

## 解 説

## J-PARC RCS のレーザー荷電変換入射の可能性

山根 功<sup>\*1</sup>・原田 寛之<sup>\*2</sup>・Saha PRANAB<sup>\*2</sup>・加藤 新一<sup>\*2</sup>

## Feasibility Study on Laser Stripping Injection for J-PARC RCS

Isao YAMANE<sup>\*1</sup>, Hiroyuki HARADA<sup>\*2</sup>, Saha PRANAB<sup>\*2</sup> and Shinichi KATO<sup>\*2</sup>

## Abstract

Feasibility is studied on the laser stripping injection of  $H^-$  beam for J-PARC RCS. The injection energy is 400 MeV and the repetition frequency of  $H^-$  micro-bunch is 324 MHz. Major hurdles to be cleared are as follows. Because necessary magnetic field for the Lorentz stripping of  $H^-$  ion and the 2<sup>nd</sup> excited state of  $H^0$  atom is no less than about 2 T and too high to install in the injection area. Therefore, photo-detachment using Nd:YAG laser is to be adopted. Because the Doppler effect is weak at 400 MeV, an excimer laser is necessary in order to excite  $H^0$  atom from ground state to the 2<sup>nd</sup> excited state, whose excitation energy is 12.1 eV. Because the momentum spread of the  $H^0$  beam is  $\sim 10^{-3}$ , the laser band width in the particle rest frame is broadened by the Doppler effect and the necessary laser-pulse energy is accordingly increased. In order to supply necessary laser-beam pulse in 324 MHz, a laser-storage ring is to be developed.

## 1. はじめに

$H^-$  イオンには二つの電子が結合しているが、この内の一つの結合は緩く、比較的容易に剥離し  $H^0$  原子とすることが出来る。しかし  $H^0$  原子の基底状態にある電子の結合は極めて強く容易に剥離することは出来ない。400 MeV  $H^-$  ビームをリング加速器に荷電変換入射する場合、次章で詳述するように、 $H^0$  原子の電子を直接あるいは一旦第一または第二励起状態に励起した上で剥離することが必要になる。この時  $H^0$  原子の静止系で 10 eV 程度以上のエネルギーの光子が必要である。実験室系では Doppler 効果によりこの光子のエネルギーはわずかに低くなるが、これを供給するレーザーとしてエキシマレーザーが必要である。

通常使われているエキシマレーザーは希ガスとハロゲンガスの混合気体を放電させエキシマーを作る。放電に注入するエネルギー密度は極めて高く、放電ガスの急速な劣化を緩和するためガス循環装置や冷却系を放電室に装備する。このため

レーザー装置は大きくなる。J-PARC RCS では、LINAC から供給される 324 MHz の  $H^-$  ビームマイクロバンチにレーザーパルスを衝突させるためにレーザー蓄積リングが必要となる。このレーザー蓄積リングにエキシマレーザー装置を組み込むことは困難であると考えられ、J-PARC RCS のレーザーstripping入射は無理であろうと思われた。

最近 J-PARC RCS ではカーボンフォイル荷電変換入射により 1 MW 相当のビーム出力を 0.4 Hz の遅い繰り返しで達成した。今後、所期設計の 25 Hz の速い繰り返しにし、フォイル周辺の放射化やフォイル寿命など継続して観測する必要はあるが 1 MW 出力程度は実験データより許容できる可能性が高い。これに伴い、ビーム強度を数 MW に増強する場合のフォイル入射によるフォイル周辺の放射化の問題やフォイル寿命の限界が意識されるようになり、レーザーstrippingの可能性について検討されるようになった。これを契機にエキシマレーザーについても再度詳細な検討を行った。以下の章では、放電励起

\*1 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)

\*2 日本原子力研究開発機構 JAEA, Japan Atomic Energy Agency

エキシマレーザーや電子ビーム励起エキシマレーザーをレーザー蓄積リングに搭載する可能性について検討した結果を記述する。

次世代の数 MW 陽子ビームの時代を切り拓くためには、フォイルに代わる荷電変換媒体が必要である。やはりレーザーはその本命であり、レーザーstrippingの開発研究を地道に進めていく必要がある。

## 2. 素過程の物理

### 2.1 H<sup>-</sup>イオン, H<sup>0</sup> 原子の電子結合エネルギー

H<sup>-</sup>イオンの一つの電子は結合エネルギー 0.755 eV で水素原子に緩く結合している。

H<sup>0</sup> 原子の基底状態の電子結合エネルギーは 13.6 eV で、主量子数  $n$  の励起状態の電子結合エネルギーは  $13.6 n^{-2}$  eV である。したがって、第一 ( $n=2$ ) 及び第二 ( $n=3$ ) 励起状態の励起エネルギーはそれぞれ 10.2 eV, 12.1 eV である。また、レベルの幅はそれぞれ  $4.1 \times 10^{-7}$  eV,  $1.2 \times 10^{-7}$  eV である<sup>1)</sup>。

### 2.2 H<sup>-</sup>イオンの Photo-detachment 及び H<sup>0</sup> 原子の励起と Photo-ionization

H<sup>-</sup>イオンの電子を剥離するためには  $1.64 \mu\text{m}$  より短い波長の光が必要である。H<sup>-</sup>イオンの Photo-detachment の断面積の波長依存性を図 1 に示す。断面積は波長 800 nm 付近で  $4 \times 10^{-17} \text{cm}^2$  の広いピークとなる<sup>2)</sup>。

基底状態にある電子を剥離するには 13.6 eV 以上のエネルギーが必要であるが、光で剥離する場合 91.1 nm より短い波長の光が必要である。第一、第二励起状態にある電子を剥離するためには、それぞれ 3.4 eV, 1.5 eV 以上のエネルギーが必要であり、光の波長で言えばそれぞれ 363 nm, 823 nm より短い波長の光を吸収する必要がある。H<sup>0</sup> 原子の基底状態及び低い励起状態の Photo-ionization の断面積の波長依存性を図 2 に示す<sup>2)</sup>。

基底状態にある H<sup>0</sup> 原子を光の吸収で第一、第二励起状態に励起する時、それぞれ波長 121 nm, 102 nm の光が必要となる。基底状態から主量子数  $n$  の励起状態への励起断面積は

$$\sigma_{1n} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{A_{n1}}{\Delta\omega_n}. \quad (1)$$

