第 26 卷 第 5 期
2005 年 2 月

质 谱 学 报
Journal of Chinese Mass Spectrometry Society

Vol. 26 No. 1
Feb. 2005

一种新的离子引出方法——射频共振法

陈 戎, 宋晓鹏, 包成玉*
(清华大学工程物理系, 北京 100084)

摘要: 在传统的静电场离子引出中, 由于等离子体屏蔽的存在, 限制离子引出时间, 降低了离子引出率。为了削弱静电场方法中等离子体屏蔽对离子引出的影响, 提出了射频共振的方法。射频共振法是利用等离子体回路阻抗与外加射频电场频率之间的相互关系, 通过调节射频电场频率, 使射频电场与等离子体达到共振状态。当达到共振时, 等离子体阻抗最小, 电场可以穿透等离子体, 提高了离子引出效率。共振法缩短了离子引出时间, 提高了离子引出效率, 并且可以通过对外加磁场的调节来控制等离子体密度。本文介绍了目前射频共振理论的模拟计算和实验研究情况。

关键词: 等离子体; 射频共振法; 离子引出
中图分类号: O 532; O 562; TL 25 **文献标识码**: A **文章编号**: 1004-2997(2005)02-119-07

A New Ion Extraction Method—Radio Frequency Resonance Method

CHEN Rong, SONG Xiao-peng, BAO Cheng-yu*
(*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing* 100084, *China*)

Abstract: In conventional ion extraction using an electrostatic field, the plasma shield effect limits the ion extraction time and the ion extraction efficiency. A new method using an radio frequency (RF) resonance has been proposed to decrease the influence of the plasma shield effect. This method uses the relation between the RF field and the impedance of the plasma circle. When the RF frequency is swept, the resonance of the RF field and the plasma occurs at a certain frequency, thus the impedance of the plasma becomes the minimum. The electric field penetrates the plasma, and the ion extraction efficiency is raised. The RF method shortens the ion extraction time, and increases the ion extraction efficiency. It can also control the plasma density by changing the magnetic field. This article introduces the simulation calculation and the experimental research of this new method.

Key words: plasma; radio frequency resonance method; ion extraction

离子引出技术是原子蒸汽法激光分离同位素 (Atomic Vapor Laser Isotope Separation, AVLIS) 中重要的组成部分[1]。AVLIS 中同位素分离效率与离子引出效率是密不可分的, 缩短离子引出时间并对引出离子能量进行控制可以提高离子引出效率。为了得到有效的离子引出方法, 人们进行了一系列相关的理论和实验研究, 但大部分研究都是集中在传统静电场理论的范畴[2~7]。然而由于等离子体屏蔽的存在, 致使电场不能穿透屏蔽层, 离子仅仅在鞘层中可以被加

收稿日期: 2004-11-30; **修回日期**: 2005-03-14
作者简介: 陈 戎(1980~), 男(汉族), 吉林人, 硕士, 仪器科学与技术专业。E-mail: chenrong00@tsinghua.org.cn
* **通讯作者**: 包成玉(1946~), 男(汉族), 安徽人, 教授, 从事激光应用研究。E-mail: baocy@mail.tsinghua.edu.cn

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

速。在此种情况下, 最大的离子流是饱和离子流, 由等离子体的密度和电子温度决定。尽管在静电场理论中, 离子流可以随着电压的增大而逐渐增大, 但是实验中需要考虑装置的漏电和击穿等情况, 极板间电压不能无限制增加, 而且电压过大还会引起离子溅射, 降低了离子收集效率。针对这种情况, 人们对平行板静电场法做出了一些改进, 如: 改变电极形状(采用M 型或针型电极)、改变供电方案(交变电压方法)、提高电子温度等[1~3]。

尽管这些改进在一定程度上提高了离子引出效率, 但由于屏蔽效应而产生的局限性仍然存在。如果能够消除屏蔽效应, 使得电场穿透等离子体而对离子进行加速, 那么离子引出效率就会大大提高。为了解决这个问题, 提出了射频共振法(Radio Frequency Resonance Method, RF)。在该理论中, 射频场的共振频率由弱磁场中等离子体的本征特性所决定。当射频频率达到共振频率时, 等离子体的阻抗达到最小, 射频电场穿透等离子体, 从而削弱了等离子体屏蔽。这样在整个等离子体区域中, 离子都可以被加速, 大大缩短了离子引出的时间, 提高了离子引出的效率。

