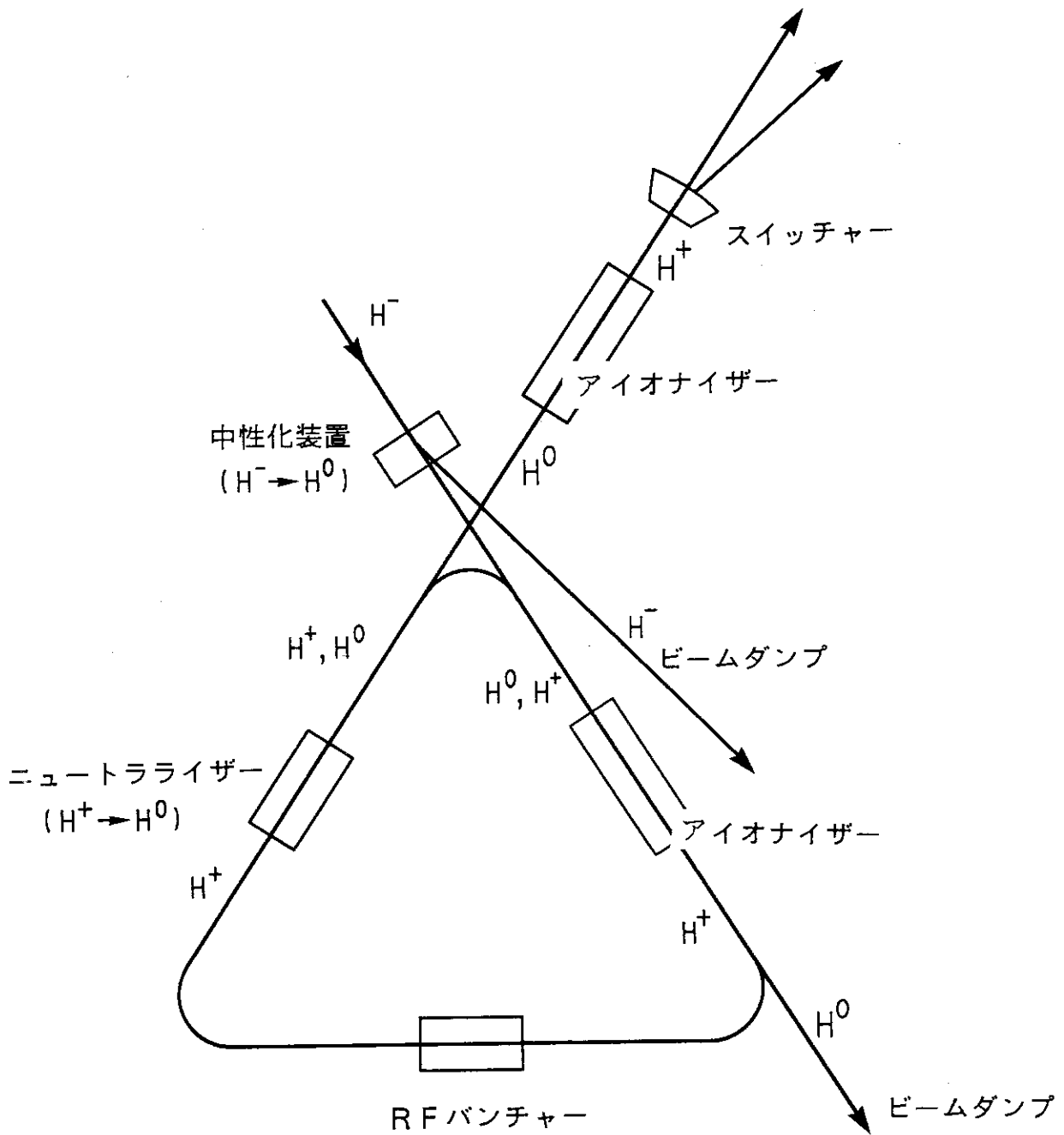
今後はさらに詳細な解析と実験的 R & D が必要となろう。結論としてもっとも単純なリングの入出射装置の概念図を第 9 図に示す。

