

磁鏡系統內高能粒子的注入和积聚*

李 正 武

本文提出一个在磁鏡系統中同时注入 H_2^+ 束和 H^0 束的方法。通过系統內中性剩余气体流动过程的分析,得到了质子积聚率的基本方程和质子密度作指数增长的条件。对系統工作参量的分析表明了,在能量 10—100 千电子伏范围内,高磁場对于研究粒子的积聚是有利的,但最佳能量的选择則远較 Post 等以低为宜的說法来得复杂,需依照試驗的目的确定,在几种情况下較高的能量是有利的。

一、引 言

目前,将高能粒子注入磁鏡系統,加以俘获积聚,来产生高温等离子体的工作正在实验室中积极进行。試驗的两个关键步骤是:(1) 改变注入粒子的电荷状态,即改变它的 e/m 值,使它能为磁場所俘获;(2) 維持够好的真空,并注入足够的粒子束,使粒子的积聚能超过粒子和中性剩余气体分子电荷交换所引起的损失,进而达到“烧毁”,即中性剩余气体密度迅速下降的阶段。根据所見到的报导,这类試驗装置中規模最大的、苏联的奥格拉(Orpa),已經注入能量 200 千电子伏、流强 20 毫安的 H_2^+ 束,利用剩余气体来离解,积聚了密度为 $10^7/cm^3$ 的高速质子,质子的生存时间(寿命,定义为系統中质子密度衰减 e 倍所需的时间)为 3 毫秒;当注入离子流为 0.6 毫安,系統中的气压为 $1 \times 10^{-7}mmHg$ 时,质子的寿命为 10 毫秒^[1]。美国的 DCX 装置上,在进行了真空碳弧离解氫分子离子的試驗^[2]之后,最近也做了用剩余气体来离解氫分子离子的研究。注入 H_2^+ 束、能量 600 千电子伏、流强 1.4 毫安、在較小的体积(約 10^3cm^3)中得到高速质子的密度約为 $10^7/cm^3$,当系統中的气压为 $1.4 \times 10^{-8}mmHg$ 时,质子的寿命为 3 秒^[3]。上面这些关于磁鏡系統內质子寿命的試驗都說明,在所用的密度下,电荷交换是质子損失的主要原因。但这些密度离預期的数值尚远。除了用带电粒子之外,Gibson 等建議用能量 100 千电子伏至 1 兆电子伏的中性氦束进行注入,利用剩余气体来积聚 D^+ ^[4]。現在劳伦斯輻射实验室已开始了用 10—20 千电子伏的中性粒子束进行注入的工作(ALICE 試驗)^[5]。英国也拟进行这类工作,注入中性束的能量为 20—30 千电子伏(PHOENIX 試驗)^[6]。后两个試驗都采用較低的注入能量和較高的約束磁場,希望得到小体积的等离子体。

关于高速离子在磁鏡系統內的积聚率和临界条件的問題,除文献 [1、2、4、5] 以外,Simon^[7], Bineau^[8], Mackin^[9] 等都作了計算和理論分析。

本文通过系統內中性剩余气体流动过程的分析,得出离子积聚率的基本方程(第二节),并得出积聚条件和系統参数的关系,討論在质子能量 10—100 千电子伏范围内,注入粒子的能量和其他因素对于系統工作的关系(第三节)。杂质和集体运动的問題未加考虑。