射频共振法是近年来新提出的一种方法, 国内外对该种方法的研究还处于实验室阶段, 但已经取得了相当的成果。在理论和实验上都对射频共振的存在以及射频共振对离子引出的影响做了研究。其中实验研究方面, 以日本日立实验室(Hitachi Research Laboratory)的Tetsuya Matsui 等的研究为主, 设计了多个具有不同结构及用途的等离子体真空炉, 用以研究不同条件下射频共振的特性, 并且取得了许多重要数据[8~11]。清华大学工程物理系激光应用室目前也在开展射频共振法的实验研究, 并初步搭建了实验设备框架。理论研究方面, Komae Research Laboratory 的Naohiko Goto[12,13], 以及国内的熊家贵等[14,15]进行过一系列的研究和分析, 主要是采用计算机模拟的方法(XPDP1 或PIC-MCC 模拟程序)来计算不同的参数对共振以及离子引出的影响, 以及利用射频共振特性控制等离子体的性质。这些研究都表明, 射频共振在AVL IS 中是可行的, 它可以提高离子引出效率, 是一种比较优越的方法。

1　射频共振法的提出

典型的离子引出装置为一对外加引出电压的平行金属极板, 在离子引出的过程当中, 其简

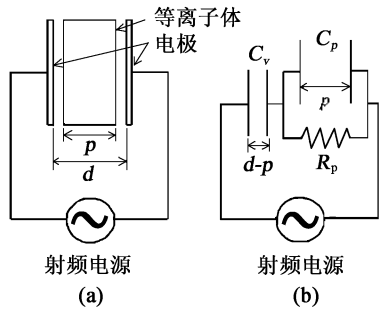

图 1　离子引出装置的(a)射频系统和(b)等效回路

Fig 1　(a) RF electrode system and (b) equivalent circuit of the system of ion extraction

化等效回路示于图 1, 其中等效的电容和电阻表达式如下[16]。

$$C_v = \frac{\epsilon_0 S}{d - p} \tag{1}$$

$$C_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{P} \tag{2}$$

$$R_p = -\frac{P}{\omega \epsilon_0 \epsilon_i S} \tag{3}$$

其中, S 为极板面积; p 为等离子体厚度; ω为射频电场的角频率; ϵ_0 为真空中的介电常数, ϵ_r、ϵ_i 分别为等离子介电常数的实部和虚部; 等离子体的介电常数 $\epsilon_p = \epsilon_r - j\epsilon_i$。整个系统的阻抗可以表示为:

$$Z = (j\omega C_v)^{-1} + (j\omega C_p + 1/R_p)^{-1} \tag{4}$$

继续转化为:

$$Z = \frac{R_p}{\omega^2 C_p^2 R_p^2 + 1} - j\frac{\omega^2 C_p R_p^2 (C_p + C_v) + 1}{\omega C_v (\omega^2 C_p^2 R_p^2 + 1)} \tag{5}$$

因此有:

$$|Z| = \frac{\sqrt{\omega^2 C_v^2 R_p^2 + \{\omega^2 C_p R_p^2 (C_v + C_p) + 1\}^2}}{\omega C_v (\omega^2 C_p^2 R_p^2 + 1)} \tag{6}$$

$$\theta = \arctan\left(-\frac{\omega^2 C_p R_p^2 (C_v + C_p) + 1}{\omega C_v R_p}\right) \tag{7}$$

若取 $Z = 0$, 则在回路中将发生一系列的共振。在共振的情况下, 等离子体中的射频电流将达到最大, 并且电场也将穿透等离子体。满足 $Z = 0$ 这一共振条件的介电常数可以通过联合求解式(1)~(3)、(6)来得到:

$$\epsilon_r = -\frac{p}{d - p},\ \epsilon_i \cong 0 \tag{8}$$

这里 ϵ_r 为负值, 表示等离子体在这种情况下呈感性。

通常情况下研究的对象为冷等离子体, 对于冷等离子体存在以下关系[17]:

