

解 説

超電導電磁石の高エネルギー H^- , H^{0*} ビームの Lorentz stripping への応用

山根 功*

Applicability of Superconducting Magnet for Lorentz Stripping of High Energy H^- , H^{0*} Beam

Isao YAMANE*

Abstract

Applicability of the superconducting magnet for Lorentz stripping of high energy H^- and H^{0*} beam is described. For beams of H^- , H^{0*} ($n=1\sim 3$) with energies of 400 MeV, 1 GeV, 3 GeV, 5 GeV and 8 GeV, magnetic field strengths, by which not only 95% of beam particles are stripped but also angular spread of those particles are confined within 1 mrad, are estimated. Several points are listed with respect to the merit obtained when these magnetic field strengths are realized. It is emphasized that development of the superconducting magnet for Lorentz stripping is urgent.

1. はじめに

核破碎中性子源やニュートリノなどの二次粒子発生源に陽子ビームを供給する大強度陽子加速器のビーム出力は MW レベルに達している。このような加速器には二つのタイプがある。一つは J-PARC のようなラピッドサイクリングシンクロトロン (RCS) で、リニアックで数百 MeV に加速した負水素イオンビームを荷電変換入射し、陽子ビームパルスに必要な強度に高めた上で使用するエネルギーに加速し取り出して使用する。もう一つは米国オークリッジ国立研究所の SNS のようなビーム圧縮機 (Compressor) で、使用するエネルギーまでリニアックで加速した負水素イオンビームを圧縮機と呼ばれるリングに荷電変換入射し、必要な強度の陽子ビームパルスを形成し加速しないで取り出し使用する。

いずれの場合でも、取り出しビーム出力は数 MW に達するが、RCS では入射エネルギーでの空間電荷効果によるビーム強度の上限をあげるためにエミッタンスを大きくする必要があり、加速器のアーチャーが大きくなる。Compressor ではビームのエミッタンスは使用するとき必要な値

でよく、加速器のアーチャーを RCS に比べ小さくすることができる。ただし、荷電変換媒体として固体薄膜を使用する場合には、入射後リングを周回する陽子が薄膜をヒットする回数を減らすためにビームペインティングを行うことが必要になる場合がある。この場合には Compressor でもリングのアーチャーをある程度大きくする必要がある。

最近、SNS や J-PARC で 1 MW 程度のビーム出力が実現され、それに伴って薄膜の寿命が短くなることや薄膜周辺の放射化が強くなること等により、薄膜が使用限界に近いことが指摘されている。このため固体薄膜に代わる荷電変換媒体が求められるが、このような荷電変換媒体としてレーザービームや磁場の応用が研究されている。レーザービームについては、供給される H^- ビームパルスの全てに衝突させるために、必要な強度のレーザーパルスを数百 MHz で供給することが主要な課題となる。

磁場については、使い慣れた鉄ヨークを用いる従来型の磁石では 2 T 程度以上の磁場を発生するのは難しく、この点が一つのバリアーであった。しかし、最近の超電導電磁石の発達はめざましく、

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK, High Energy Accelerator Research Organization
高エネルギー加速器研究機構 名誉教授 ダイヤモンドフェロー
(E-mail: yamane@post.kek.jp)

30 T 程度の磁場を発生するものも開発されている。更に高温超電導体や室温超電導体の研究も進んでおり、近い将来これらを使った超電導電磁石の実現も期待される。このような磁石が実現されれば、磁場による高エネルギー H^- イオンビームや H^0 原子ビームの Lorentz stripping を用いる荷電変換入射も可能になる。従来型の電磁石に慣れたものには超電導電磁石はハードルが高く利用を考えるのは躊躇されたため、これまで 2 T 以上の磁場を利用する領域は未開発の研究領域となっていた。しかし、現在では、超電導電磁石技術の進歩の御蔭で 30 T 程度の磁場は利用可能の範囲に入れて検討する必要があると思われる。

2. Lorentz field と Lorentz stripping

実際の加速器ではビームに垂直に配置された磁極間に磁場が励起され、磁極中心の周りのある範囲に略一定の磁場が形成される。その周辺はフリンジングフィールドと呼ばれ、磁場は設計に基づく勾配で減少し消滅する。ビームはこの磁場中を進行しこの間どこかの点で電子剥離が起き荷電変換される。したがって、 $H^- \rightarrow H^0$ の場合電子剥離の前、また $H^{0*} \rightarrow p$ の場合電子剥離の後でビーム粒子は磁場による偏向を受ける。電子剥離は磁場中のビーム軌道のどこでも起きる確率過程であるので、これによってビーム角度は拡げられる。