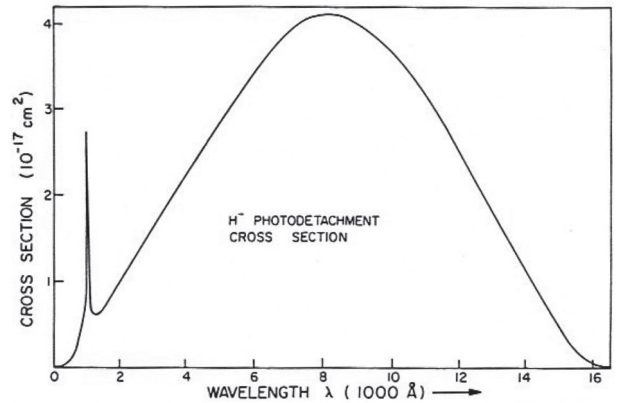


図 1 H<sup>-</sup>イオンの Photo-detachment 断面積の波長依存性<sup>2)</sup>。

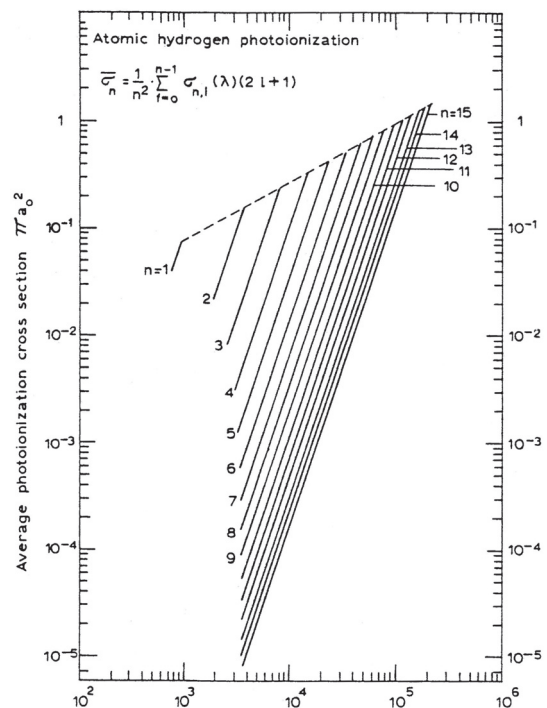


図 2 H<sup>0</sup> 原子の基底状態及び励起状態の Photo-ionization 断面積の波長依存性<sup>2)</sup>。

で与えられる。λ は光の波長、 $A_{n1}$  は励起状態のアインシュタイン係数、 $\Delta\omega_n$  はレベル幅である。

### 2.3 Doppler 効果による光子のエネルギー変換

レーザービームを H<sup>-</sup>イオンまたは H<sup>0</sup> 原子などの粒子ビームに衝突させる時、粒子の静止系でのレーザービーム光子のエネルギーは Doppler 効果により実験室系での値とは異なった値となる。速度  $\beta c$  の粒子が実験室系でエネルギー  $E_{LF}$  の光子と衝突角  $\alpha$  で衝突する時、粒子の静止系での光子のエネルギー  $E_{PRF}$  は Doppler 効果により

次のように書ける.

$$E_{PRF} = E_{LF} \gamma (1 + \beta \cos \alpha). \quad (2)$$

ここで,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  である.

Doppler 効果により,  $\alpha$  を適切に選ぶと利用可能なレーザーを使って電子の剥離や励起に必要なエネルギーの光子を  $H^-$  イオンや  $H^0$  原子に衝突させることが出来る. しかし, このような良いことばかりではなく,  $H^-$  イオンや  $H^0$  原子ビームが運動量拡がり (速度  $\beta c$  の拡がり) やベータートロン振動に伴う角度の拡がりを持つため,  $H^-$  イオンや  $H^0$  原子はレーザービームのエネルギー幅より大きいエネルギー幅のレーザービームと衝突することになる. ビーム粒子の運動量を  $p$  その誤差を  $\Delta p$ ,  $\alpha$  の誤差を  $\Delta \alpha$ ,  $E_{LF}$  の誤差を  $\Delta E_{LF}$ ,  $E_{PRF}$  の誤差を  $\Delta E_{PRF}$  とすると式(2)より

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{PRF}}{E_{PRF}} &= \frac{\Delta E_{LF}}{E_{LF}} + \frac{\beta(\beta + \cos \alpha) \Delta p}{1 + \beta \cos \alpha} - \frac{\beta \sin \alpha}{1 + \beta \cos \alpha} \Delta \alpha. \end{aligned} \quad (3)$$

が得られる. この静止系でのエネルギー誤差が  $H^-$  イオンや  $H^0$  原子の電子の剥離や励起に求められるエネルギー幅に入る部分だけが有効に剥離や励起を起こす. 電子剥離では電子は基底状態や励起状態から連続状態に励起されるので, この誤差は問題にならない. しかし, レベル幅の狭い励起状態への励起の場合は大きな問題が生じる. 基底状態にある  $H^0$  原子の電子は結合エネルギーが高く, 一旦  $n=2$  または  $3$  の励起状態に励起した上で剥離することが必要になるが, これらの励起状態のエネルギー幅は 2.1 節で述べたように非常に狭く,

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} \leq 10^{-8}. \quad (4)$$

である. ここで  $E_n$  は励起エネルギー,  $\Delta E_n$  はその幅である.  $\Delta p$  によって  $\Delta E_{PRF}$  は変化し, それぞれの  $\Delta p$  に対して  $E_{PRF}=E_n$  の周り  $\Delta E_{PRF}/E_{PRF} \leq$

$10^{-8}$  が満たされる  $\Delta E_{PRF}$  の部分しか励起に寄与しない. したがって,  $\Delta p$  全体を励起するために必要なレーザービームのパルスエネルギーは非常に高い値となる.

#### 2.4 レーザービームの飽和エネルギー密度と必要なエネルギー密度

粒子静止系での光子のエネルギーが  $E_{PRF}$  であるレーザービームによる  $H^-$  イオンや  $H^0$  原子の電子剥離断面積または  $H^0$  原子の励起状態への励起断面積を  $\sigma$  とすると, レーザービームの飽和エネルギー密度は

$$\Phi_{PRF}^S = \frac{E_{PRF}}{\sigma}. \quad (5)$$

である. したがって実験室系での飽和エネルギー密度  $\Phi_{LF}^S$  は,

$$\Phi_{LF}^S = \frac{E_{PRF}}{\sigma \gamma (1 + \beta \cos \alpha)^2} = \frac{E_{LF}}{\sigma (1 + \beta \cos \alpha)}. \quad (6)$$

となる.

飽和エネルギー密度は, 反応が必ず一度は起こるようなレーザービームのエネルギー密度を与える. この値を用いて, 実際の粒子ビームとレーザービームの衝突の状況に合わせて必要なレーザービームのパルスエネルギーを決めることが出来る.