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

$$\epsilon(\epsilon,\varphi)=1-\cos^2\varphi\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2-\omega_{ce}^2}-\sin^2\varphi\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}-\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \tag{9}$$

其中 φ 是 k 矢量与平行极板方向的夹角, $\varphi=\arctan(p/L)$, ω_{ce}、ω_{pe}、ω_{pi} 分别代表电子回旋角频率、等离子体中电子角频率及离子角频率[6]:

$$\omega_{ce}=\frac{eB}{m_e c},\ \omega_{pe}=\sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}},\ \omega_{pi}=\sqrt{\frac{n_i e^2}{\epsilon_0 m_i}}$$

通过(8)、(9)两式求出简化后的射频共振频率为:

$$\omega_{H,L}^2=\omega_{pe}^2\left\{\frac{1}{2}(1+\eta)\pm\sqrt{\frac{1}{4}(1+\eta)^2-\sin^2\varphi\eta}\right\} \tag{11}$$

其中

$$\eta=\frac{\omega_{ce}^2 d-p}{\omega_{ce}^2 d}\quad(\eta>0) \tag{12}$$

根据式(11), 可以求出共振频率与 η、φ 的关系。对于 ω_H 来说, 它随着 η 的减小而单调减小; 而对于 ω_L 来说, 当 $\eta>1$ 时, 其值几乎不变。因为在 AVL IS 中的等离子体是由于脉冲激光产生的, 属于脉冲型等离子体, 所以等离子密度在引出的过程中是变化的, 这样就导致 η 在引出过程中的变化。如果采用 ω_H 作为共振频率, 在引出过程中射频共振频率会随时改变, 此外由于频率 ω_H 很高, 在技术上难以实现。相对而言 ω_L 受等离子密度波动的影响很小, 因此采用 ω_L 在 AVL IS 中作为共振频率更为可行, 并且由于 $\omega_L<<\omega_H<\omega_{pe}$, ω_L 更容易加载到极板上。但也应该注意 ω_L 只在 $B>0$ 的情况下存在。

因此, 在绝大多数的理论研究中, 所用到的共振频率都是通过求解 ω_L 获得, 即射频共振频率。一般来说 ω_L 的量级在 10 MHz 左右。

2　射频共振法的理论研究

2.1　国内动态

清华大学工程物理系激光应用室的熊家贵等对于射频共振进行过一系列的计算[14, 15]。采用 1D3V (位置空间 1 维, 速度空间 3 维) 的 PIC (particle in cell) 方法对射频共振法进行了模拟, 从中得出直观的物理图像, 并通过计算得出极板间电势随时间变化的分布规律。模拟所用的条件和参数为: 直流电压 $U_{dc}=0$ V, 交流电压 $U_{ac}=200$ V, 交流电压频率 $f=13.7$ MHz, 磁感应强度 $B=5$ mT, 角度 $\varphi=57°$, 极板间距 $d=20$ mm, 初始等离子体密度 $n=1\times10^{17}$ m^{-3}, 初始离子温度, $kT_i=0.1$ eV 初始电子温度 $kT_e=1.0$ eV, ^{235}U 的离子质量 $m=3.39\times10^{-25}$ kg。

通过以上参数计算可得到图 2 所示曲线。图 2(a) 为引出开始不久一个 RF 周期的电位分布变化图。可见: 等离子体中的电位随时间发生很大变化, 电场的大小和方向周期交替变化, 即产生了振荡。从图 2(b) 某时刻极板间的电位分布看出: RF 共振电场已经渗透到等离子体中。在整个等离子体区域中的离子都可以被加速, 并从两个极板上引出。RF 共振法改变了平行板静电场中离子只能在鞘层中被加速的局限性, 因而缩短了离子引出时间, 增大了引出的离子流。RF 共振在等离子体中形成的最大电场幅度与外加 RF 电压频率有关。图 3(a) 给出了根据事先给定的极板以及等离子体参数所算出的在整个引出过程中的最大电场幅度 E_{mm} 与外加 RF 电压频率的关系曲线, 其分布曲线是不对称的, 峰值出现在 $f=13.8$ MHz (共振频率) 处, 在高频部分变化较陡。与之相对应的离子引出时间示于图 3(b)。模拟中显示, 即使极板上只加直流电压, 只要存在磁场, 同样会产生鞘层等离子体振荡, 且频率与式(11)、(12) 的结果相符, 只是振幅较小。