謝辞

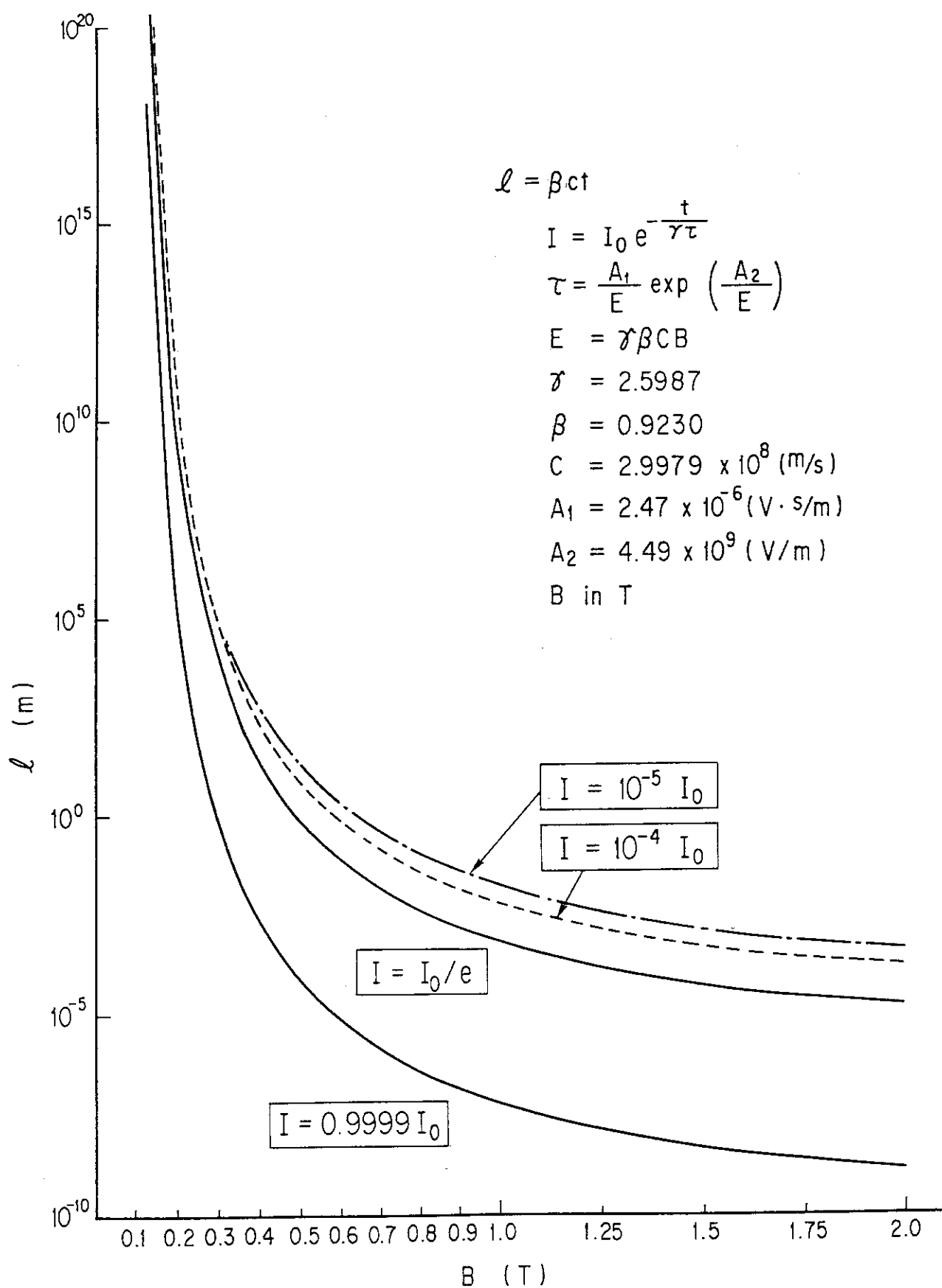
この検討の端緒は KEK の山根功教授との打ち合わせによる。また、この報告書に用いた原子分子データについては、原研核データセンターの白井稔三主任研究員のご教示による。この機会に両者に深くお礼を申し上げる。

参考文献

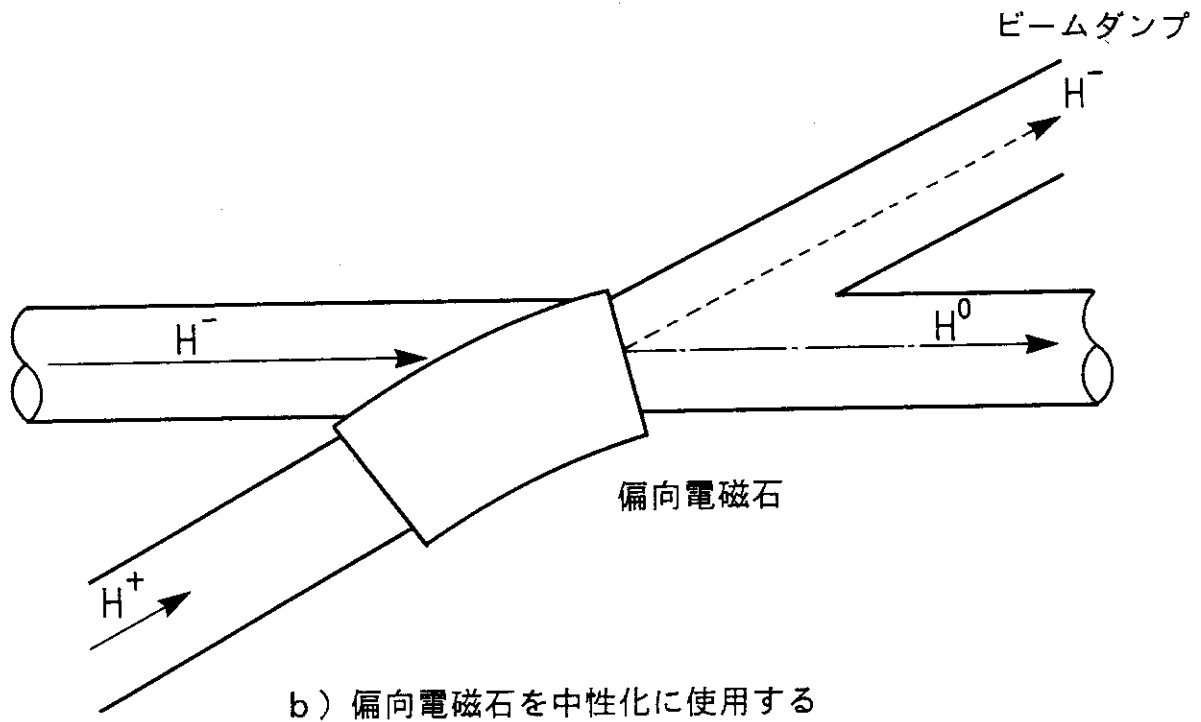
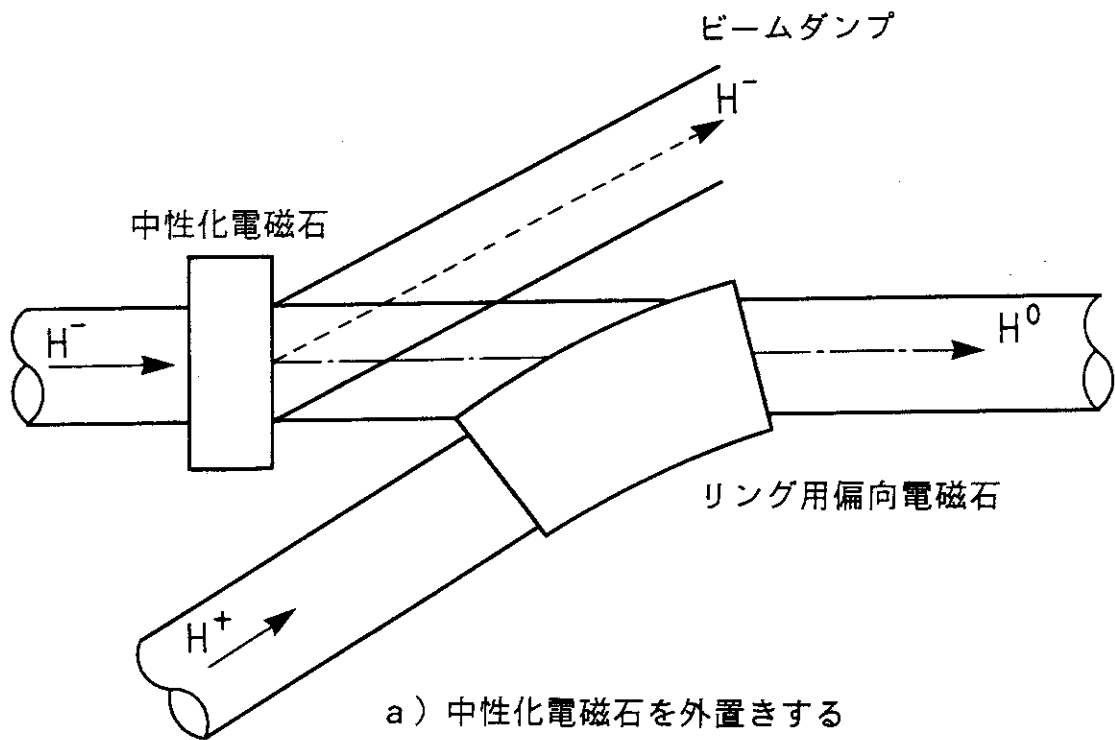
- 1) 中性子科学研究計画：原研パンフレット、(1996年10月)
- 2) 山根 功：中性子科学研究計画検討委員会加速器専門部会資料、(1997年1月)
- 3) 同上、
D.S.Bailey et al:Nuclear Fusion 5, 41 (1965)
- 4) 白井稔三：添付資料参照
- 5) 電気学会：放電ハンドブック(1974) p、19
- 6) 高柳和夫他：IPPJ-DT-48、原子過程断面積データ集第
1集 (1975) p、Re・A・2
- 7) 同上 p、Re・B・3