*1962 年 6 月 18 日收到。

二、粒子积聚的基本关系

一个兼有 H_2^+ 和 H^0 (包含 H_2^0) 的混合束可由 H_2^+ 束通过气体时的部分离解来获得。用最近的截面数据^[10,13] 估计, 能量 100 千电子伏的 H_2^+ 束, 在通过气压 22×10^{-3} mmHg、厚度 10cm 的氩气体柱后, 十分之九转变为 H^+ 和 H^0 (及 H_2^0), 前者的成分约为 40%, 后者为 60%。如所用的气压为 7×10^{-3} mmHg, 其他条件相同, 则将有半数 H_2^+ 通过, 半数转变为比例如前的 H^+ 和 H^0 (及 H_2^0)。改变气压, 可以任意改变输出混合束中 H_2^+ 和 H^0 的比例, 选择注入。离解后 H^+ 和 H^0 的能量是相同的, 都是 H_2^+ 能量的一半, 即 50 千电子伏; 粒子穿过气体层时的能量损耗可以忽略不计。由上述方法得到的混合粒子束, 用偏转的方法去掉所不需要的 H^+ 等成分后, H_2^+ 束和 H^0 (及 H_2^0) 束即可同时注入系统。如不加偏转而直接注入混合束, 则 H^+ 成分也将由于磁场的绝热性而自行逸出, 但这时可能会增加系统内的出气等。在注入口的地位选择和角度调节上还需要研究, 同时也要增加一些设备。在原理上, 这是一个简便的方法, 可以更充分地利用离子源的输出, 两种束的比例可以随意迅速改变, 便于比较 H_2^+ 束和 H^0 束对于积聚 H^+ 的效能, 集体运动的激发和电荷的中和等的作用。同时注入两束或先后注入, 也可用一个或二个源以另外的安排来做到。下面的讨论适用于任何比例的粒子束。

系统内等离子体占据的区域中粒子消长的情况由下列三个参量表示:

n ——快速质子的密度 (质子/cm³); n_0 ——中性剩余气体密度 (氩原子/cm³, 忽略其他气体); n_i ——慢离子的密度 (离子/cm³)。

首先, 快速质子的积聚率可以写成

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = & \frac{I\mathcal{L}}{V} \left[n_0\sigma_n^0 + n_i\sigma_n^i + n_e \frac{\langle\sigma v\rangle_n^e}{v} + n \frac{\langle\sigma v\rangle_n}{v} \right] + \\ & + \frac{I'\mathcal{L}'}{V} \left[n_0\sigma_n^0 + n_i\sigma_n^i + n_e \frac{\langle\sigma v\rangle_n^e}{v} + n \frac{\langle\sigma v\rangle_n}{v} \right] - \\ & - nn_0(\sigma_n^0 v + \sigma_e^0 v P) - nn_i\sigma_e^i v P - n^2 \langle\sigma v\rangle_e P + \left(\frac{dn}{dt} \right)_1, \end{aligned} \quad (1)$$

式中

$I = H_2^+$ 束的流强 (粒子数/秒),

$I' = H^0$ 束的流强 (粒子数/秒),

$\mathcal{L} = H_2^+$ 在系统内的有效飞行距离,

$\mathcal{L}' = H^0$ 在系统内的有效飞行距离,

$V =$ 等离子体的体积,

$n_e =$ 电子的密度,

$\sigma =$ 截面,

$\langle\sigma v\rangle =$ 碰撞率参数, 即截面和碰撞粒子的相对速度的乘积的平均数,

$v =$ 注入粒子的速度,

σ 和 $\langle\sigma v\rangle$ 的下角标 n 指 H_2^+ 的离解, n 指 H^0 的电离或电子损失, π 指电荷交换, c 指多次库伦碰撞而达到 90° 的散射; 上角标 0 指中性氩原子, e 指电子, i 指慢离子, 没有上

角标时指快速质子;

P 是粒子被散射到逸出锥中的几率;

$\left(\frac{dn}{dt}\right)_1$ 代表其他机构,例如真空碳弧,所引起的粒子积聚及散失.

这里包括了中性剩余气体,初始等离子体或后来形成的等离子体,以及快速质子自己对于粒子积聚的作用,但没有考虑杂质及集体运动.

中性剩余气体的变化,问题较多.实际上,中性气体的控制和烧毁是高能注入方法在现阶段的核心问题.可以依照通常的办法,将系统内的工作体积划分为等离子体占据的区域和等离子体外面的区域,得出等离子体区域内 n_0 的变化率为

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{N_0 v_0 A}{4V} - \frac{n_0 v_0 A}{V} - n_0 n_i \langle \sigma v \rangle_n^i - n_0 n_e \langle \sigma v \rangle_n^e - n_0 n (\sigma_n^0 + \sigma_n) v + \left(\frac{dn_0}{dt}\right)_1, \quad (2)$$

式中

$N_0 =$ 等离子体外中性剩余气体密度(氢原子/cm³),

$v_0 =$ 中性剩余气体分子的速度,

$A =$ 等离子体区域的表面积,

$\left(\frac{dn_0}{dt}\right)_1$ 代表注入束流及其他效应对于 n_0 的影响.