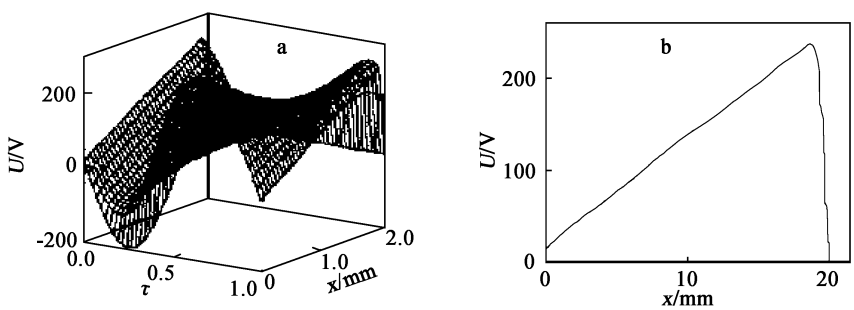

图 2　(a) 一个 RF 周期的极板间电位分布; (b) 某一时间点上极板间电位分布

Fig 2　(a) The potential distribution between the electrodes in a RF cycle; (b) The potential distribution between the electrodes in a certain time point

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

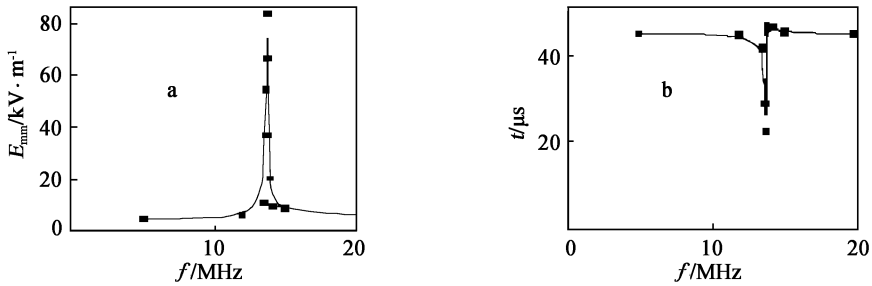

图 3　(a) 电场强度与 RF 频率的关系; (b) 离子引出时间与 RF 频率的关系

Fig 3　(a) Relation of the electric field and the RF frequency; (b) Relation of the ion extraction time and the RF frequency

此外熊家贵还计算了在其他参数不变的情况下, 分别改变外加电压、磁感应强度、等离子体密度、电子温度等对射频共振频率以及引出时间的影响。通过熊家贵的模拟结果可以知道, 在弱磁场下可以产生等离子体振荡, 其频率与理论式(11)、(12)的结果一致。选择适当的参数产生射频振荡后, 电场可以穿透屏蔽层, 引出电流明显加大, 离子引出时间变短, 共振在等离子体中产生的最大电位幅度可高于外加电压幅度几倍, 不需要引入很大的直流偏压就可以达到很好的引出效果。因此射频共振法与传统的平行板静电场法相比有着明显的优势, 对其进行进一步的研究也就显得十分有意义。

2.2　国外动态

目前国外的理论研究以日本的 Tetsuya Matsui[9] 和 Naohiko Goto[12,13] 为代表。Matsui 主要的工作与熊家贵类似, 推导计算了射频共振的关系公式。Goto 采用 XPDP1 的模拟程序来进行 Xe 等离子体的射频共振计算, 指出射频共振可以调节等离子体内部的电势分布, 即使在等离子体屏蔽很强的屏蔽层中也可以做到。Matsui 和 Goto 对 12 MHz 的射频共振进行研究后得出, 屏蔽层中电场的引入可以更快地引出离子, 增加离子引出的效率。除了对射频共振的存在机理进行研究外, 他们还研究了射频参数对等离子体的鞘层厚度以及离子密度的影响, 其中包括通过改变磁场强度对低真空下的等离子体密度进行控制。

