

## 离子回旋共振同位素分离过程影响因素探究\*

郭凯<sup>1)†</sup> 杨佳琦<sup>1)2)</sup>

1) (核工业理化工程研究院, 天津 300180)

2) (粒子输运与富集技术全国重点实验室, 天津 300180)

(2024 年 12 月 23 日收到; 2025 年 3 月 2 日收到修改稿)

离子回旋共振 (ion cyclotron resonance, ICR) 方法是一种通过选择性加热目标离子实现分离效应的先进同位素分离方法. 为确定各参数对 ICR 分离过程影响, 开展了 ICR 同位素分离理论研究, 基于单粒子模型方法对等离子体束流在稳恒磁场与交变电场组合场中的传输过程进行数值模拟, 对初始等离子体束流、共振加热区电磁场等影响分离效应的核心参数进行分析. 结果表明, 共振区交变电场强度、射频天线波长、共振区尺寸、等离子体初始轴向能量及其分布对等离子体束流整体加热效果均存在明显影响; 共振区磁感应强度、射频天线波长、等离子体初始轴向能量分布对加热过程的选择性存在直接影响. 所得结论对 ICR 分离装置参数的初步设计有一定借鉴价值.

**关键词:** 离子回旋共振, 同位素分离, 选择性加热, 等离子体束流

**PACS:** 28.60.+s, 52.50.Qt, 28.41.Ak

**DOI:** 10.7498/aps.74.20241755

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241755

## 1 引言

离子回旋共振加热 (ion cyclotron resonance heating, ICRH) 是一种利用目标等离子体共振频率下的回旋波加热等离子体束流的先进技术, 因其输入功率大、加热效率高、与等离子体无接触等优点广泛应用于托卡马克聚变装置辅助加热、磁等离子体推进等领域<sup>[1-4]</sup>. 20 世纪 70 年代, 法国 Schmitt<sup>[5]</sup> 首次观察到了回旋波中钾等离子体同位素选择性加热现象, 从实验上证明了 ICR 方法分离同位素的可能性. 之后美、法、俄等国陆续开展了 ICR 分离装置的建造, 并进行了 Li, Ca, Pd, Zn, Gd, Yb 在内的多种轻、重同位素分离实验, 获得了一定分离效果<sup>[6-12]</sup>. 相较于大部分非电磁同位素分离方法, ICR 分离方法单级分离系数更高. 相较于传统电磁分离方法, ICR 分离方法能耗更低, 产量更高, 适

用于丰度需求较低的同位素产品的生产或二次分离中的初次分离过程, 以及乏燃料后处理、稀土元素回收等特殊领域<sup>[13-15]</sup>.

ICR 同位素分离装置结构如图 1 所示, 主要可分为离子源区、共振加热区和收集区三部分. 其中, 离子源区用于产生等离子体, 应用较多的为图 1 所示的电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子源结构<sup>[16,17]</sup>; 共振加热区用于实现离子的选择性加热, 主要由超导磁线圈和射频天线组成, 分别用于提供稳恒磁场和射频加热电场; 收集区用于精贫料的沉积.

ICR 装置分离过程的核心在于离子在共振加热区的选择性加热过程, 装置整体参数设计也主要围绕该过程的加热效果及其选择性开展. 考虑到国外现有 ICR 研究侧重于实验与装置结构设计, 理论研究相对分散, 而国内 ICR 同位素分离领域的研究又几乎空白, 本文基于 ICR 理论研究中常用

\* 粒子输运与富集技术全国重点实验室基础基金 (批准号: GZ-WZJC-2023-02) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guok17@126.com

的单粒子模型对离子在共振区内部的选择性加热过程进行了数值模拟, 详细讨论了 ICR 分离装置核心参数对选择性加热过程的影响, 为后续 ICR 分离装置参数设计奠定基础.