密度 N_0 不是固定的,它取决于真空系统的本底气压和注入束引进的气体及表面碰撞出气,真空系统的抽速和等离子体区域内的 n_0 . 密度 n_0 又和慢离子的密度 n_i 相联系.

密度 n_i 的变化率暂时可以写成

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} = & \frac{I \mathcal{L}}{V} n_0 \sigma_n(\text{H}_2^+) + \frac{I' \mathcal{L}'}{V} n_0 \sigma_n(\text{H}^0) + \\ & + n_0 n_i \langle \sigma v \rangle_n^i + n_0 n_e \langle \sigma v \rangle_n^e + n_0 n (\sigma_n^0 + \sigma_n) v - \\ & - n_i n \langle \sigma v P \rangle_c^i - n_i^2 \langle \sigma v P \rangle_c^i + \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_1. \end{aligned} \quad (3)$$

末了一项表示式子中未考虑的其他机构产生的变化率.

式(1), (2), (3)是决定系统内粒子积聚率的三个互相耦合的普遍适用的方程式.在分别地作了一些简化用的假设,略去无关的和次要的项以后,即可得出文献[7,2,4,5]作为计算出发点的式子.这些计算,有的是

用模拟计算机进行的.

文献作者[1,2,7,8,9]对粒子积聚率或临界条件的处理方法各有不同,有些论证也不够清楚.我们认为可以这样分析:

中性剩余气体在系统内的流动出没的

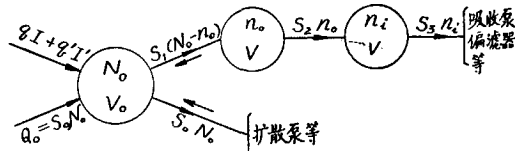


图1, 中性剩余气体流动过程

过程用示意图表示(图1).图中单箭头表示单向的流动,双箭头表示双向的可逆的流动. Q_0 是真空系统的本底出气, $Q_0 = S_0 N_0$, S_0 是真空系统的抽速, N_0 是没有注入束时系统中剩余气体的密度, $qI + q'I'$ 是注入束引进的气流或出气, V_0 是等离子体外区域的体积, S_1 是由于等离子体内外中性气体密度差引起的抽速, $S_1 = v_0 A/4$, $S_2 = [n(\sigma_n^0 + \sigma_n) v + n_i \langle \sigma v \rangle_n^i + n_e \langle \sigma v \rangle_n^e] V$, 略去 n_i 和 n_e 的贡献, 简化成为 $S_2 = n(\sigma_n^0 + \sigma_n) v V$,

为离子引起的抽速, S_3 相当于慢离子逸出的抽速, 假定慢离子逸出后由器壁上的吸收泵或偏滤装置所吸收。

在决定密度分布的各项抽速中, S_3 尚待研究, 可以假定 $S_3 \gg S_2$ 。抽速 S_2 随着 n 改变, 但注意到气体扩散的弛豫时间比 n 作显著改变所需的时间短得多, 换言之, 气体流动平衡是一个快过程而 dn/dt 是个慢过程, 因此, 在气体流动平衡所需的时间内 S_2 可以当作不变, 于是我们就可以得出下列表示气体流动平衡的关系:

$$S_1(N_0 - n_0) = S_2 n_0 = S_3 n_i, \quad (4)$$

$$Q_0 + qI + q'I' = S_0 N_0 + S_1(N_0 - n_0). \quad (5)$$

粒子的倒流及 n_i 碰撞器壁引起的出气等可以适当地包括在 $Q_0 + qI + q'I'$ 项内, 或将 $S_2 n_0$ 写成 $\varepsilon S_2 n_0$, $1 - \varepsilon$ 表示出气系数^[1]。式(4)和(5)成立的条件是: 粒子的平均自由程使划分等离子体内外为可能。

由式(4)得

$$N_0 = \left(1 + \frac{S_2}{S_1}\right) n_0 = \left[1 + \frac{n(\sigma_n^0 + \sigma_n)\nu\bar{l}}{\nu_0}\right] n_0, \quad (6)$$