$H^-$  イオンや励起状態  $H^0$  原子の Photo-detachment の場合には励起される先の状態は連続状態であり, レーザービームのエネルギーがわずかに変化しても剥離断面積の変化はごくわずかである. したがって,  $H^-$  イオンや  $H^0$  原子の運動量拡がりに伴う Doppler 効果によりレーザービームエネルギーが変化しても剥離断面積は殆ど変化せず, レーザーの飽和エネルギー密度は変わらない.

$H^0$  原子を基底状態から  $n=2$  や  $3$  の励起状態に励起する場合, 2.1 節に述べたように, 励起状態のレベル幅は極めて狭い. このため,  $H^0$  原子ビームの運動量拡がりや角度の拡がりに伴う Doppler 効果によりレーザービームエネルギーは容易に励起状態のレベル幅を超えて拡がる. レベル幅を外



れた光子は励起に寄与しないので、全ての  $H^0$  原子を励起するためには式(6)で与えられる飽和エネルギー密度より高いエネルギー密度が必要になる。この場合には、必要なエネルギー密度  $\Phi_{LF}^N$  は、式(1)の断面積を式(6)に代入して得られる  $\Phi_{LF}^S$  を用いて、

$$\Phi_{LF}^N = \Phi_{LF}^S \times \frac{\Delta E_{PRF}}{\Delta E_n}. \quad (7)$$

となる。

### 2.5 粒子ビームとレーザービームの衝突での相互作用時間

粒子ビームバンチの長さを  $\tau_b$  とし、ビーム半径を  $r_b$  とする。また、レーザービームパルスの長さを  $\tau_l$  とし、ビーム半径を  $r_l$  とする。これらのビームが図3に示すように衝突する時、粒子とレーザービームの相互作用時間  $\tau_i$  は、

$$\frac{2\sqrt{r_l^2 - r_p^2}}{\beta c \sin \alpha} \leq \tau_i \leq \frac{2r_l}{\beta c \sin \alpha}. \quad (8)$$

となる。  $c$  は光速である。

レーザービームパルス長は

$$\tau_l \geq \tau_b + \tau_i. \quad (9)$$

とする必要がある。  $\tau_i$  は粒子ビームとレーザービームの中心軸が作る面からの粒子までの距離によって異なる。  $r_l$  は  $r_b$  よりわずかに大きいことが望ましいが、この時  $\tau_i$  の平均値は  $2r_l / \beta c \sin \alpha$  よりわずかに小さくなる。必要なレーザーパルス

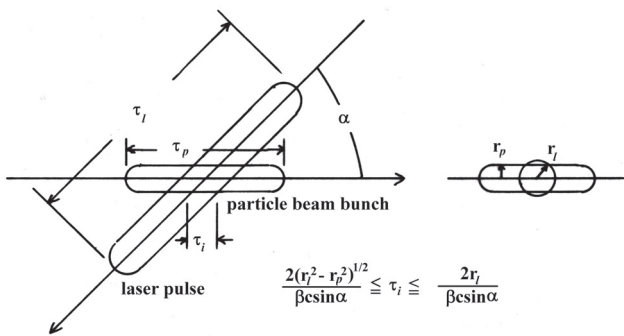


図3 粒子ビームバンチとレーザーパルスの衝突。

エネルギーを求めるためには  $\tau_i$  をある値に決める必要があるが、この値は粒子ビームとレーザービームの半径方向の密度分布から適切に設定する必要がある。設定した  $\tau_i$  に対して必要なレーザーパルスエネルギーは

$$E_l = \Phi_{LF}^N \times \pi r_l^2 \times \frac{\tau_l}{\tau_i}. \quad (10)$$

となる。以下では、必要なレーザーパルスエネルギーを求める時、粒子ビームとレーザービームの中心軸が作る面内で粒子がレーザービームを通過する時間を  $\tau_i$  として使う。

### 2.6 外部磁場の Stark 効果による $H^-$ イオンや励起 $H^0$ 原子の電子剥離

速度  $\beta c$  を持つ荷電粒子は外部磁場  $B$  (T) に入ると Lorentz 力を受ける。この力は粒子の静止系では次式で表される電場  $E$  (V/m) として作用する。

$$E = \beta \gamma c B. \quad (11)$$

400 MeV の  $H^-$  イオンの場合この電場は 1 T の磁場中で 3 MV/cm の強い電場となる。したがって、 $H^-$  ビームが磁場の中に入ると、緩く結合している電子は磁場に応じた寿命で剥ぎ取られ  $H^0$  ビームに変換される。電場  $E$  中での  $H^-$  イオンの寿命は

$$\tau = \frac{A_1}{E} \exp\left(\frac{A_2}{E}\right),$$

$$A_1 = 2.47 \times 10^{-6} \frac{Vs}{m}, \quad A_2 = 4.49 \times 10^9 \frac{V}{m}. \quad (12)$$

と表される<sup>3)</sup>。磁場の中で  $H^-$  イオンは確率的に  $H^0$  原子に変換されるので、ビームのエミッタンスは  $H^-$  イオンの寿命とともに増加する。エミッタンスの増加は出来るだけ小さいほうが良いが、磁場は幾らでも強くする訳にも行かない。エミッタンスの増加を許容出来る程度に抑えようとする、寿命は  $10^{-11}$  sec 程度にする必要がある。400 MeV の  $H^-$  イオンの場合  $B$  は 1.8 T となる。

図4に示すように、高速の  $H^0$  原子の場合も磁場中で受ける Stark 効果により各レベルはエネルギー

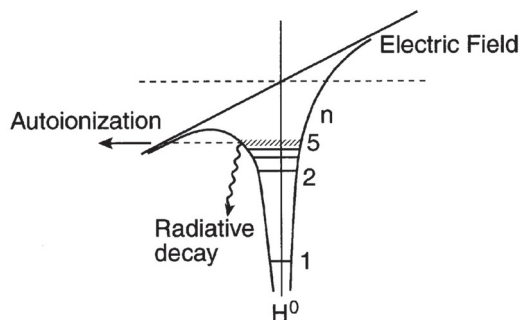


図4 Stark 効果.