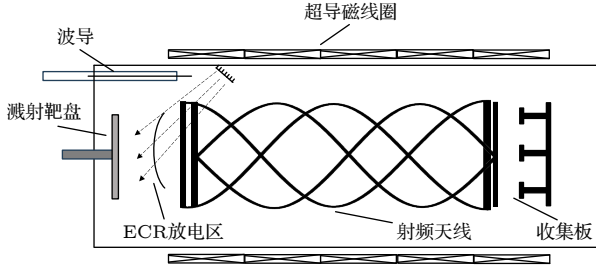


图 1 ICR 同位素分离装置示意图

Fig. 1. Structure of the ICR isotope separation device.

## 2 选择性加热过程理论分析

### 2.1 单粒子模型

描述等离子体运动状态的方法主要有 3 种<sup>[18]</sup>: 一是单粒子运动, 即在给定电磁场条件下的运动, 不考虑等离子体输运对电磁场的反作用以及带电粒子间的相互作用; 二是流体描述, 即将等离子体中的带电粒子视为电磁流体, 通过流体力学方程组和麦克斯韦方程组描述等离子体束流的运动状态, 但无法描述流体中不同粒子的特性; 三是数值模拟方法, 即直接描述等离子体中实际粒子或等价虚拟粒子随时间的演变. ICR 选择性加热过程理论研究和数值模拟普遍采用单粒子模型方法, 理由如下:

单粒子模型应用前提条件主要包括离子间相互作用可忽略和等离子体输运过程感生电磁场相较于外加电磁场可忽略两点. 前者与 ICR 装置设计理念中减少目标同位素离子与非目标离子间的能量交换相吻合. ICR 分离装置设计过程中, 需要保证等离子体与共振区参数取值满足离子平均碰撞时间大于离子在共振区停留时间, 以减小离子间碰撞对选择性加热过程的影响:

$$\tau_{ii} = 2 \times 10^6 \frac{T_i^{3/2} \sqrt{A}}{n_i} > \frac{L}{v_z}, \quad (1)$$

式中,  $T_i$  为离子平均能量, 单位 eV;  $A$  为原子序数;  $n_i$  为等离子体密度, 单位  $\text{cm}^{-3}$ ;  $L$  为共振区长度;  $v_z$  为离子沿磁场方向速度. ICR 分离装置中, 离子平均能量在 10 eV 左右, 沿磁场方向能量 5 eV 左右, 共振区长度 1—3 m, 代入 (1) 式近似有  $n_i < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , 基本高于大部分分离实验中应用的等

离子体束流密度.

引入等离子体输运过程感生电磁场相较于外加电磁场可忽略的最大等离子体密度  $n_{i,\max}$  表达式<sup>[19]</sup> (等离子体密度低于该值时输入离子回旋波基本维持在圆极化波形式) 为

$$n_{i,\max} \approx \frac{m_i c^2 K^3 V_T}{4\pi e^2 \omega}. \quad (2)$$

式中  $m_i$  为离子质量,  $c$  为光速,  $K$  为波数,  $V_T$  为离子热运动速度,  $\omega$  为电场频率, 高斯单位制.

代入 Siren 装置锂同位素分离实验相关参数 ( $m_i = 10^{-23} \text{ g}$ ,  $K = 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega = 4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $V_T = 1.6 \times 10^6 \text{ cm/s}$ )<sup>[20]</sup>, 可得  $n_{i,\max} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , 与忽略粒子间相互碰撞的密度上限相近. 由此证明单粒子模型基本适用于 ICR 分离装置参数的初步设计.

### 2.2 理论描述

单粒子模型下, 假设空间中存在沿  $Z$  轴方向的均匀磁场  $B_z$ , 与磁场垂直的  $XY$  平面存在交变电场  $E_{xy}$ , 离子运动方程可以表示为

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{E}_{xy} + \mathbf{v} \times B_z). \quad (3)$$

理想情况下,  $XOY$  平面交变电场为圆极化波形式, 可表示为 (4) 式所示的复数形式<sup>[21]</sup>:

$$E_x + iE_y = E \exp[-i(\omega - kv_z)t], \quad (4)$$

式中,  $\omega$  为交变电场角频率,  $kv_z$  为离子轴向运动引起的 Doppler 偏移项,  $k = 2\pi/\lambda$  为射频电场波数.