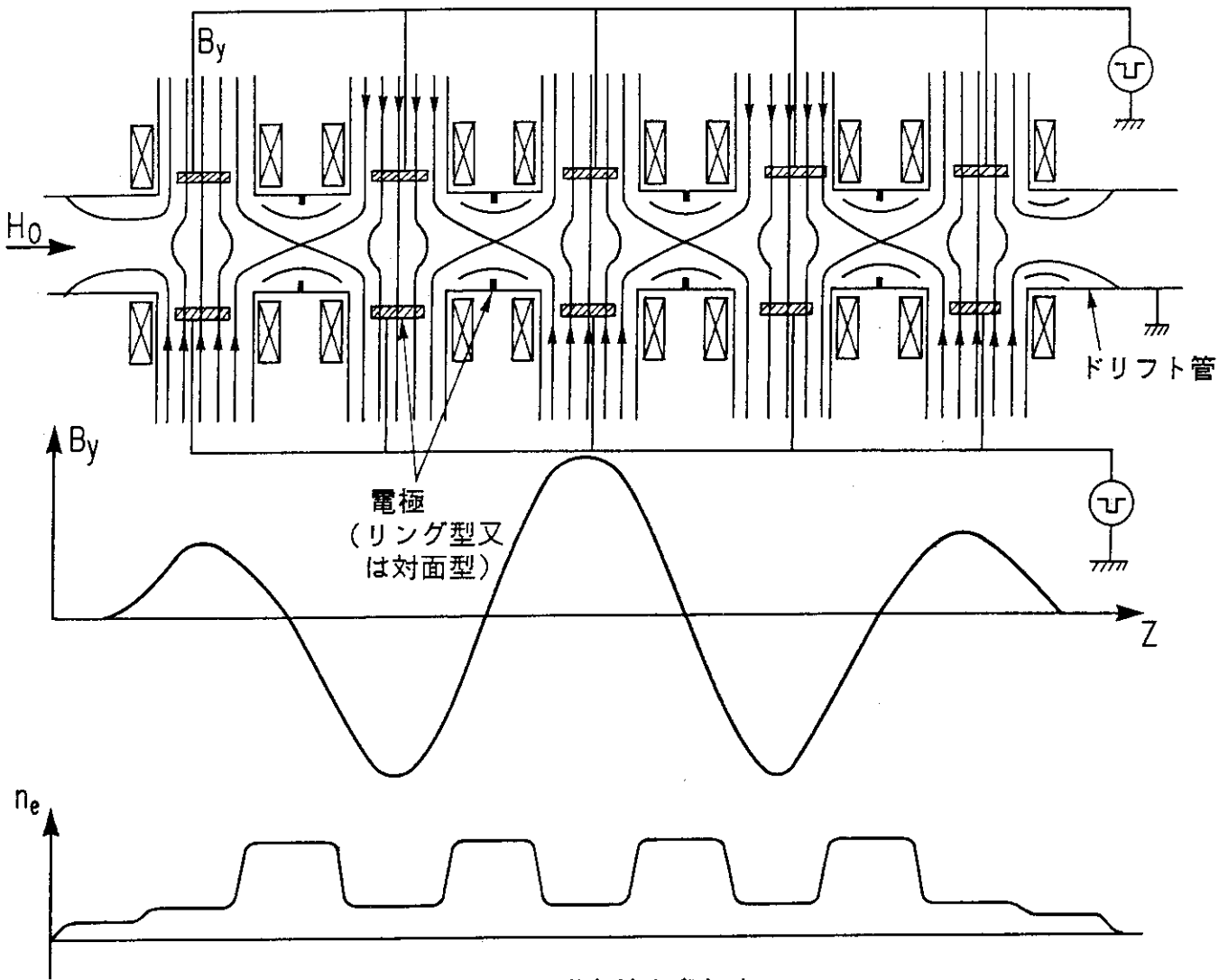
第1図 アキュムレーターリングと入出射装置 (当初の構想)
(模式図)