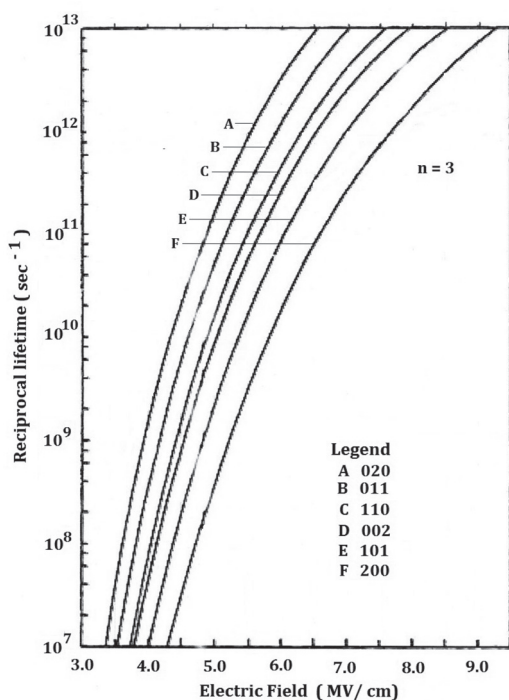


図5 Reciprocal lifetime of  $n=3$  states in the Stark Effect<sup>4)</sup>.

ギー幅が広がり電子が剥離される。励起状態の寿命の逆数はレベル幅を角周波数で表した値であり、レベル幅が広いほどその状態の電子の寿命は短い。一例として、 $n=3$  の Stark 状態レベル幅が電場とともにどのように変わるか図5に示す。この図から分かるように、 $H^0$  原子の  $n=3$  レベルの寿命を  $10^{-11}$  sec 程度にするには Stark 電場は 6 MV/cm 程度以上にする必要があり、400 MeV  $H^0$  原子では 2 T の磁場を通す必要がある。

### 3. $H^0$ ビームの運動量拡がりをカバーするための対策

通常  $H^-$  ビームの運動量拡がりは  $\Delta p/p \approx \pm 10^{-3}$  である。これと衝突するレーザービームの光子エ

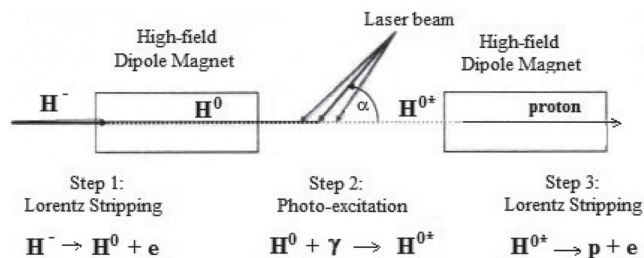


図6 Frequency Sweeping Method.

ネルギーは粒子の静止系で式(3)にしたがって大幅に広がるので、 $H^0$  原子の励起状態のレベル幅よりはるかに広がる。このため、レーザービームで  $H^0$  原子を  $n=2$  または  $n=3$  などの励起状態に励起する時その効率は非常に悪くなり、ほとんどの  $H^0$  原子は励起されない。これを避けるために何らかの工夫が必要になる。これまでこのような工夫として以下の三つの方法が提案されている。

- 1) Frequency Sweeping Method
- 2) Dispersion Tailoring Method
- 3) Level Broadening Method

#### 3.1 Frequency Sweeping Method<sup>5)</sup>

Frequency Sweeping Methodでは図6に示すように、角度の拡がりを持たせたレーザービームを  $H^0$  ビームに衝突させる。すべての  $\Delta p/p$  に対して、次式が成り立つ  $\Delta\alpha$  が存在するように  $\Delta\alpha$  を設定する。

$$(\beta + \cos \alpha) \frac{\Delta p}{p} - (\sin \alpha) \Delta \alpha = 0. \quad (13)$$

角度の拡がり  $\Delta\alpha$  が適切であれば、すべての  $H^0$  原子はレーザービームの中のどこかの角度で光子と反応し励起される。ただこの方法では、一つの  $H^0$  原子はレーザービームの中の非常に狭い範囲の角度の光子としか反応できないので、すべての  $H^0$  原子を励起するためには強度の非常に高いレーザービームが必要である。

#### 3.2 Dispersion Tailoring Method<sup>5)</sup>

Dispersion Tailoring Methodでは図7に示すように、入射  $H^-$  ビームを Dispersion Derivative のある磁場を通し、 $H^0$  原子が  $\Delta p/p$  に比例した角度の誤差  $\Delta\alpha'$  を持つようなビームを形成した後レーザービームと衝突させる。

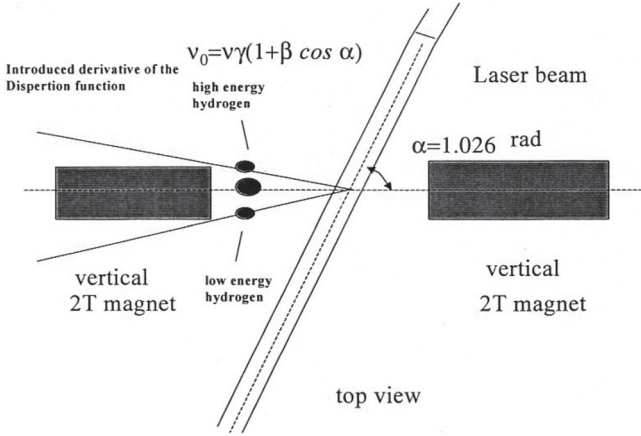


図7 Dispersion Tailoring Method.

Dispersion Derivative を

$$D' = \frac{\beta + \cos \alpha}{\sin \alpha}. \quad (14)$$

とすると、運動量誤差が  $\Delta p/p$  の  $H^0$  原子は

$$\Delta \alpha' = D' \frac{\Delta p}{p} = \frac{\beta + \cos \alpha}{\sin \alpha} \frac{\Delta p}{p}. \quad (15)$$

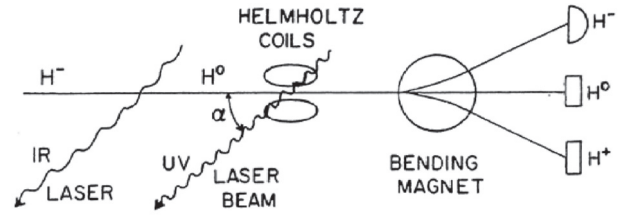
の角度誤差を生じる。これを式(3)の  $\Delta \alpha$  に加えると、

$$\frac{\Delta E_{PRF}}{E_{PRF}} = \frac{\Delta E_{LF}}{E_{LF}} - \frac{\beta \sin \alpha}{1 + \beta \cos \alpha} \Delta \alpha. \quad (16)$$