式中 $\bar{l} = 4V/A$ 为等离子体区域的平均弦长。在式(6)中代入中性气体分子的平均自由程

$$\lambda = \frac{\nu_0}{n(\sigma_n^0 + \sigma_n)\nu},$$

即得 Simon^[7] 所作为根据的, Wigner 等在中子吸收体自屏蔽计算上所用的公式。

由式(4), (5), (6)得

$$n_0 = \frac{Q_0 + qI + q'I'}{S_0 + S_2 \left[1 + \left(\frac{4S_0}{\nu_0 A}\right)\right]}, \quad (7)$$

简写成为

$$n_0 = \frac{Q_0 + qI + q'I'}{S_0 + Kn}, \quad K \equiv (\sigma_n^0 + \sigma_n)\nu V \left(1 + \frac{4S_0}{\nu_0 A}\right). \quad (8)$$

这个式子清楚地说明了: (1) 离子抽气(Kn 项)的作用。(2) 通常所说的“中性粒子的烧毁”并不是一个突然发生的, 而是一个渐进的过程。(3) 更重要的是, 它说明不单单在粒子的积聚和损失互相平衡时, 而且在任何时刻, 只要所讨论的时间间隔大于气体流动平衡的弛豫时间, n_0 和 n 都有一定的关系。这样一来, 将式(8)代入式(1)后, 原先耦合的方程式(1)和(2)就可分开来, 得到

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= a + bn - cn^2, \\ a &\equiv \frac{I\mathcal{L}\sigma_n^0 + I'\mathcal{L}'\sigma_n^0}{V} \left(\frac{Q_0 + qI + q'I'}{S_0 + Kn}\right), \\ b &\equiv \frac{I\mathcal{L}\langle\sigma\nu\rangle_n}{V\nu} + \frac{I'\mathcal{L}'\langle\sigma\nu\rangle_n}{V\nu} - \left(\frac{Q_0 + qI + q'I'}{S_0 + Kn}\right)\sigma_n^0\nu, \\ c &\equiv \langle\sigma\nu\rangle_0 P, \\ K &\equiv (\sigma_n^0 + \sigma_n)\nu V \left(1 + \frac{4S_0}{\nu_0 A}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

(略去 $n_i, n_e, \sigma_0^0, \left(\frac{dn}{dt}\right)_1$ 各項). 在給定各个参数后, 即可进行数值計算, 得出 n 增长的完整結果. 至于 dn_0/dt 則可逕由式(8)微分求得.

現在考虑下列几种情况.

1. $a + bn = 0$, 也就是忽略式(9)末了庫伦損失一項时 $dn/dt=0$ 的条件. 使 $I'=0, Q_0=0, K$ 簡化成 $\sigma_{\pi\nu}V$, 再加修正系数 ϵ 及 α , 即得 ГОЛОВИН 等求临界值所根据的式子^[1].

2. $b = 0$. 使 $I = 0$, 所得結果相当于文献[4,5]求临界值所用的条件. 但他們未考虑 n_0 随 n 的变化.

3. $b > 0$. 密度 n 的增长一般可分成四个阶段:

(I) $bn < a$, 起始阶段. 原始的积聚机构起决定作用. n 大致依綫性地增长到 $n \approx \approx(a/b)$.

(II) $bn > a, Kn < S_0$. 系統中已积聚的快速质子起决定作用. 密度 n 指数地增长.

(III) $Kn > S_0$. 离子抽气对 n 的增长起显著作用. 起始时 b 越小, 离子抽气的作用越显著, 在設計和試驗中对于改善离子抽气的必要性越迫切. 这个阶段的起点, 由各項参数的具体对比确定, 相差較大.

(IV) $cn^2 \approx a + bn$. 庫伦散射将起决定作用. 粒子密度逐渐饱和.

目前試驗上已做到的, 限于第一个阶段. 第二阶段是努力的方向. 第三, 第四阶段有关的現象也尚待研究.

三、临界条件和系統参数的选择

作为一个例子, 我們計算快速质子在下述情况下的积聚: ——注入的 H_2^+ 束流和 H° 束流相等, $I = I'$, 产生的 H^+ 能量齐一, 即 H_2^+ 的能量为 H° 的一倍. 略去 n_i 和 n_e 对质子积聚的作用. 取 $\langle\sigma v\rangle_{\pi} = \sigma_{\pi\nu}, \langle\sigma v\rangle_{\pi} = \sigma_{\pi\nu}$.