ビームの荷電変換では変換効率はできるだけ高くすることが望ましい。また、ビーム角度の拡がりはビームエミッタンスの増加を招くのでできるだけ小さくすることが望ましい。このためには目標とする割合の粒子が電子剥離を起こす範囲をできるだけ短くすることが望まれる。 $H^- \rightarrow H^0$ の場合電子剥離の確率が十分高くなる前のビーム角度の拡がりを抑えるよう、フリンジングフィールドの磁場勾配を急にすることが考えられる。また、 $H^{0*} \rightarrow p$ の場合には速やかに電子剥離が進むように磁場を十分強くする必要がある。

実際の加速器での荷電変換は変化する磁場の中で進行するので磁場の変化を追って荷電変換効率やビーム角度の拡がりを計算する必要がある。これは相当に複雑な計算となるが、その第一歩としてビームエネルギー、磁場強度、荷電変換効率、ビーム角度の拡がりの関係を理解することは重要であると思われる。以下では、どの程度の磁場で

電子剥離がどのように進むか知るために、一定の磁場の中を高エネルギーの H^- または H^{0*} 粒子が進行する場合を仮定して、ビームエネルギーと荷電変換効率、ビーム角度の拡がりの関係性を評価する。

2.1 Lorentz field

電荷 q を持つ荷電粒子が磁場強度 B の磁場の中を磁場に垂直に速度 v で進むとき、粒子は v と B に垂直に qvB の力 (Lorentz force) を受け進行方向を曲げられる。この力は粒子の静止系では電場と等価であり、光の速度を c (m/sec) とし、 $v = \beta c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, 磁場の強さを B (T) とすると、等価な電場の強さ E (V/m) は

$$E = \beta\gamma cB \quad (1)$$

と表される。以下ではこの電場を Lorentz field と呼ぶことにする。例えば、400 MeV の H^- イオンが 1(T) の磁場を通過するとき受ける Lorentz field は、 $\beta=0.713$, $\gamma=1.43$ であるので、 $E=3.06 \times 10^8$ (V/m) となる。また、2(T) の磁場を通過するとき受ける Lorentz field は $E=6.10 \times 10^8$ (V/m) となる。

2.2 電子剥離の確率と角度の拡がり

磁場の中で H^- または H^{0*} 粒子から電子が剥離される確率を P (sec^{-1}) とし、時刻 t におけるその粒子数を $N(t)$ とすると、

$$dN(t) = -PN(t)dt \quad (2)$$

である。したがって、時刻 t の粒子数は $t=0$ における粒子数 $N(0)$ を用いて

$$N(t) = N(0)\exp(-Pt) \quad (3)$$

と表される。反応による粒子の寿命を τ (sec) とすると

$$P = 1/\tau \quad (4)$$

である。したがって、 P は “reciprocal lifetime” と呼ばれることもある。

電場 E に対する電子剥離確率 P の依存性は H^- イオンについても H^{0*} 原子についてもよく研究されている¹⁻⁴⁾。高エネルギーの H^- または H^{0*} 粒子が磁場 B を通過するとき、 E の値は式 (1) より求められるので、その E に対する電子剥離確率 P の値がわかればそれらの粒子ビームの飛行時

間から荷電変換の割合とその間に起こるビーム角度の拡がりが必要とされる。因みに、飛行時間を $\Delta t = \tau$ まで採ると、 $N(\Delta t)/N(0) = 0.37$ であるから変換効率は 0.63, または 63% である。 $\Delta t = 3\tau$ まで採れば、 $N(\Delta t)/N(0) = 0.05$ であり、変換効率は 0.95, または 95% である。飛行時間 Δt の間の飛行距離は $\Delta l = \beta c \gamma \Delta t$ である。その間荷電粒子のまま飛行する粒子の曲がり角 $\Delta\theta$ はビーム粒子の磁気剛性を $(B\rho)$ として

$$\Delta\theta = \beta c \gamma \Delta t B / (B\rho) \quad (5)$$

である。途中で電子剥離が起こる粒子の曲がり角はこれより小さいので、ビーム全体の角度の拡がり $\Delta\theta$ である。例えば、 $B = 2(\text{T})$ のときは $E = 6.10 \times 10^8 (\text{V/m})$ であるが、このとき H^- イオンの寿命は $\tau = 6.37 \times 10^{-12} (\text{sec})$ である。したがって、 3τ の間の飛行距離は 5.83 (mm), また、 $(B\rho) = 3.18 (\text{Tm})$ であるのでその間 H^- イオンのまま飛行する粒子の曲がり角は $\Delta\theta = 3.66 (\text{mrad})$ である。