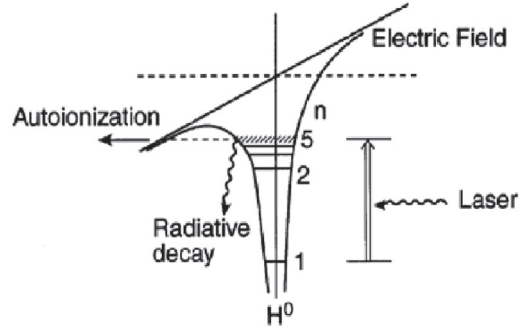
が得られ、運動量拡がりによるレーザービームのエネルギー拡がりが消去できる。この方法では必要なレーザービームのパルスエネルギーが大幅に軽減されるが、全ての  $H^0$  原子はただ一つの角度のレーザービームとのみ衝突するので、Dispersion Derivative の値やレーザービームの衝突角などの精度や安定度に対する要求は厳しくなる。

### 3.3 Level Broadening Method<sup>6)</sup>

図8 (a) に Level Broadening Method の概念図を示す。高エネルギーの  $H^-$  ビームはレーザービームと衝突し、電子を剥ぎ取られ  $H^0$  ビームに変換される。  $H^0$  ビームへの変換には  $H^-$  ビームのエネルギーが 1 GeV 程度以上であれば、レーザービームとの衝突の代わりに磁場による Lorentz



(a) Experimental setup<sup>7)</sup>



(b) Laser stripping via a broad Stark state

図8 Level Broadening Method.

stripping を使うことも可能である。  $H^0$  ビームはヘルムホルツコイルにより発生される磁場の中に導かれ Stark 効果を受ける。この Stark 効果により図8 (b) に示すように、  $H^0$  原子の各レベルはエネルギー幅が広がる。 Level Broadening Method では、  $n=3$  のレベル幅が  $H^0$  ビームの運動量拡がりによるレーザービームのエネルギー幅の拡がりをカバーする程度に広がるような磁場の中で、  $H^0$  原子を  $n=1$  の状態から  $n=3$  の状態に励起する。励起された  $H^0$  原子のレベル幅は広いので十分速く陽子と電子に崩壊し、形成される  $p$  ビームのエミッタンス増加はわずかに抑えられる。

## 4. J-PARC RCS にレーザーstrippingを適用する時の課題と対策

### 4.1 400 MeV $H^-$ イオン、励起 $H^0$ 原子の電子剥離

これまで述べてきた素過程の物理を勘案して、J-PARC RCS での磁場とレーザーによる荷電変換入射の方法を検討する。入射  $H^-$  ビームのエネルギーは 400 MeV であるから、  $\beta=0.713$ ,  $\gamma=1.426$  である。2.5 節で述べたように、このエネルギーでは  $H^-$  イオンの電子を剥離するためには 1.8 T 以上の磁場が必要である。また  $n=3$  励起状態  $H^0$  原子の電子を剥離するためには 2 T 以上の磁場が



必要である. J-PARC RCS 入射点はビームペインティングのために大きなアパーチャーが必要であり, 磁石の磁極間隙は 20 cm 程度になる. この磁極間隙で 2 T の磁場を発生するためにはかなり大きな電磁石が必要となり, ビーム入射のための機器で込み合っている入射点にこの磁石を挿入することは無理がある. したがって, 磁場の使用は諦めてレーザーによる剥離を検討する.

図 9 に示すように 400 MeV の  $H^-$  ビームまたは,  $H^0$  ビームと波長 1,064 nm の Nd:YAG レーザーとを 90 度の角度で衝突させると, Doppler 効果により粒子の静止系では波長は 749 nm に変換される. この波長での  $H^-$  イオンの電子剥離断面積は図 1 より最大値の  $4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  となる. また, 図 2 より  $n=3$  励起  $H^0$  原子の電子剥離断面積も  $1.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  となる. Nd:YAG レーザーは入手が比較的容易で大強度のレーザービームが得られるレーザーであり, このレーザーにより電子剥離を行うことが可能かどうか検討する.

J-PARC RCS の 400 MeV  $H^-$  ビームのマイクロバンチは, 横方向のエミッタンスが  $4 \pi \mu\text{mrad}$ , 縦方向のエミッタンスが 3.5 eVs とされている. ここでは, マイクロバンチの半径が  $r_p=2 \text{ mm}$ , バンチ長さが  $\tau_p=30 \text{ ps}$  として必要な Nd:YAG レーザーのパルスエネルギーを見積もる. 衝突角  $\alpha=90 \text{ deg}$  とすると相互作用時間は  $\tau_i=23.4 \text{ ps}$  となる.  $H^-$  イオンの電子剥離に必要なレーザーパルスエネルギー密度は式 (6) より  $4.7 \text{ mJ/cm}^2$  であ

る. レーザーパルス長は式 (9) より  $\tau_l=53.4 \text{ ps}$  以上必要であり, レーザービーム半径を  $r_l=2.5 \text{ mm}$  とすると必要なパルスエネルギーは 2.1 mJ となる.  $n=3$  励起状態  $H^0$  原子の電子剥離についても同様にして, 必要なレーザーパルスエネルギー密度は  $12.4 \text{ mJ/cm}^2$ , パルスエネルギーは 5.6 mJ となる.

#### 4.2 $H^0$ 原子の $n=1$ から $n=3$ への励起

$H^0$  原子の  $n=3$  励起状態の励起エネルギーは 12.1 eV であり, 励起に必要な光の波長は 102 nm である. 400 MeV  $H^0$  ビームの実験室系では, 図 9 に示すように 172 nm の Xe エキシマレーザー (光子エネルギー 7.21 eV) を  $\alpha=75.3 \text{ deg}$  の角度で衝突させれば良い. RCS 入射  $H^-$  ビームのエネルギースプレッド  $\Delta T$  は 90% で 0.697 MeV, 99% では 1.31 MeV とされている. これより  $H^0$  ビームの運動量拡がり を求めると,  $\Delta p/p = (\gamma / (1 + \gamma)) \Delta T / T$  より,  $\Delta p/p = 1.02 \times 10^{-3}$  (90%),  $1.93 \times 10^{-3}$  (99%) である. 式 (3) より,  $\Delta p/p$  に伴うレーザービーム光子のエネルギー拡がりは  $\Delta E_{PRF} / E_{PRF} = \{ \beta(\beta + \cos \alpha) / (1 + \beta \cos \alpha) \}$  ( $\Delta p/p$ ) である.  $E_{PRF} = 12.1 \text{ eV}$  であるので,  $\Delta E_{PRF} = 7.2 \times 10^{-3} \text{ eV}$  (90%),  $1.36 \times 10^{-3} \text{ eV}$  (99%) となる. レベル幅は  $\Delta E_3 = 1.2 \times 10^{-7} \text{ eV}$  と極めて狭いので, 2.4 節で述べたように必要なレーザーパルスエネルギー密度を式 (7) により求めると  $4.0 \text{ mJ/cm}^2$  (90%),  $7.4 \text{ mJ/cm}^2$  (99%) となる. また, レーザービームの半径を  $r_l = 2.5 \text{ mm}$