Goto 选定的参数基本与熊家贵使用的参数一致, 其射频共振的频率为 13.56 MHz。对于不同的磁场强度(从 4 mT 到 6 mT), 离子浓度随时间的变化会有很大的差异, 如图 4、图 5 所示。从图 4 中可见, 在离子引出的前 10 μs 里极板中心的离子密度发生变化。虽然 10 μs 仅仅是 1 356个射频周期, 不足以精确说明离子浓度的值, 但是已经可以从中看到离子浓度在不同磁场下的变化趋势。从图 4 可以看出, 当磁感应强度为 4.7～5.2 mT, 离子密度在引出开始后的 1 μs 呈上升趋势, 但除了 4.9 mT 外, 其余情况下, 离子密度从 2 μs 后开始逐渐降低。而在磁感应强度为 4.9 mT 的情况下, 离子密度在 10 μs 的时间内持续升高。图 5 表示的是离子引出 10 μs 后极板中心位置离子密度与磁感应强度的关系, 可以看出, 在 4.9 mT 的情况下有最大的离子密度。由此可见, 通过改变磁感应强度来控制离子密度是可行的。而此时的 4.9 mT 刚好和式(11)、(12)所得的结果一致, 这也证明了射频共振的存在。

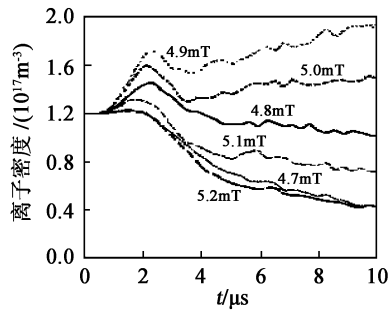

图 4　离子引出 10 μs 内极板中心位置在不同磁感应强度下离子密度与时间的关系

Fig 4　Time-dependent plasma density at the center of the plasma during the 10 μs after the start of the calculation for various magnetic flux densities

3　射频共振法的实验研究

Matsui 等所在的 Hitachi 实验室设计了多组不同的装置来对射频共振的各种特性进行研

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

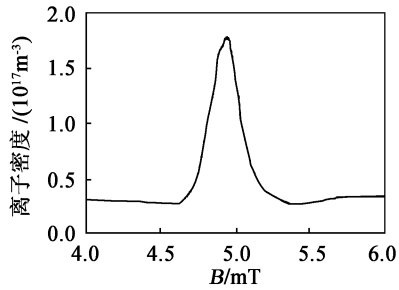

图 5　离子引出起始 10 μs 后极板中心位置离子密度与磁场的关系

Fig 5　Ion density at 10 μs after the start of the calculation at the center of the plasma

究。其中一组装置示于图 6。此装置的特点是不采用激光激发原子蒸汽产生等离子体的方法, 而直接采用一个气体等离子体源。其效果和激光激发方法相类似, 但由于不受激光功率等因素的限制, 更容易产生较为稳定的等离子体, 更适用于对于等离子体的性质进行研究。左侧部分为它的等离子体发生装置, 右侧为实验的主体部分。极板尺寸为 50 cm × 15 cm, 间距 5 cm, 极板间加入射频信号。真空腔内还装有朗缪尔双探针, 用来测量离子密度和电子温度。真空腔外部有一对亥姆霍兹线圈, 产生实验所需的 5 mT 磁场。离子引出信号则用多个不同位置的法拉第筒进行收集。而射频电压与直流电压进行耦合后加载到引出极板两侧。

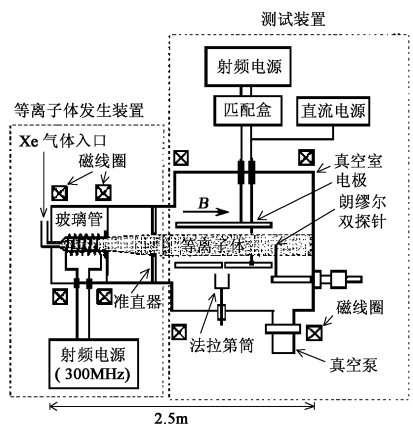

图 6　Matsui 的实验装置

Fig 6　Matsui's experiment device

Matsui 在该实验中得到了许多与射频频率相关的数据, 示于图 7、图 8。从图 7 可以看出射频回路等价阻抗随频率变化的情况, 即式(6)。可以看到, 当射频频率为 10～15 MHz 的时候, 阻抗最小, 这同理论计算结果也相符合。图 8 为在 $n_e = 1.2 \times 10^{16}$ m^{-3} 以及 $T_e = 8 \sim 10$ eV 的条件下, 射频频率同射频电流、电压之间的关系。