3. Lorentz field による電子剥離

3.1 H^- イオン

H^- イオンは水素原子 H^0 に電子が一つ緩く結合した構造を持つ。その結合エネルギーは 0.75 eV であり、強い電場の中では電子は電場の強さに依存する寿命で剥離される。その寿命 τ は

$$\tau = (A_1 / E) \exp(A_2 / E) \quad (6)$$

と表される¹⁾。ここで、 $A_1 = 2.47 \times 10^{-6} (\text{Vsec/m})$, $A_2 = 4.49 \times 10^9 (\text{V/m})$ である。式 (6) より求めた E に対する電子剥離確率 P の依存性を図 1 に示す。Lorentz field は電場と等価であり、磁場の中で高エネルギー H^- イオンは Lorentz field により電子を剥離される。

3.2 H^0 原子

H^0 原子の電場の中での電子剥離に関しては Stark effect の研究に関連して、多くの報告がある²⁻⁴⁾。ここでは、これらの文献に報告されている H^0 原子の幾つかのレベルの電子剥離確率のデータを図 2 に紹介する。図中の n はレベルの主量子数である。 $n=1$ のレベルは基底状態である。 $n=2, 3$ のレベルは第 1, 第 2 励起状態であり、電場の中で幾つかのレベルにスプリットする。

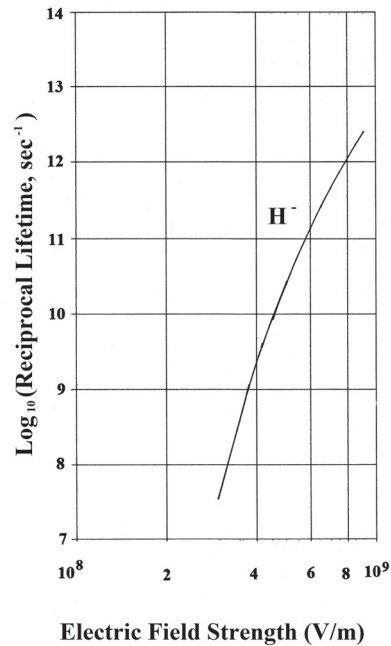


図 1 電場 E に対する H^- イオンの電子剥離確率 P の依存性

Lorentz field に置かれた H^0 原子中の電子の振る舞いは放物線座標で記述することにより変数分離が可能で、レベルのスプリットを記述できる。図中のスプリットしたレベルの量子数は、放物線座標で記述したときの n_1, n_2, m 量子数である。

3.3 電子剥離した H^-, H^0 粒子の 95% が角度の拡がり 1 mrad に収まる磁場

あるエネルギーの H^-, H^0 粒子が磁場 B の中で受ける Lorentz field E は式 (1) より求められる。この E による電子剥離確率 P および寿命 τ は式 (6) あるいは図 1, 2 より求めることができる。飛行時間 3τ の間にビーム中の粒子の 95% は電子剥離される。またこの間荷電粒子のままであるものは式 (5) により最大 $\Delta\theta(3\tau) = \beta c \gamma(3\tau) B / (B\rho)$ の角度曲げられる。この間の途中で電子剥離するものはこれより曲げられる角度は小さいので、 3τ の間のビームの角度の拡がり $\Delta\theta(3\tau)$ である。 B を変えながら $\Delta\theta(3\tau)$ が 1 mrad となる B を求めると、図 3 のようになる。電子剥離した H^0 粒子または p の 95% が角度の拡がり 1 mrad に収まる磁場が図中の E-B 線上にチェックされている。電子剥離した粒子の 95% 以上を含む部分の角度の拡がりを 1 mrad に収める磁場はこれより少し高くなる。また、入射点でペインティングにより陽子ビームのエミッタンスを大きくす