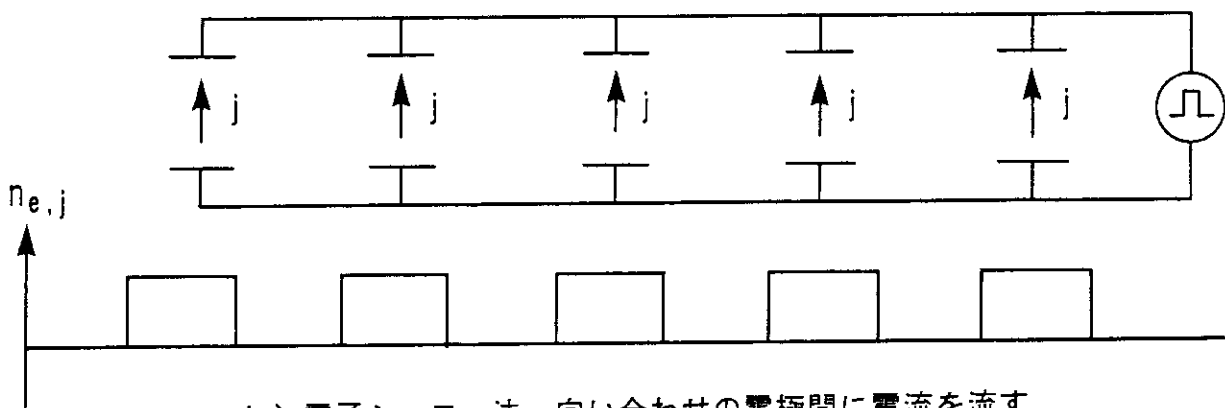
第2図 1.5 GeV ハイオンの磁場中の飛程



第3図 ローレンツカによる中性化

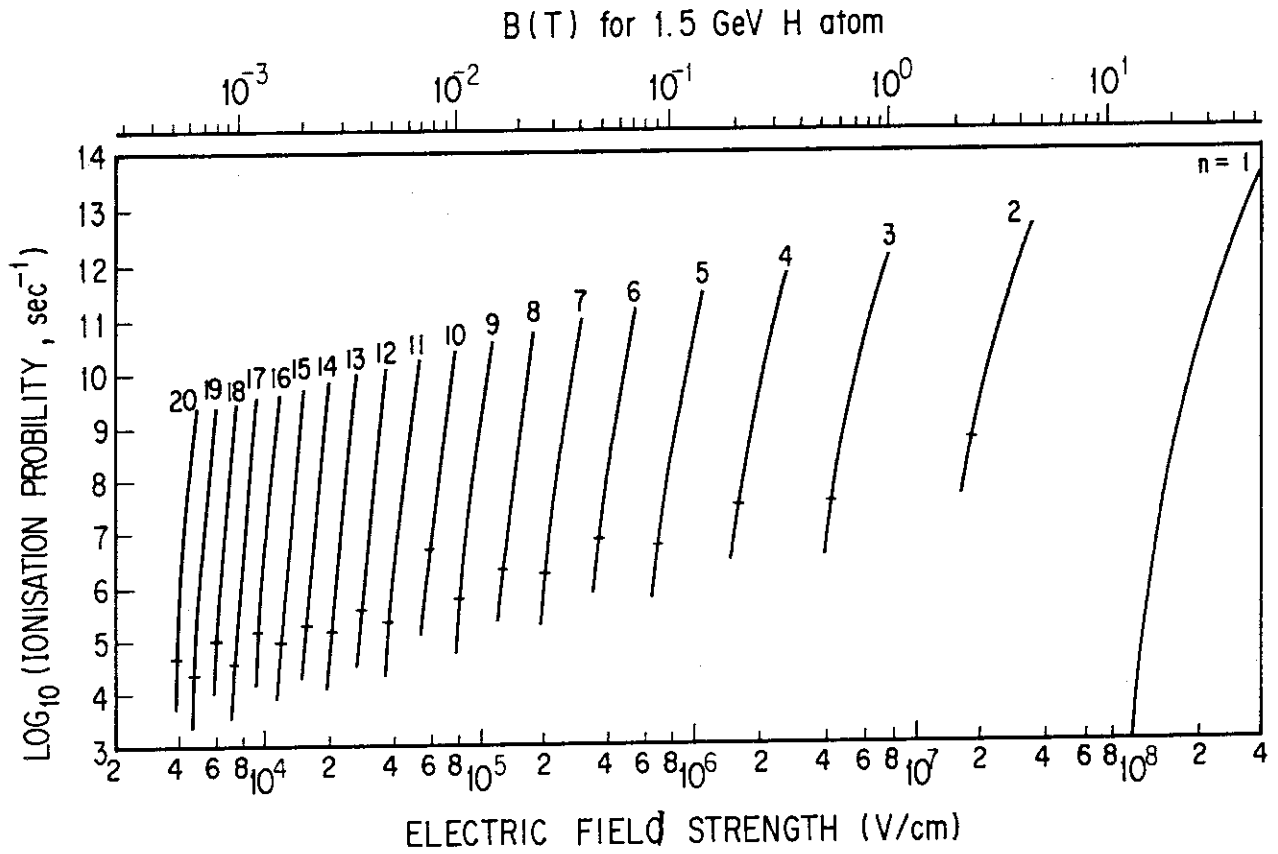


a) 電子雲法, 流線は磁力線を表わす、
電極に電圧をかけ、セパトリックスに電子をためる

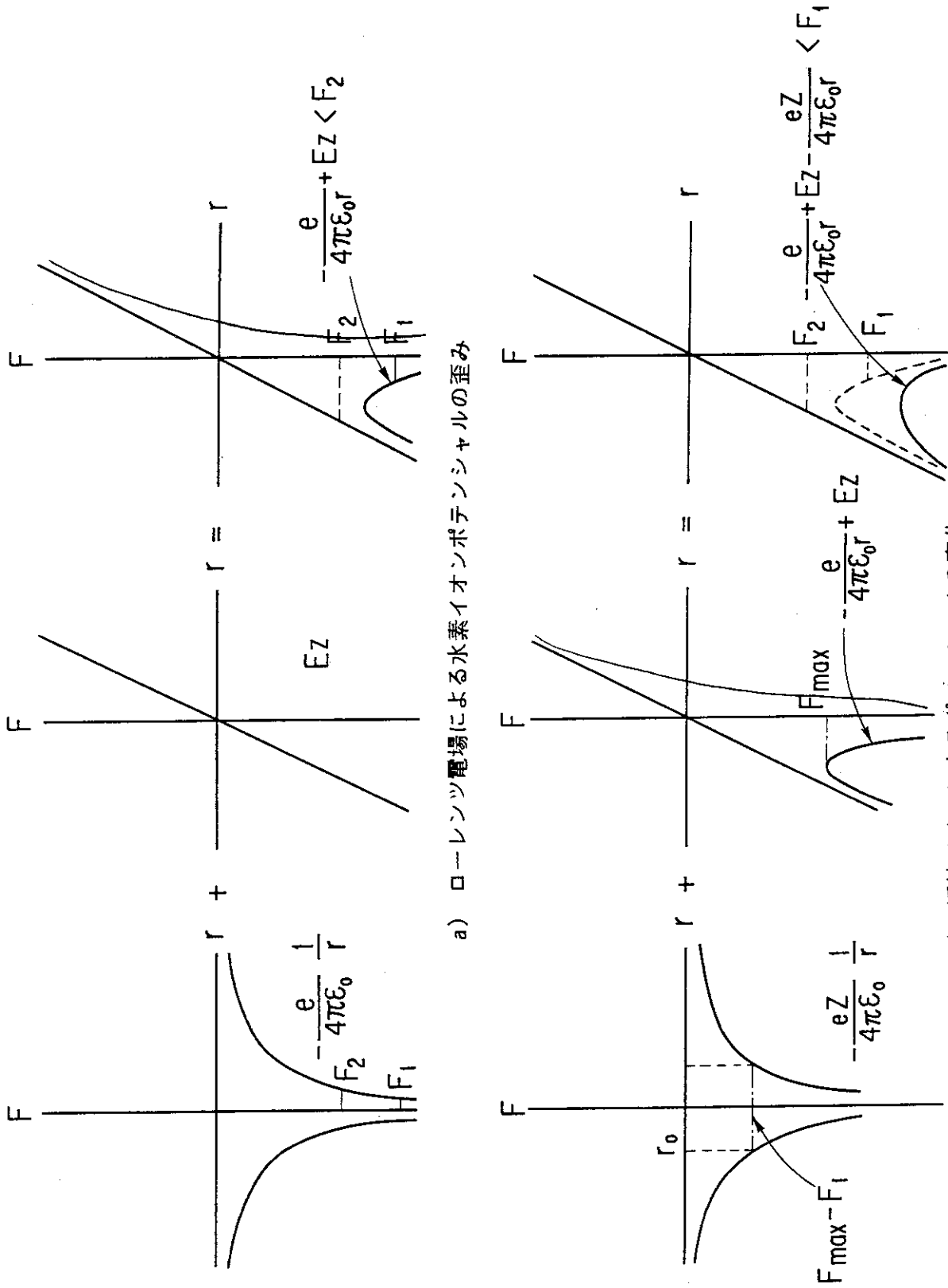


b) 電子シャワー法 向い合わせの電極間に電流を流す、

第4図 イオン化法 (I)