此时, 离子沿  $Z$  轴方向做匀速直线运动,  $XY$  平面做周期性回旋运动, 同样以复数形式表示  $XY$  平面的速度  $v_{xy} = v_x + iv_y$ , (3) 式可写为

$$\frac{dv_{xy}}{dt} + i \frac{eB_z}{m} v = \frac{eE}{m} \exp[-i(\omega - kv_z)t]. \quad (5)$$

该方程解可表示为

$$\begin{aligned} v_{xy}(t) &= \left[ \frac{eE}{m} \int_0^t e^{-i(\omega - kv_z - \omega_0)t'} dt' + v_0 e^{i\varphi} \right] e^{-i\omega_0 t} \\ &= \left[ i \frac{eE}{m} \frac{e^{-i(\omega - kv_z - \omega_0)t} - 1}{\omega - kv_z - \omega_0} + v_0 e^{i\varphi} \right] e^{-i\omega_0 t}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中,  $\omega_0 = eB_z/m$ ,  $v_0 e^{i\varphi}$  为离子  $XY$  方向初始速度. 当  $\omega - kv_z - \omega_0 = 0$  时, 离子发生共振, 持续从外加电场获得能量,  $v_{xy}(t) = \left( \frac{eE}{m} t + v_0 e^{i\varphi} \right) e^{-i\omega_0 t}$ , 回旋半径持续增大; 当  $\omega - kv_z - \omega_0 \neq 0$  时, 离子速度周期性变化, 回旋半径存在最大值. 共振区尺寸

足够长时, 共振离子与非共振离子回旋半径出现显著性差异, 出现空间上的分离效应.

得到单个离子运动轨迹、能量参数后, 通过理论求解或蒙特卡罗方法即可得到符合一定初始速度分布的等离子体束流出口处参数分布情况. 当考虑磁场不均匀度以及射频天线输出电场实际分布时, 也可基于 (3) 式利用四阶龙格-库塔方法对离子运动轨迹进行计算.

### 2.3 关键参数

根据 (6) 式, 可能影响选择性加热过程的参数可分为共振区长度、磁感应强度、射频电场场强、频率、波数在内的共振加热区参数和离子初始速度分布在内的离子初始参数. 为探究各参数对分离选择性的具体影响, 选择  ${}^6\text{Li}$  为研究对象, 共振区射频天线电场强度  $E = 50 \text{ V/m}$ , 波长  $\lambda = 0.8 \text{ m}$ , 圆极化波形式; 磁线圈磁感应强度  $B_z = 0.25 \text{ T}$ ; 共振加热区长度  $L = 0.8 \text{ m}$ ; 离子初始轴向能量  $T_z = 10 \text{ eV}$ , 横向能量  $T_{xy} = 5 \text{ eV}$ , 横向速度服从 Maxwell 分布, 轴向速度形式见 (7) 式<sup>[22]</sup>:

$$f_z(V_z) = 2 \left( \frac{m}{2\pi k T_z} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{m(V_z - V_{0z})^2}{2kT_z} \right],$$

$$V_z \geq V_{0z},$$

$$f_z(V_z) = 0, \quad V_z < V_{0z}. \quad (7)$$

## 3 数值模拟结果与分析

### 3.1 共振加热区参数

引入平均横向能量、临界分离能量  $E_{\min}$  (离子离开共振区能量高于该取值时认为离子可以被精料端收集) 和加热系数  $\eta$  (能量高于  $E_{\min}$  的离子在共振区出口离子中占比) 等参数用于评价选择性加热效果: 横向能量均值曲线越高, 表征该同位素离子加热效果越好, 展宽越小, 表征加热过程选择性效果越明显; 与横向能量均值类似, 加热系数  $\eta$  取值越高, 表征离子加热效果越好; 展宽越小, 表征选择性效果越明显. 不同的是横向能量均值侧重于整体加热效果, 当某种同位素中部分离子能量远高于同种同位素离子时, 横向能量分布无法正确反映加热过程的选择性. 而加热系数  $\eta$  更侧重描述大部分离子能量状态, 临界分离能量  $E_{\min}$  也需依据横向能量均值选取. 加热效果和选择性效果的评判需

综合二者.