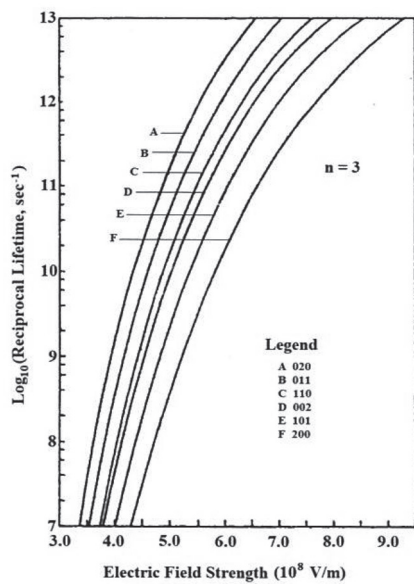
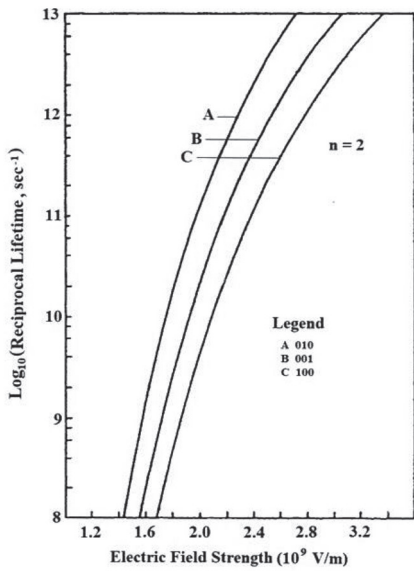
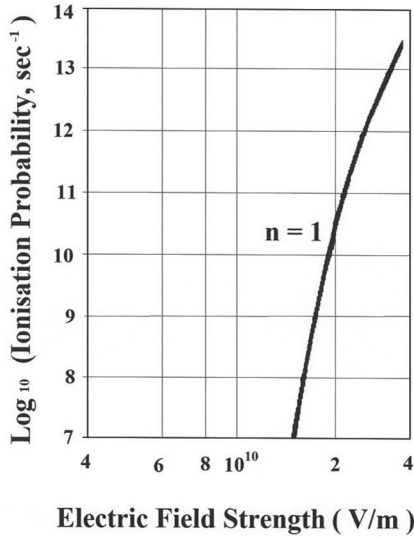


図2 電場中での H^0 原子の幾つかのレベルの電子剥離確率

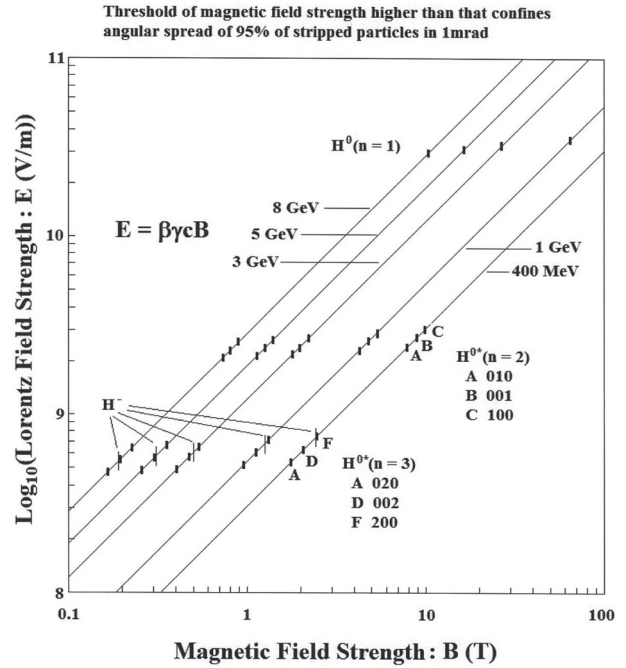


図3 Lorentz stripping により電子剥離したビームの95%が角度の拡がり1 mrad に収まる磁場

る場合には電子剥離した粒子の角度の拡がりをもう少し大きく設定することもできると思われる。このときは目標となる磁場の強さは図中にチェックした値より低くなる。図中にチェックされた磁場は一つの目安として示した。

この図より、400 MeV H^- ビームの場合、荷電変換入射に必要な磁場は2.5 T程度であることがわかる。また、 H^0 原子の第2励起状態 ($n=3$) が H^- とほぼ同じ磁場で同程度の確率で電子剥離を起こすことがわかる。したがって、 H^0 原子を ($n=3$) レベルに励起してやれば、同程度の磁場で ($H^- \rightarrow H^0 + e$) の電子剥離と ($H^{0*} \rightarrow p + e$) の電子剥離の両方を行うことができる。