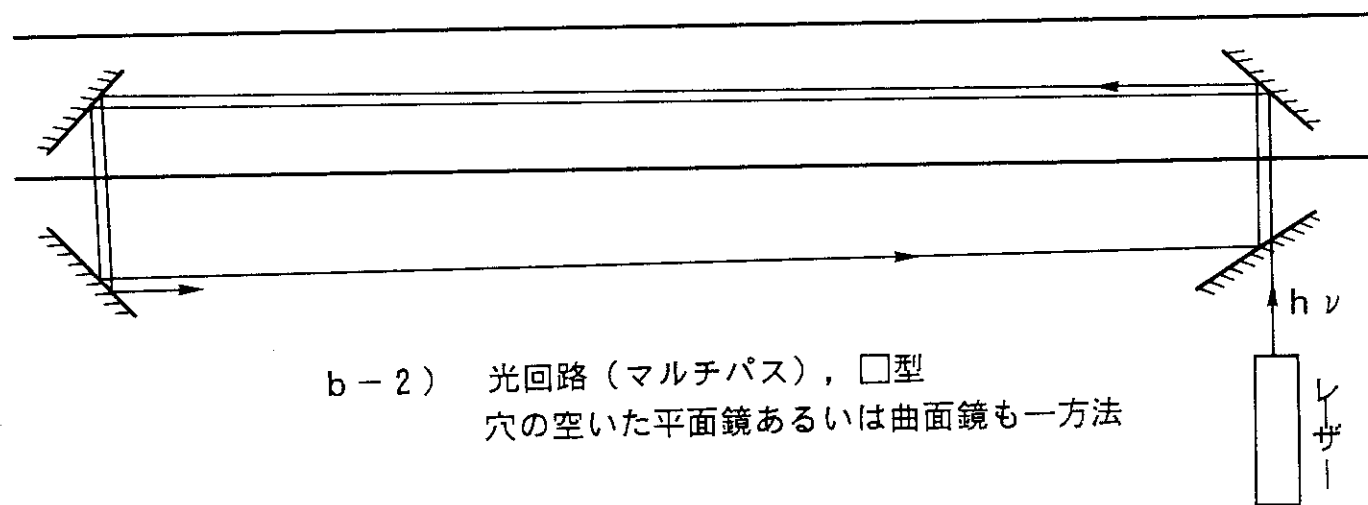
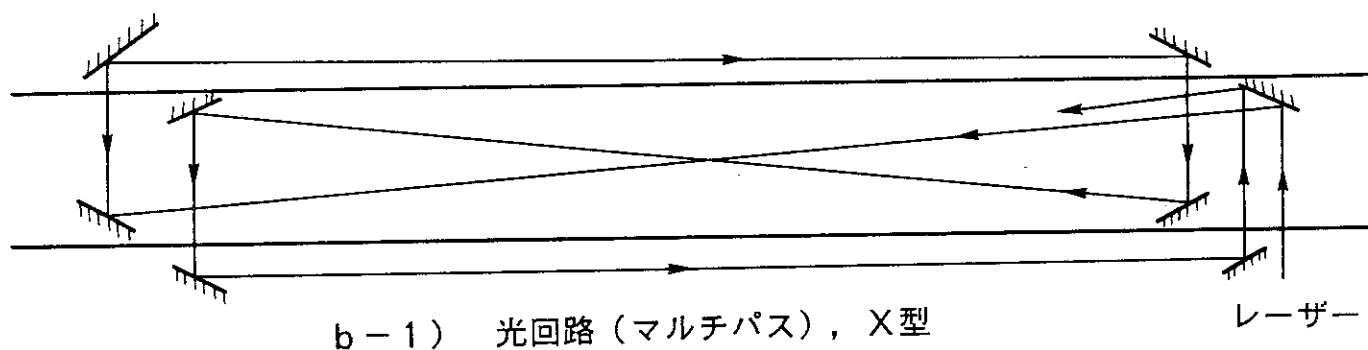
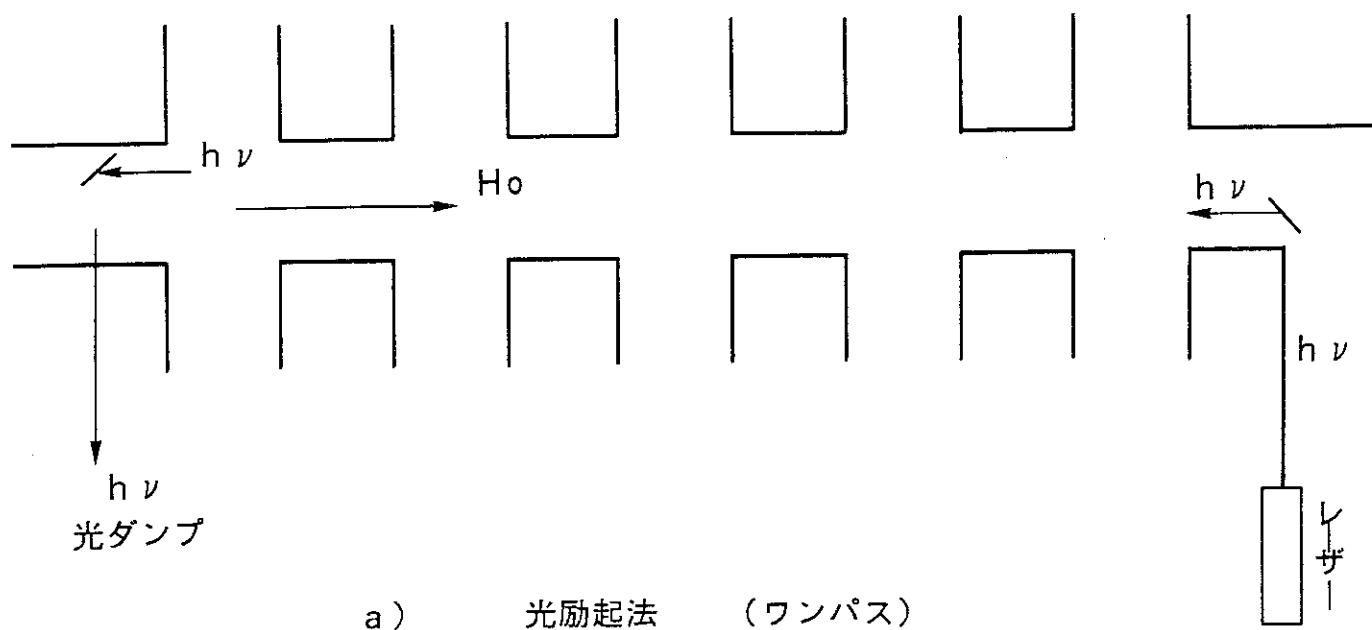
第5図 電場強度とイオン化確率