首先, 考虑 n 作指数增长的条件. 在式(9)中取 $b = 0$, 得

$$n_{00} = \frac{Q_0 + qI + q'I'}{S_0 + Kn} = \frac{I(\mathcal{L}\sigma_{\pi} + \mathcal{L}'\sigma_{\pi})}{\sigma_{\pi\nu}^0 V}, \quad (10)$$

n_{00} 的下角标 c 指临界值. 此外, 因 $\mathcal{N}_0 = Q_0/S_0$, 故

$$n_0 = \mathcal{N}_0 \frac{1 + \frac{(q+q')I}{Q_0}}{1 + \frac{Kn}{S_0}}. \quad (11)$$

注意这里 n_0 指的是系統工作时等离子体区域内中性剩余气体的气压(密度), 而 \mathcal{N}_0 則是原始的本底气压.

分別两种情况:

(1) $Q_0 \gg (q+q')I$. 系統的本底气压的临界值为

$$\mathcal{N}_{00} = \frac{1 + \frac{Kn}{S_0}}{1 + \frac{(q+q')I}{Q_0}} \cdot \frac{I(\mathcal{L}\sigma_{\pi} + \mathcal{L}'\sigma_{\pi})}{\sigma_{\pi\nu}^0 V}. \quad (12)$$

(2) $Q_0 \ll (q + q')I$. 临界条件为

$$\left(\frac{q + q'}{S_0}\right)_c = \frac{1 + \frac{Kn}{S_0}}{1 + \frac{Q_0}{(q + q')I}} \cdot \frac{(\mathcal{L}\sigma_{\pi} + \mathcal{L}'\sigma_{\pi})}{\sigma_{\pi}^0 \nu V}. \quad (13)$$

注意式(13)中 I 只在分母的修正項中出現。

根据这些式子,可以估計 I, n, n_0, \mathcal{N}_0 的临界值和系統的其他各个参数的关系,决定改进的方向。

为了便于比較起見,現在依照 Post 等^[5]的办法,在选择系統工作参数时維持一定的标度关系,然后将(10)式右端用質子能量 W 和約束磁場強度 B 表示出来。設等离子体的主要半径 $R = \kappa r_B$, r_B 是質子的拉摩半径,等离子体的平均长度 $L = \zeta r_B$, 体积 $V = \pi R^2 L$, $\mathcal{L} = 2\nu R$, $\mathcal{L}' = 2R$, 能量 W 限制在 10—100 千电子伏之內。截面 σ_{π} 只有 Gerjuoy 的計算值^[1,12]。由 σ_{π}^0 的測定^[10,11]可見 H_2^+ 的离解是一个很复杂的过程;这种計算只有数量級的意义。因此在这里 σ_{π} 都当作 $1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, 差数吸收在 ν 之內。截面 σ_{π} 在能量 50 千电子伏左右变化不大^[13], 这里也用 $1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 代替。根据已有数据^[13], 在能量范围 10—100 千电子伏之內,截面 σ_{π}^0 可写成 $\sigma_{\pi}^0 = 6.2 \times 10^{-16} \exp(-0.039W) \text{ cm}^2/\text{氫原子}$, 式中 W 用千电子伏作单位。将这些代入式(10),即得

$$n_{0c} = \frac{I(\mathcal{L}\sigma_{\pi} + \mathcal{L}'\sigma_{\pi})}{\sigma_{\pi}^0 \nu V} = 0.75 \left(\frac{1 + \nu}{\kappa \zeta}\right) I B^2 W^{-\frac{3}{2}} e^{0.039W}, \quad (14)$$

这里 I 的单位已由粒子数/秒化成毫安, W 用千电子伏, B 用高斯。例如,設 $(1 + \nu)/\kappa \zeta = 1$, $W = 50$ 千电子伏, $B = 2 \times 10^4$ 高斯, $I = 25$ 毫安, 則得 $n_{0c} = 1.5 \times 10^8$ 氫原子/ cm^3 , 相当于 $2.1 \times 10^{-9} \text{ mmHg}$ 的氫气压。临界的原始本底气压 \mathcal{N}_{0c} 可由式(11)求得。