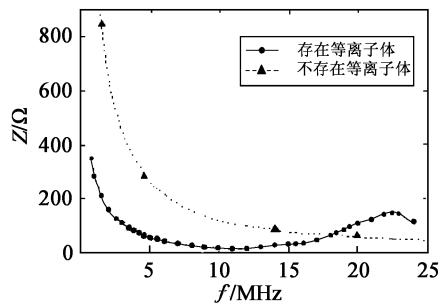

图 7　射频回路阻抗随频率的变化

Fig 7　Frequency dependences of the impedance in the circuit

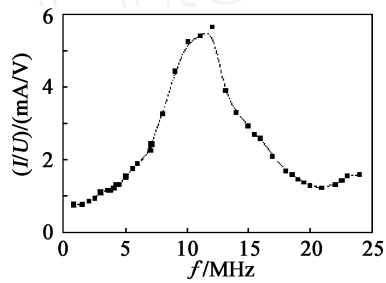

图 8　射频回路电流电压比随频率的变化

Fig 8　Frequency dependence of the rate of electrode dc current to the RF voltage

在Matsui 的其它实验装置中则用的是激光激发光电离方法, 示于图 9。采用这些实验装置, 同样验证了射频共振的存在。并给出了射频频率同引出信号离子流大小、引出时间的关系, 以及磁场、外加电压对引出时间的影响。

图 9(a) 所示的 Type 1 装置被整个包在一个亥姆霍兹线圈中, 因为蒸发金属的电子枪轨迹受磁场限制, 所以极板之间的磁场不能改变。虽然它的磁场不能改变, 但是有六束激光通过极板中央, 可以产生较大的信号。Type 1 装置主要用来验证射频共振的存在以及射频频率对共振的影响。图 9(b) 所示 Type 2 装置则可以改变离子引出磁场, 因为有另一个单独的磁场控制电子枪的轨迹。因此 Type 2 装置可以用来研究不同磁场强度下射频共振的特性。

图 10 为 Type 1 装置所测得的射频频率同离子引出归一化时间以及离子引出率的关系, 图 11 为 Type 2 装置所测磁场大小与离子引出归

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

一化时间和等离子体内部电势的关系。其选用的等离子体以及电路参数与之前的实验基本一致。从图 10、11 也可看出等离子体共振的存在，当射频频率在 10～15 MHz 的时候引出时间最短，引出率最大。并且当外加磁感应强度在 5 mT 的时候引出时间最短。

Matsui 的实验证明了射频共振的存在，当磁感应强度为 5 mT 的情况下对射频频率进行扫描，在 12 MHz 左右得到了最小的射频回路阻抗(此时相位也为 0)。射频共振就发生在这一频率下，此时离子引出时间也是最短的。实验所得的结果与理论计算相符合。当磁场强度从 5 mT 向 0 逐渐减小的情况下，可以观察到，射频共振逐渐消失，引出时间也随之变长。1 mT 的磁场大小是产生射频共振的一个必要条件。射频共振同传统静电场方法相比较效果非常显著，为了获得同样的引出时间，在通常的静电场方法中需要施加 3 kV 的直流电压，而采用射频法只需 1 kV 的直流电压配合 70 V 的射频电压。

Matsui 的实验证明了射频共振法可以有效地提高离子引出的效率，缩短离子引出时间，对于 AVL IS 而言存在实际应用的可能，因此这种方法是一种非常有潜力的发展方向。

清华大学工程物理系激光应用室也初步建立了射频共振实验的构架，示于图 12。其中真空系统建立在平行板静电场离子引出实验基础上，已经较为稳定。磁场同样采用亥姆霍兹线圈，测试系统采用法拉第筒以及数字虚拟示波器。射频电源则是该实验的难点，目前正在设计当中。