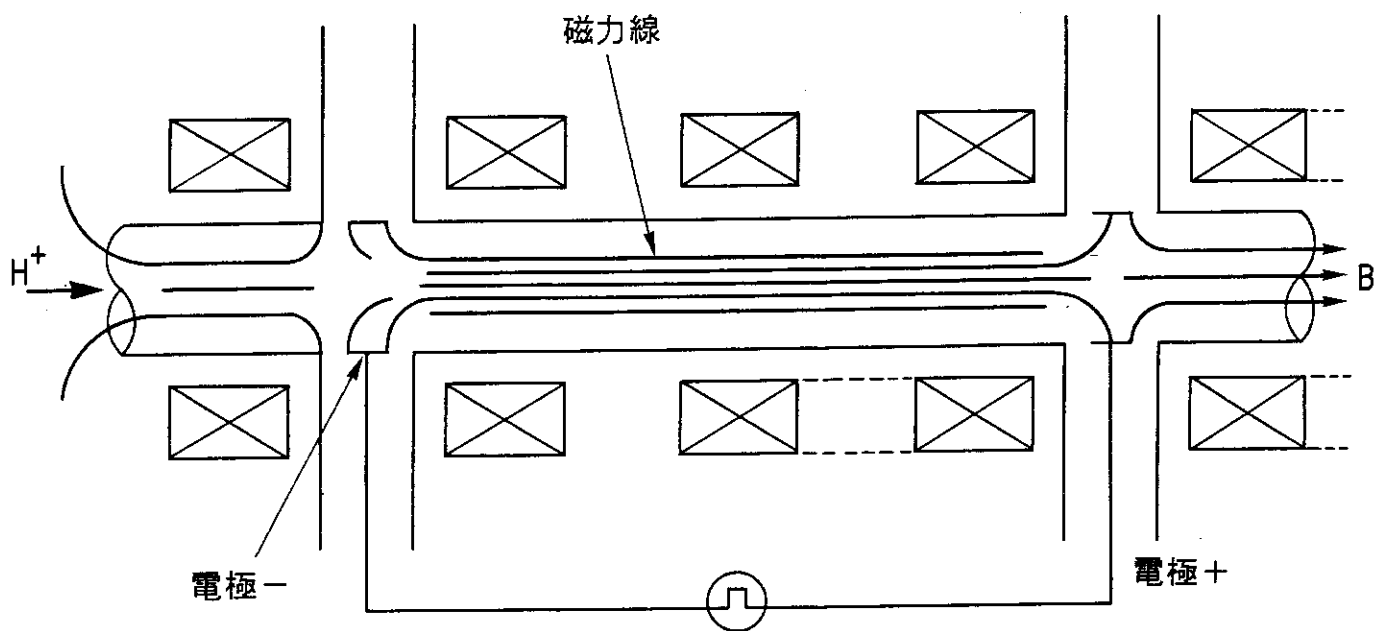
a) ローレンツ電場による水素イオンポテンシャルの歪み

b) 近接イオンによるポテンシャルの変化

第6図 近接イオンによるイオン化

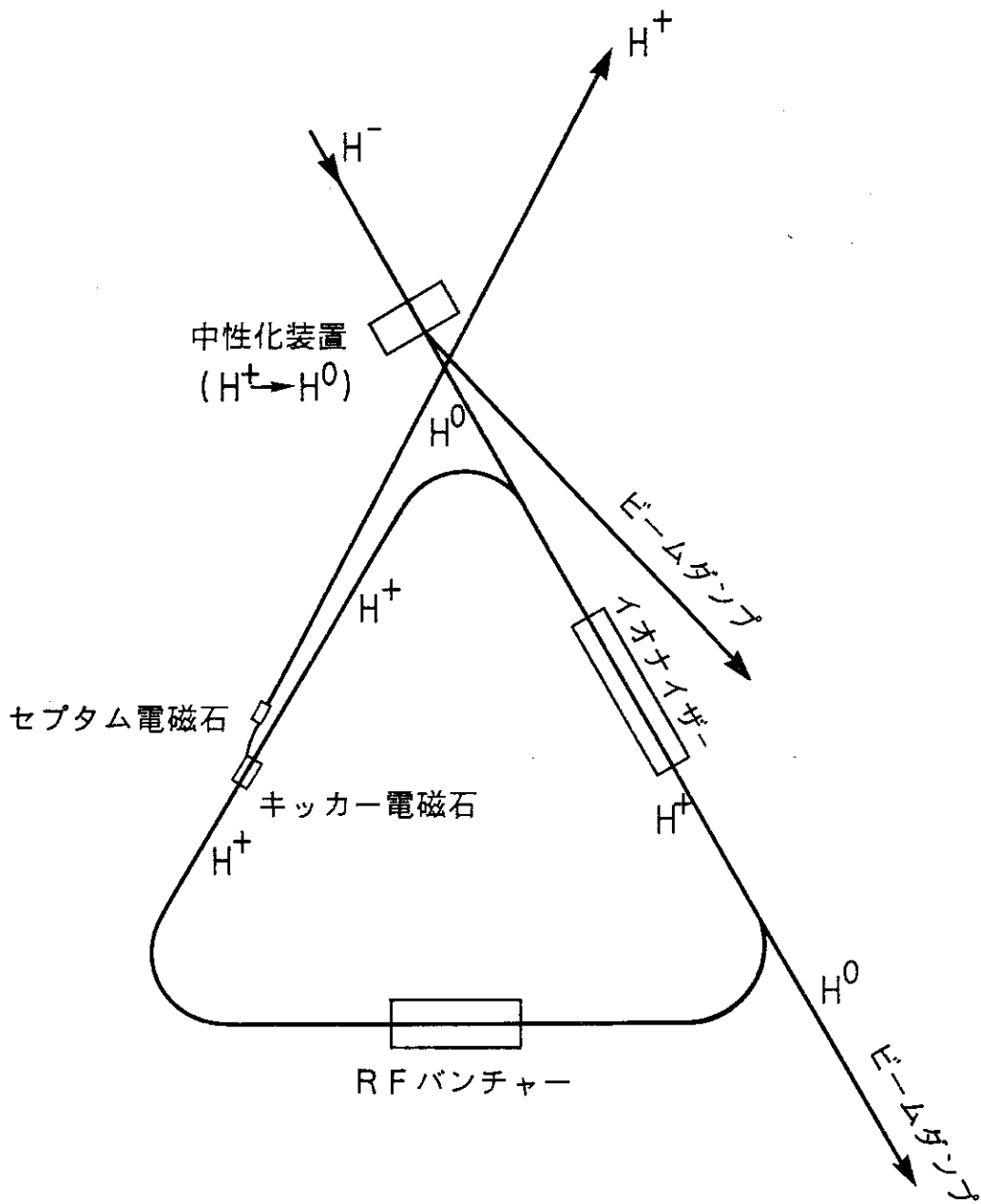


第7図 光励起イオン化法



a) 電子ビームを併走させるタイプ

第8図 中性化装置



第9図 提案される入出射装置 (模式図)

第 1 表 放射再結合係数

Recombination Coefficient α for optically-thin Hydrogen Plasmas[L.C. Johnson and E. Hinnov: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 13, 333 (1973)]

	$T_e = 250\text{K}$	$2.0 \times 10^3\text{K}$	$8.0 \times 10^3\text{K}$	$3.2 \times 10^4\text{K}$	
$n_e \rightarrow 0$	5.0(-12)	1.3(-12)	4.9(-13)	1.8(-13)	cm ³ /sec
$= 10^5$	6.1(-12)				
10^6	7.3(-12)				
10^7	1.0(-11)				
10^8	1.8(-11)	1.6(-12)			
10^9	4.5(-11)	1.9(-12)			
10^{10}	1.9(-10)	2.7(-12)	6.1(-13)	1.8(-13)	
10^{11}	1.3(-9)	4.8(-12)	7.3(-13)	1.9(-13)	
10^{12}	1.2(-8)	1.2(-11)	1.0(-12)	2.1(-13)	
10^{13}	1.2(-7)	4.8(-11)	1.7(-12)	2.4(-13)	
10^{14}		3.2(-10)	3.9(-12)	3.1(-13)	
10^{15}		2.8(-9)	1.4(-11)	4.8(-13)	
10^{16}		2.8(-8)	7.1(-11)	7.0(-13)	
10^{17}			3.2(-10)	1.5(-12)	
10^{18}			2.4(-9)	9.0(-12)	
$\rightarrow \infty$	1.2(-20) n_e	2.8(-24) n_e	2.3(-27) n_e	8.3(-30) n_e	