由式(14)可見,这样一个系統对于真空的要求是很高的。如何取得一个够低的工作气压是使系統工作的一个首要問題。需要从各方面改善来满足气压的临界值。首先是从式(14)右端各項参数的調节来提高 n_{0c} 。其次,从式(10)表示气压平衡的式子看,需要降低 Q_0 , 降低 q 和 q' 。当注入束流大时,式(13)即 q 和 q' 的作用也大。在一般情况 $q' < q$, 因此使用 H° 束在这一点上說是有利的。脉冲式的注入对于 q 和 q' 的平均值有无影响,也是一个尙待研究的問題。关于增加 S_0 , 無論是用扩散泵或吸收泵,真空系統的抽速基本上是由可以利用的表面积决定的,所以,从这一点說,系統尺寸大是有利的。关于增加 Kn , 利用离子抽气和用电弧或其他方法建立初始等离子体来得到一个較大的初始 n , 都是尙待研究的問題。上面所說的有几点是显而易見的;式(10)的意义在于給出这些参量作为临界条件的定量关系。

如系統工作时的实际气压 n_0 大于 n_{0c} ($b < 0$), 則質子只能依靠式(9)的 a 項来積聚,一直到 $a + bn = 0$ 为止。在这种情况下,离子抽气項 Kn 和庫伦損失項 cn^2 都可忽略不計。容易証明,当 $n_0 > 5n_{0c}$ 时,質子最后能达到的密度为

$$n_f \approx n_{0c}.$$

如 $n_0 < n_{0c}$, 則可求得質子增加 e 倍的时间为

$$\tau_e = 5.4 \times 10^7 \frac{W}{I B^2} \left(\frac{\kappa \zeta}{1 + \nu}\right) \left(1 - \frac{n_0}{n_{0c}}\right)^{-1} \text{ 秒}, \quad (15)$$

最后质子密度为

$$n_f = 3.6 \times 10^2 I W^{\frac{1}{2}} B^2 \left(\frac{1+\nu}{\kappa \zeta} \right) \left(1 - \frac{n_0}{n_{00}} \right) \text{cm}^{-3}, \quad (16)$$

最后 β 值为

$$\beta_f = 1.4 \times 10^{-5} I W^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1+\nu}{\kappa \zeta} \right) \left(1 - \frac{n_0}{n_{00}} \right). \quad (17)$$

例如, $\frac{1+\nu}{\kappa \zeta} = 1$, $B = 2 \times 10^4$ 高斯, $W = 50$ 千电子伏,

$$I = 25 \text{ 毫安}, \quad n_0 = \frac{1}{2} n_{00},$$

则得

$$\tau_s = 0.54 \text{ 秒},$$

$$n_f = 1.2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3},$$

$$\beta_f = 0.06.$$

式(14)–(17)表示临界气压和系统的其他性能与 I, W, B 的关系。对于约束磁场 B 的关系, 我们的结论和 Post 等的相同, 以高为佳。

关于工作能量 W , Post 等从离子源功率限制的观点出发, 假定 $I \propto W^{-1}$, 由此得出结论, 在使用 H^0 束时, 能量在 10–100 千电子伏范围内时, W 以低为有利。这一点, 我们觉得问题较多。首先, 假定 H^0 是通过 H^+ 和气体柱的电荷交换获得的。近代的强流离子源^[4]大都利用空间电荷限制的离子拉出(这样, 气体利用率也最好), 而出口各电极之间的距离又必需大于口径以免离子束的过度分散, 因之, 使用单一的拉出和聚焦电压时 ($W < 60$ 千电子伏左右), $I \propto W^{\frac{1}{2}}$ 。而且, 拉出电压升高时离子发射面形状改善, 利于聚焦, 它的效果可以胜过空间电荷分散引起的损失。由式(14)可见, 在这样使用离子源时, n_{00} 随着 W 增高, 电荷交换截面起决定作用。如 W 超过 60 千电子伏, 离子出口后需进一步加速, 中途将有些损失, 但变化不是过大的。即使考虑到 H^+ 转变成 H^0 的效率从 10 千电子伏到 100 千电子伏降低约 5 倍这一点, W 高仍是有利于得到较高的 n_{00} 的。考虑到 τ_s, n_f, β_f 或取式(12)作为判据时, 结论相似。