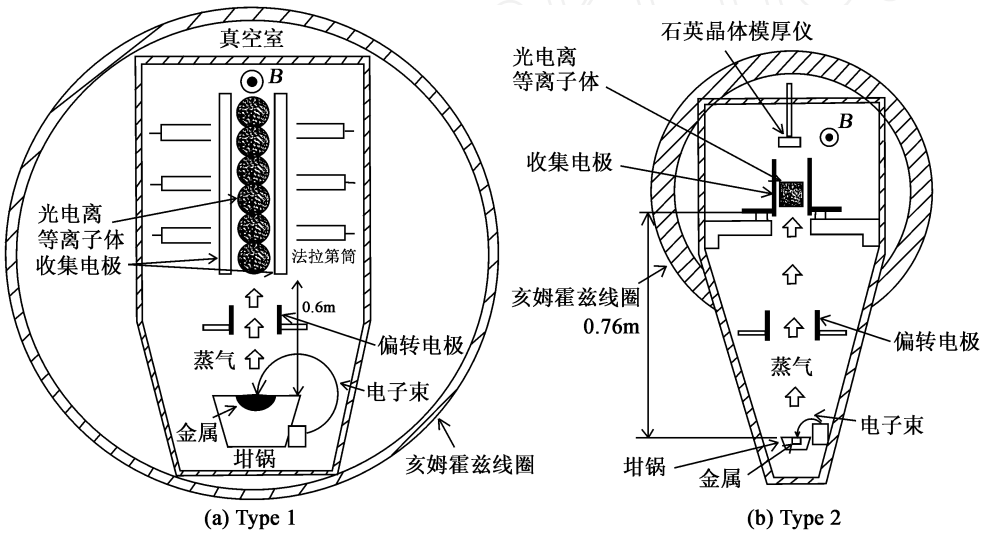

图 9　Matsui 的实验装置

Fig 9　Matsui's experiment device

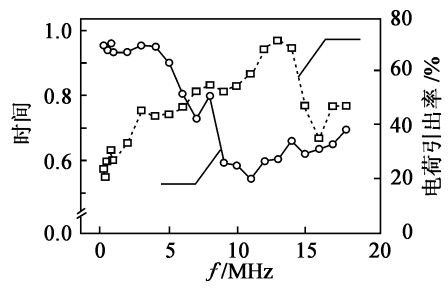

图 10　射频频率与离子引出时间以及离子引出率的关系

Fig 10　Frequency dependences of the ion extraction time and extraction rate

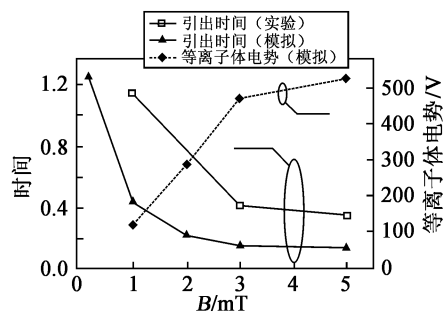

图 11　磁感应强度与离子引出时间以及等离子体密度的关系

Fig 11　Magnetic flux density dependences of the ion extraction time and plasma potential