ビームエネルギー1 GeVでの ($H^{0*} \rightarrow p + e$) 電子剥離では、磁場が2 T以下では ($n=3$) レベルを経由する必要がある。しかし、超電導電磁石により5 T程度の磁場が使えるようになれば、($n=2$) レベル経由が可能である。 H^0 原子の ($n=1 \rightarrow 2$) 励起は ($n=1 \rightarrow 3$) 励起より必要なレーザービームの波長が長いことや励起の断面積が大きいことにより必要なレーザーのパルスエネルギーが低くなる等かなり有利である。

ビームエネルギーが3 GeVになると、2 T程度の磁場で ($n=2$) レベル経由の荷電変換が可能に

なる。更に、もし超電導電磁石により 30 T 程度の磁場が使えるようになれば、 H^0 原子の基底状態 ($n=1$) から直接電子剥離をさせることも可能になる。

4. 超電導電磁石の応用

図 3 より読み取れる幾つかの点を以下に列挙する。

- (1) J-PARC RCS 入射点で超電導電磁石により発生した 2.5 T の磁場を使用できれば、400 MeV H^- ビームを H^0 ビームに変換する電子剥離と、レーザーで励起した H^{0*} ($n=3$) を ($p+e$) に分解する電子剥離に使用できる。
- (2) SNS Compressor への入射点で超電導電磁石により発生した 5 T 程度の磁場を使用できれば、1 GeV H^{0*} ($n=2$) を ($p+e$) に分解する電子剥離に応用することができる。
- (3) J-PARC RCS 入射点で超電導電磁石により発生した 10 T 程度の磁場を使用できれば、400 MeV H^{0*} ($n=2$) を ($p+e$) に分解する電子剥離に応用することができる。
また、8 GeV H^0 ($n=1$) を励起しないで基底状態のまま ($p+e$) に分解する電子剥離に応用することができる。
- (4) リング加速器への入射点で超電導電磁石により発生した 27 T 程度の磁場を使用できれば、3 GeV H^0 ($n=1$) を励起しないで基底状態のまま ($p+e$) に分解する電子剥離に応用することができる。

最近では、実験室で利用できる NMR, ESR 用超電導電磁石は bore 径 40 ~ 160 mm で磁場強度 5 ~ 17.5 T のものが市販されている。更に 32 T のものも開発されている。加速器用超電導 2 極電磁石については、bore 径 50 ~ 80 mm でビーム軌道に垂直に 3 ~ 8 T 程度の磁場を発生するものが作られている⁵⁾。このことを考えれば、上記の (1) から (4) に示された超電導電磁石の

応用はかなり現実的であるように思われる。少なくともこの内幾つかは近い将来可能になると思われる。

図 3 より読み取れる点でもう一つ指摘しておきたいことは次のことである。

- (5) H^- , H^0 ビームエネルギーが 1 GeV や 400 MeV のときは、 H^0 基底状態 ($n=1$) から直接 Lorentz stripping で ($p+e$) に分解するためには 60 T 程度以上の磁場が必要である。このような磁場は超電導電磁石でも近い将来実現できるように思えない。したがって、適切なレーザーにより第 1 励起状態か第 2 励起状態に励起することが必要である。

このためレーザービームの使用は必須であり、超電導電磁石の高い磁場の使用が可能になっても、 H^- , H^0 ビームエネルギーが 1 GeV や 400 MeV のときは、レーザー蓄積リングのように数百 MHz でレーザービームパルスを供給する装置の開発が不可欠である。

謝 辞

本稿をまとめるにあたり、入江吉郎 高エネルギー加速器研究機構名誉教授および荻津透 高エネルギー加速器研究機構超伝導低温工学センター長には大変有益な議論を頂きました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Andrew J. Jason, Daniel W. Hudgings, and Olin B. van Dyck, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 3, June 1981.
- 2) H. A. Bethe and E. E. Salpeter, "Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms", Springer, Berlin, 1957.
- 3) M. H. Rice and R. H. Good, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 239 (1962).
- 4) D. S. Bailey, J. R. Hiskes, and A. C. Riviere, *Nucl. Fusion* **5**, 41 (1965).
- 5) 土屋清澄, "超電導電磁石", 2015 年度総研大講義録.