	$T_e = 1.28 \times 10^5$	5.12×10^5	2.048×10^6	8.192×10^6	
$n_e \rightarrow 0$	5.6(-14)	1.5(-14)	3.4(-15)	6.5(-16)	
$= 10^{10}$	5.6(-14)	1.5(-14)	3.4(-15)	6.5(-16)	
10^{11}	5.7(-14)	1.5(-14)	3.4(-15)	6.5(-16)	
10^{12}	5.7(-14)	1.5(-14)	3.3(-15)	6.4(-16)	
10^{13}	5.9(-14)	1.5(-14)	3.3(-15)	6.4(-16)	
10^{14}	6.1(-14)	1.5(-14)	3.2(-15)	6.2(-16)	
10^{15}	6.5(-14)	1.4(-14)	3.0(-15)	5.8(-16)	
10^{16}	7.2(-14)	1.5(-14)	3.0(-15)	5.7(-16)	
10^{17}	1.4(-13)	2.4(-14)	4.1(-15)	6.6(-16)	
10^{18}	7.7(-13)	1.2(-13)	1.5(-14)	1.6(-15)	
$\rightarrow \infty$	7.0(-31) n_e	1.0(-31) n_e	1.2(-32) n_e	1.1(-33) n_e	

Values for $T_e = 500, 1 \times 10^3, \dots, 4.096 \times 10^6\text{K}$ are given in the original paper, where plasmas optically thick to Lyman lines are also treated.

第 2 表 3 体再結合係数

Radiative Recombination Coefficients
 [W.J. Boardman: *Astrophys. J. suppl.* 9, 185 (1964)]
 $T = 10^3 \text{ K}$

n	l		n	l	
1	0	5.185×10^{-13}	8	0	1.957×10^{-15}
2	0	7.611×10^{-14}	8	1	6.062
2	1	2.044×10^{-13}	8	2	1.019×10^{-14}
3	0	2.562×10^{-14}	8	3	1.306
3	1	7.770	8	4	1.301
3	2	8.547	8	5	9.646×10^{-15}
4	0	1.198	8	6	4.802
4	1	3.719	8	7	1.217
4	2	5.352	9	0	1.438
4	3	3.679	9	1	4.442
5	0	6.675×10^{-15}	9	2	7.503
5	1	2.081×10^{-14}	9	3	9.864
5	2	3.274	9	4	1.045×10^{-14}
5	3	3.239	9	5	8.752×10^{-15}
5	4	1.586	9	6	5.516
6	0	4.147×10^{-15}	9	7	2.351
6	1	1.291×10^{-14}	9	8	5.130×10^{-16}
6	2	2.111	10	0	1.090×10^{-15}
6	3	2.413	10	1	3.360
6	4	1.807	10	2	5.690
6	5	6.787×10^{-15}	10	3	7.606
7	0	2.774	10	4	8.386
7	1	8.616	10	5	7.591
7	2	1.435×10^{-14}	10	6	5.496
7	3	1.764	10	7	3.018
7	4	1.589	10	8	1.128
7	5	9.516×10^{-15}	10	9	2.167×10^{-16}
7	6	2.882			

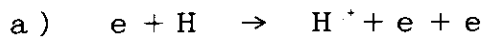
$T = 10^6 \text{ K}$

n	l		n	l	
1	0	5.058×10^{-15}	8	0	1.191×10^{-17}
2	0	6.993×10^{-16}	8	1	1.049
2	1	4.468	8	2	6.341×10^{-18}
3	0	2.154	8	3	3.847
3	1	1.643	8	4	2.203
3	2	5.854×10^{-17}	8	5	1.083
4	0	9.265	8	6	3.971×10^{-19}
4	1	7.588	8	7	8.021×10^{-20}
4	2	3.624	9	0	8.386×10^{-18}
4	3	1.122	9	1	7.435
5	0	4.798	9	2	4.571
5	1	4.059	9	3	2.872
5	2	2.177	9	4	1.759
5	3	9.831×10^{-18}	9	5	9.798×10^{-19}
5	4	2.716	9	6	4.556
6	0	2.797×10^{-17}	9	7	1.549
6	1	2.412	9	8	2.857×10^{-20}
6	2	1.374	10	0	6.126×10^{-18}
6	3	7.265×10^{-18}	10	1	5.459
6	4	3.089	10	2	3.398
6	5	7.642×10^{-19}	10	3	2.188
7	0	1.771×10^{-17}	10	4	1.403
7	1	1.546	10	5	8.472×10^{-19}
7	2	9.128×10^{-18}	10	6	4.534
7	3	5.256	10	7	1.988
7	4	2.705	10	8	6.282×10^{-20}
7	5	1.070	10	9	1.064
7	6	2.384×10^{-19}			

添付資料

白井稔主任研究員による

イオン化断面積



$$\sigma_{ion}(\beta) = 4\pi a_0^2 (\alpha/\beta)^2 [M_{ion}^2 \{ \ln(\beta^2/1-\beta^2) - \beta^2 \}^2 + C_{ion} + \gamma_{ion} (\alpha/\beta)^2]$$

$$M_{ion}^2 = 0.283, \quad \alpha : \text{fine-structure constant}$$

$$C_{ion} = 4.04 \quad \beta : v/c$$

$$\gamma_{ion} = -0.662$$



$$\sigma(\beta) = 4\pi a_0^2 (\alpha/\beta)^2 [M_n^2 \{ \ln(\beta^2/1-\beta^2) - \beta^2 \} + C_n]$$

$$C_n = M_n^2 [\ln c_n + 11.2268]$$

$$M_{2p}^2 = 0.5549$$

$$M_{3p}^2 = 0.08899$$

$$M_{4p}^2 = 0.03092$$

$$\ln c_{2p} = -0.8970$$

$$\ln c_{3p} = -0.7103$$

$$\ln c_{4p} = -0.6436$$