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

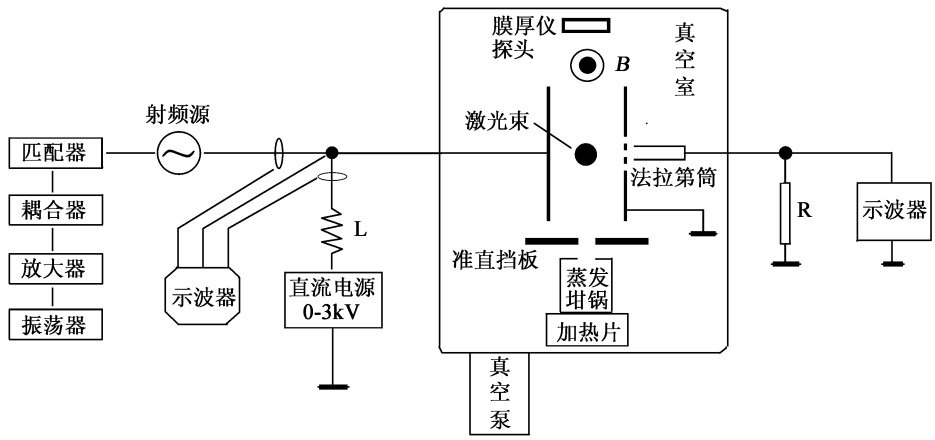

图 12　射频实验装置简图

Fig. 12　Schematic diagram of RF experimental device

4　结　论

由于传统的静电场离子引出方法不能消除等离子体屏蔽, 而离子引出电压又因为漏电等原因不能无限制增加。要提高离子引出效率就必须引入一种新的离子引出方法。在 F. F. Chen 提出的离子收集理论的基础上, 得出了离子引出射频共振理论, 射频共振频率由式(11)、(12)给出。该理论已经通过计算模拟以及实验方法得以论证, 模拟及实验结果都表明, 射频共振是存在的, 并且在达到共振状态的时候, 离子引出的时间最短, 等离子体中的电场最大, 等离子体屏蔽消除, 这些都是有利于提高离子引出效率的。当然对于不同的等离子体、不同类型的激光以及不同的收集板而言, 引出仍然存在差别。目前该理论尚属于发展阶段, 虽然有很大的潜力, 但是否能真正应用到 AVLIS 中, 还需要进一步的研究。

参考文献:

[1] 王德武. 激光分离同位素理论及其应用[M]. 北京: 原子能出版社, 1999. 194～247.

[2] 王雅睿, 包成玉. 原子激光同位素分离的离子引出技术[J]. 质谱学报, 2003, 24(2): 370～376.

[3] Nishio R, et al. Ion Transport from Laser Induced Metal Plasma to Ion Extraction Electrodes [J]. J Nucl Sci Technol, 1995, 32(3): 180～190.

[4] 朱红莲, 王德武. 离子引出收集的沉积与溅射研究[J]. 物理学报, 2002, 51(6): 1 338～1 345.

[5] 迟　涛. 静电场法离子引出实验研究[D]. 清华大学硕士生学位论文, 北京: 清华大学, 2004.

[6] Chen FF, 林光海 译. 等离子体物理学导论[M]. 北京: 人民教育出版社, 1980.

[7] Chen FF. Decay of a Plasma Created Between Negatively Biased Walls[J]. Phys Fluids, 1982, 25: 2 385～2 387.

[8] Matsui T, Tsuchida K, Tsuda S, et al. Ion Extraction Characteristics from Photoionized Plasma by Radio-frequency Resonance Method[J]. J Nucl Sci Tech, 1997, 34(9): 923～929.

[9] Matsui T, Tsuchida K, Tsuda S, et al. Ion Extraction from Plasma by Using a Radio Frequency Resonant Electric Field[J]. Phys Plasmas, 1996, 3(12): 4 367～4 375.

[10] Matsui T, Tsuchida K, Tsuda S, et al. Particle Simulation of Ion Extraction from Plasma by a Radio Frequency Resonance Method[J]. Phys Plasmas, 1997, 4(10): 3 518～3 526.

[11] Matsui T, Tsuda S, Tsuchida K, et al. Electric Field Distribution in Plasma during Ion Extraction by a Radio Frequency Resonance Method [J]. Phys Plasmas, 1997, 4(10): 3 527～3 532.

[12] Goto N. Plasma Density Control in a Low-pressure RF Resonant Field[J]. J Phys D: Appl Phys, 1998, 31: 428～433.

[13] Goto N. Sheath Thickness Dependence on Resonance Condition during Fast Ion Extraction Using a Radio Frequency Resonance Method[J]. J Appl Phys, 1999, 85(6): 3 074～3 080.

[14] 熊家贵, 王德武. 平行极板间等离子体 RF 共振特性研究[J]. 原子能科学技术, 2000, 34(4): 307～313.

[15] 熊家贵, 王德武. 考虑电荷交换的 RF 共振离子引出方法的模拟[J]. 清华大学学报(自然科学版), 2000, 40(10): 1～4.

[16] Shoji T. Description of Radio Frequency Plugging and Heating in Terms of Plasma Impedance [J]. J Phys Soc Jpn, 1980, 49(1): 327～333.

[17] Chen L, Birdsall CK. Heating of Magnetized Plasmas by a Large-amplitude Low-frequency Electric Field[J]. Phys Fluids, 1973, 16(12): 2 229～2 240.

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net