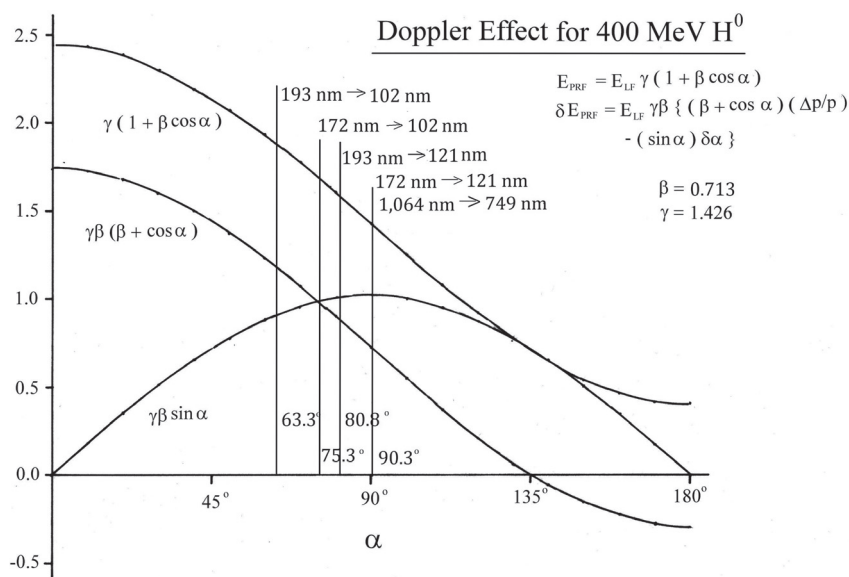


図 9 400 MeV  $H^0$  に対する Doppler 効果.

とすると、相互作用時間は  $\tau_i=24.2$  ps, 必要なパルス長は  $\tau_l=54.2$  ps となり, パルスエネルギーは 1.8 mJ (90%), 3.3 mJ (99%) となる.

また, 運動量拡がり を Frequency Sweeping Method でカバーするためには, このパルスエネルギーのレーザービームに式 (13) で与えられる角度の拡がり  $\Delta\alpha=1.0$  mrad (90%), または 1.93 mrad (99%) を持たせて  $H^0$  ビームと衝突させる必要がある.

ここでは波長 172 nm の Xe エキシマレーザーを用いる場合を紹介したが, 193 nm の ArF エキシマレーザーでも可能である. いずれにしても, エキシマレーザーが必要となるがこれは  $H^0$  原子の  $n=3$  レベルのエネルギーが高いためである. エキシマレーザーは, 通常装置が大型となりがちなこと, 光子エネルギーが高いため共振器のミラーを傷付けやすい, 等の問題がある. これらの問題を解決し次に述べるレーザー蓄積リングに挿入できるエキシマレーザー増幅器を開発することが必要である.

### 4.3 繰り返し 324 MHz でレーザービームを供給する方法

これまでの議論は,  $H^-$  ビーム一つのマイクロバンチをレーザーパルスによって荷電変換する場合の検討であった. 実際の加速器では,  $H^-$  ビームは 324 MHz で繰り返されるマイクロバンチが 500  $\mu$ sec 継続するマクロパルスとして, 25 Hz の繰り返しで入射される. したがって, 4.1 節, 4.2 節で求めたパルスエネルギーのレーザーパルスを 324 MHz で供給しなくてはならない. 通常のレーザーでは, 共振器から取り出したレーザービームを衝突点に導き一度使用したビームは捨てられてしまう. 数 mJ, 324 MHz のレーザーパルスを 500  $\mu$ sec のマクロパルスとして 25 Hz で照射する時平均ビーム強度は数十 kW となる. 数 mJ のレーザーパルスを 324 MHz で発生させることは非常に大変であるが, このビームを一度使ったきりで捨ててしまうのもあまりにももったいない. そこで, レーザーパルスを繰り返し  $H^-$  ( $H^0$ ) ビームバンチとの衝突点に戻して利用するリング共振器を考案した. このリング共振器では, レーザーパルスは 324 MHz で周回するため周長は 92 cm 程度となる. レーザーパルスはミラー等でロスするので, 周回毎のロスを補うための増幅器を挿入

する. レーザーパルスは周回毎に粒子ビームバンチと衝突するが, そのためにはレーザーパルスの横方向のオプティックスが一定である必要がある. 更に,  $H^0$  ビームバンチの運動量拡がり をカバーするため衝突するレーザービームに決まった角度  $\Delta\alpha$  を持たせる必要がある. これらの要請を満たすリング共振器としてレーザー蓄積リングを次章で少し詳しく説明する.

## 5. Nd:YAG レーザー蓄積リング

### 5.1 レーザー蓄積リング<sup>7)</sup>

トロイダルミラーは平面鏡の偏向機能とレンズの収束機能を併せ持った光学素子である. メリディオナルプレーン (偏向面) 内の曲率半径を  $R_h$  サジタルプレーン (偏向面に垂直な面) 内の曲率半径を  $R_v$  とし, レーザービームの入射角を  $\alpha$  とすると, 偏向面内の焦点距離  $f_h$  それに垂直な方向の焦点距離  $f_v$  は

$$f_h = (R_h \cos \alpha) / 2, \quad f_v = R_v / (2 \cos \alpha) \quad (17)$$

となる. したがって,  $R_v=R_h \cos^2 \alpha$  とすれば,  $f_h=f_v=f$  となる. レーザービームがガウシアンビームの時は, 図 10 に示すようにミラーの上流  $f$  の距離 ( $a$ ) にウエストを形成してビームを入射すれば, 反射されたビームはミラーの下流  $f$  の位置 ( $a'$ ) にウエストを結ぶ. この時,  $a$  のウエストの  $1/e^2$  半径を  $w$ ,  $a'$  のウエストの  $1/e^2$  半径を  $w'$  とすると

$$ww' = \lambda f / \pi \quad (18)$$

である. また, ウエストの  $1/e^2$  半径  $w$  とウエスト前後のビームの拡がり  $\theta$  とすると

$$w\theta = \lambda / \pi \quad (19)$$

となる.