如使用 H^+ 束进行注入, 则相应的注入能量为 20–200 千电子伏。这时对离子束的限制大些。但是当 I 小时, 功率不是一个限制; 而 I 较大时, 则应以式(13)作为主要判据, 因此 n_{00} 和 W 的关系不大 (从 $W = 10$ 千电子伏到 100 千电子伏, $W^{-\frac{1}{2}} e^{0.039W}$ 变化不大), 主要由 q, q' 和 S_0 的比值决定。

由此可见, 注入能量的关系是较为复杂的。在 10–100 千电子伏工作范围内, 很多情况下利于用较高的能量。具体的选择, 应依照试验的目的确定。在式(14)–(17)内 I 和 W 应分别考虑。就工作系统的尺寸说, $R, L \propto r_b \propto W^{\frac{1}{2}} B^{-1}$, 随磁场的增加而变小, 随能量的增高而加大。如上所述, 尺寸加大, S_0 也有可能加大。因此, 能量增高和对于 S_0 的要求是一致的; 也就是说, 在一定限度内, 增大尺寸是有利的。

当然, 功率消耗随着 W 增高。在磁场内的储能正比于 $W^{\frac{1}{2}} B^{-1}$, 而离子源的功率则正比于 IW 。

总起来说, 为了在磁镜系统内积聚有意义的高能粒子, 一方面要适当地选择所

用的磁場 B , 能量 W 和束流 I , 使之有利于提高临界气压 n_{0c} ; 另一方面要特別注意控制中性剩余气体, 从有关的因子, 系統的本底出气 Q_0 , 粒子束所引起的气流 q 和 q' , 真空系統的抽速 S_0 , 离子抽气和初始等离子体的利用 Kn , 几个方面来使系統中的工作气压 n_0 低于所需的 n_{0c} .

参 考 文 献

- [1] Головин, Артеменков, Багданов, Панов, Пистуневич, Семашко, *УФН*, **73** (1961) 685. Курчатов, И. В. Атомная энергия **5** (1958) 105.
- [2] Barnett, Bell, Luce, Shipley, and Simon, *Proc. Second U. N. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva*, 1958, Vol. 31, p. 298. A. H. Snell, *Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala*, 1959, Vol. II, p. 997.
- [3] Barnett, Dunlap, Edwards, Haste, Postma, Ray, Reinhardt, Schill, Warner, and Wells, *Phys. Rev., Letters* **6** (1961), 589.
- [4] Gibson, Lamb, and Lauer, *Proc. Second U. N. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva*, 1958, Vol. 32, p. 275. —, *Phys. Rev.* **114** (1959), 937.
- [5] Post, R. F., *Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala*, 1959, Vol. II, p. 987.
- [6] Niblett, G. B. F. 同上 p. 1057.
- [7] Simon, A., *Phys. Fluids* **1** (1958), 495; **2** (1959), 336 (L.). —, *J. Nucl. Energy, Part C*, **1** (1960), 215.
- [8] Bineau, Consoli, Hubert, Prévot, Ricateu, et Samaine, *Nuclear Instr. and Methods*, **4** (1959), 282.
- [9] Mackin, R. I., *Nuclear Fusion* **1**, No. 2 (1961), 131.
- [10] Sweetman, D. R., *Proc. Roy Soc., (London)* **A256**(1960), 416; *Phys. Rev., Letters* **3** (1959), 425.
- [11] Пявовар, Тубаев, Новиков, *ЖЭТФ* **40** (1961), 34.
- [12] Barnett, C. F., *Proc. Second U. N. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva*, 1958, Vol. 32, p. 398.
- [13] Allison, S. K., *Revs. Modern Phys.*, **30** (1958), 1137.
- [14] 例如 von Ardenne M., *Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie* (1956).

INJECTION AND ACCUMULATION OF HIGH ENERGY PARTICLES IN A MAGNETIC MIRROR SYSTEM

LI ZHENG-WU

*ABSTRACT

A method to inject beams of H_2^+ and H^0 simultaneously into a magnetic mirror system is proposed. From an analysis of the flow of the neutral residual gas in the system the general equation for the rate of accumulation of fast protons is obtained. Parametric study of the condition for exponential build up of the proton density gives results different from those of Post and others.