$\alpha$  を  $45^\circ$  とし, トロイダルミラーの上流か下流のどちらかに平面鏡を挿入したものを二組用意し, 焦点が重なるように配置すれば, 図 11 のように長方形のリングが形成される. このリングに PM1 と TR1 の間の光路の延長線上 TR1 から焦点距離の位置 LW にウエストを形成してシード



レーザーを入射すると, TR1で反射したビームは  $a$  点にウエストを形成する. その後 PM2, TR2で反射したビームは  $c_0$  でウエストを形成し, 以後  $a, c_0$  でウエストを形成しながらリングを周回する. トロイダルミラーの曲率半径を  $R_h = 65.0$  cm,  $R_v = 32.5$  cm, とすれば  $f = 23.0$  cm となり, 周長は 92.0 cm となってレーザービームは 324 MHz で周回する. また, LW におけるシードレーザーのウエストのビームサイズを調整することにより,  $a$  (または,  $c_0$ ) 点での  $w$  や  $\theta$  をコントロールできる.

このリングに, 図 12 に示すように, 粒子ビームとの衝突点 (Interaction Point) と, レーザービームがリングを周回する間に起こるビームロスを補うための増幅器 (Laser Amplifier) を装備したものがレーザー蓄積リングである. 図 12 では

ウエストの位置に衝突点と増幅器を置くように描いてあるが, これらの位置はウエストでなくてもよい. このようなリングに, レーザーストリッピングに必要なパルス長のシードレーザーパルスを入射し, 増幅器で必要なパルスエネルギーに増幅するとともに, リング周回に伴うビームロスを補って 500  $\mu$ sec の間維持し, 衝突点で  $H^-$  ( $H^0$ ) ビームバンチに衝突させる.

### 5.2 半導体レーザー増幅器

4.1 節に述べたように, Nd:YAG レーザーにより  $H^-$  ( $H^0$ ) ビームの電子剥離を行う場合 5 mJ 程度のレーザーパルスエネルギーが必要になる. リング周回のロスを Nd:YAG ロッドの半導体レーザーサイドポンピングによる増幅器で補う場合を検討する. レーザービームのリング周回に伴うロスには, ミラーによるロスのほか Nd:YAG ロッ

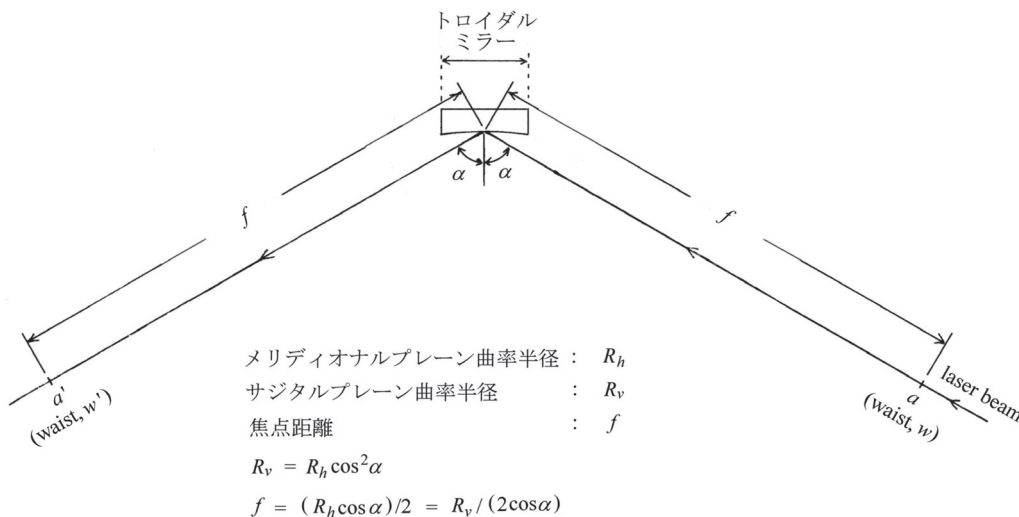


図 10 トロイダルミラーによるガウシアンビームの反射.



図 11 2PI-2Tr Ring Cavity.

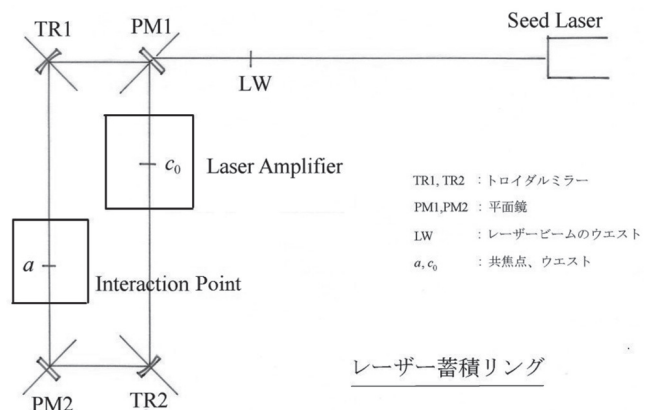


図 12 レーザー蓄積リング.

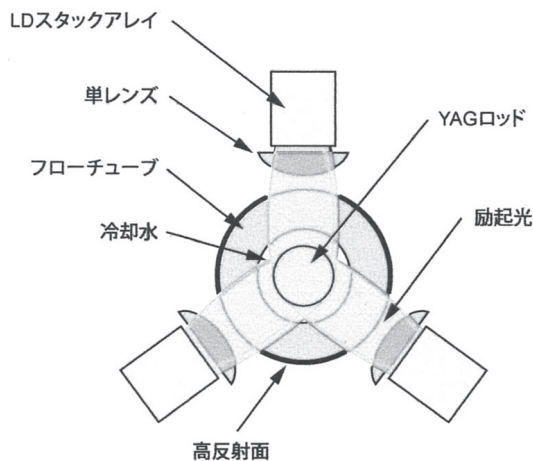


図13 半導体レーザースタックアレイサイドポンピング (東芝の例<sup>8)</sup>。

ド通過に伴うロスがある。一周あたりのロスが2%であるとすれば、増幅器は一周あたり100  $\mu\text{J}$ を補う必要がある。100  $\mu\text{J}$ を324 MHzで補うと32.4 kWとなる。半導体レーザーサイドポンピングでの電力からレーザーへの変換効率が30%程度であるとすると、必要な増幅器のピークパワーは100 kW程度となる。レーザー発振に関わる $\text{Nd}^{3+}$ イオン上位レベルの放射寿命は $\sim 400 \mu\text{sec}$ と長いがレーザーパルスが約3 nsecの周期で通過するので、このパワーを $\text{H}^-$  ( $\text{H}^0$ ) ビームマクロパルスの間500  $\mu\text{sec}$ 連続的にポンプする。マクロパルスは25 Hzで繰り返されるので平均のパワーは1.25 kWとなる。このようなハイパワーのポンピングを行った試みはいくつか報告されている<sup>8-11)</sup>。図13は東芝レビューに報告されている半導体レーザーサイドポンピングの例である。

Nd:YAG ロッドの屈折率は1.8と非常に大きいのでその配置は光路長の変化を十分考慮して決める必要がある。リングの対称性を崩さないためには、二つのトロイダルミラーの上流側か下流側のどちらかに同じ長さのNd:YAG ロッドを挿入する方法がある。

## 6. Xe エキシマレーザー<sup>12)</sup>

### 6.1 エキシマの放射寿命と細管エキシマレーザーのアイデア

エキシマレーザーの発振に寄与する高位レベルの放射寿命は4 nsecとされている。このためレーザー発振に必要な反転分布を維持するためには、

$\text{MW}/\text{cm}^3$  オーダーのパワーをレーザーガスの発振領域に注入しなければならない。このパワーを500  $\mu\text{sec}$ のマクロパルスとして25 Hzの繰り返して注入すると平均で数十kWとなる。

エキシマレーザーの開発を目指し勉強を始めたころはこのことを知らず、最初、細管エキシマランプを応用して細管エキシマレーザーが出来ないか検討した。細管エキシマランプは直径10 mm程度の石英ガラス管に希ガスやハロゲンと希ガスの混合ガスを詰め両端を封じたものであり、高周波電圧により放電させ発生するエキシマ光を利用する。長さ20～30 cmのランプでエキシマレーザーを発振出来れば、レーザー蓄積リングに挿入してエキシマレーザーの増幅器として使える。ガスレーザーにはHe-NeレーザーやArレーザーなど形状が類似したレーザーがある。このランプにX線で予備電離を行いガス中に高密度電子を発生させた上で、高周波電圧をかけて高密度の放電を起こさせレーザー発振を実現することを考えた。更に、高周波電圧と垂直に磁場を掛けることでECRプラズマを発生させれば、比較的低いガス圧で高密度のエキシマの反転分布を形成させることが出来るのではないかと考えたのである。しかし暫くして、エキシマレーザーの発振に寄与する高位レベルの放射寿命は数nsecであり、必要なレーザービームを発生するために平均でも数十kWもの電力を放電領域に注入することが必要であることがわかった。石英ガラスのレーザーガス細管は管内で発生する熱を外に取り出し処理することが難しい。このため、細管エキシマレーザーを用いた増幅器の実現には、除熱という大きな技術的な課題の克服が必須となる。

### 6.2 電子ビーム励起Xeエキシマレーザー

エキシマレーザー装置には、放電励起方式と電子ビーム励起方式がある<sup>12)</sup>。細管エキシマレーザーのアイデアに次いで、電子ビーム励起Xeエキシマレーザーを用いるアイデアについて検討した。電子ビーム励起Xeエキシマレーザーでは、ハロゲンガスを必要とせず希ガスのみを使うので、加速器の現場で使う上で取り扱いが容易であると考えられる。レーザーストリッピングへの応用では、これまでのnsecオーダーのパルス長でJオーダーのハイパワーレーザーを出力する利用形態と異なり、500  $\mu\text{sec}$ とパルスの継続時間が

長いが必要なピークパルスエネルギーは mJ オーダーで低い。このようなレーザー発振では、ショートパルスのハイパワーレーザーに見られる共振器ミラーへのダメージは軽減されるのではないかと考えられる。このようなことから、さらなる開発の余地があると期待される。

4.2 節で述べたように、400 MeV  $H^0$  原子を基底状態 ( $n=1$ ) から  $n=3$  励起状態へ励起するために 172 nm の Xe エキシマレーザーを用いる場合、必要なレーザーパルスエネルギーは 3 mJ 程度である。このレーザーパルスを 324 MHz で利用するために、5.1 節に記したレーザー蓄積リングを用いることを検討する。172 nm レーザーのミラーによるロスが大きく、周回毎に 20% 程度のロスがあるとすると 600  $\mu$ J エネルギーを補う必要がある。レーザーガスに注入された電子ビームのエネルギーの殆どはエキシマー生成に寄与し、その 10% 程度がレーザーエネルギーに変換されると言われている<sup>12)</sup>。したがって、レーザービームの占める部分に注入される必要のあるエネルギーは 6 mJ になる。レーザービームの半径は 2.5 mm と仮定されているので 30 mJ/cm<sup>2</sup> であり、これを 324 MHz で繰り返すのでそのエネルギー密度は約 10 MW/cm<sup>2</sup> となる。レーザーガスのポンピング領域の形状を 1 cm $\times$ 1 cm $\times$ 20 cm とすると 0.5 MW/cm<sup>3</sup> となる。また、Xe エキシマーの放射寿命は 4 nsec 程度とされており、急速に減少するので注入すべきエネルギー密度はも

う少し高いと考えられる。このエネルギーを注入するために、電子ビームダイオードを用いて数百 keV - 100 A 程度の電子ビームを Ti やカプトンの薄膜を張った 1 cm $\times$ 20 cm の窓から注入する。このようなエキシマレーザーを実現することを目指し開発研究を進める必要がある。

## 参考文献

- 1) K. Omidvar, Atomic Data and Nuclear Data Tables **28**, 1-20 (1983).
- 2) L. M. Branscomb, "Physics of the One-And-Two-Electron Atoms", edited by F. Bopp and H. Kleinpoppen, North-Holland, (1968).
- 3) A. J. Jason, D. W. Hudgings and O. B. van Dyck, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 3, June (1981).
- 4) D. S. Bailey, J. R. Hiskes and A. C. Riviere, Nuclear Fusion **5** (1965).
- 5) V. Danilov et al., PRST-AB, **10**, 053501 (2007).
- 6) T. Bergeman et al., Phys. Rev. Letters, Vol. 53, No. 8, 775-778 (1984).
- 7) 山根 功, 「加速器」 Vol. 10, No. 1, 20-31 (2013).
- 8) 秋山靖裕, 湯浅広士, 東芝レビュー Vol. 57, No. 4, 51-55 (2002).
- 9) 西前順一, レーザー研究 第 31 巻第 8 号, 530-534 (2003).
- 10) 川嶋利幸 他, レーザー研究 第 34 巻第 9 号, 621-627 (2006).
- 11) 菅博文 他, レーザー研究 第 36 巻第 5 号, 268-272 (2008).
- 12) 前田三男編, エキシマーレーザー, 日本分光学会測定法シリーズ 27, 学会出版センター (1993).