不同磁感应强度下出口离子横向能量均值、加热系数  $\eta$  分布曲线分别如图 2 所示 (图中  $\omega_0 = eB_z/M_{6\text{Li}}$ ). 曲线峰值对应频率相较于共振频率右移是由离子自身轴向速度引起的 Doppler 偏移造成. 曲线的展宽成因有二, 一是离子轴向能量存在一定分布, 导致离子束共振频率不一, 引起横向能量和加热系数分布曲线展宽, 当不考虑离子轴向能量分布时, Doppler 偏移引起的展宽完全消失; 二是即使不发生共振, 离子能量以正弦函数形式,  $T = 2\pi/(\omega - kv_z - \omega_0)$  的周期波动时, 当离子在加热区停留时间  $t = L/v_z \leq T/4$ , 离子仍持续受到外加电场加热作用, 该加热效果同样导致横向能量和加热系数分布曲线存在一定展宽.

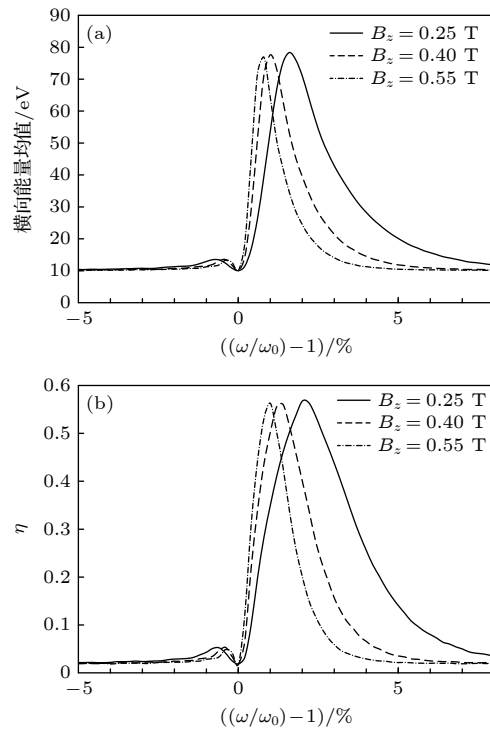


图 2 不同磁感应强度下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta (E > E_{\min})$  分布曲线  
Fig. 2. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating field and (b) ion heating efficiency  $\eta (E > E_{\min})$  for different magnetic induction intensity.

图 2 表明, 增大磁感应强度, 离子整体加热效果基本不受影响, 选择性效果显著上升. 这是因为磁感应强度增强, 离子在磁场中共振频率  $\omega_i = eB/m_i$  增大, 轴向运动引起的分布曲线 Doppler 展宽相较于增大的共振频率变窄, 曲线展宽减小, 选择性效果增强. 但离子在加热区停留时间几乎无变化, 因此加热效果几乎不变. 通常情况下, 目标同

位素质量越大, 同位素质量差异相对越小, 相邻同位素共振频率越接近, 对加热过程选择性要求越高, 磁感应强度取值越高. 此外, 共振区内磁感应强度应满足  $\Delta B/B \leq \Delta\omega/\omega_i = \Delta M/M_i$  ( $M_i$  为目标核素质量,  $\Delta M$  为目标核素与邻近同位素间质量差), 即保证共振区内仅目标同位素发生共振.

电场强度与共振区长度的计算结果如图 3 和图 4 所示, 二者均对加热效果产生直接影响, 增强电场强度或提高共振区长度, 整体加热效果有所提升, 能量分布曲线展宽均有一定增大, 选择性效果相对下降, 但二者加热系数变化趋势有所差别. 这是因为电场强度增强, 共振离子与非共振离子最大能量均有所提高; 共振区长度增长, 离子在加热区停留时间延长, 加热效果增强, 但由于非共振离子能量周期性变化, 加热系数不会随共振区尺寸增大而持续增大. 因此, 提高共振区长度时加热系数的增大相较于提高电场强度时存在明显的极限值. 实际装置设计过程时, 除了考虑目标同位素与非目标同位素间能量差异显著性外, 还应综合考虑加热过

程中离子平均碰撞频率等因素.

不同射频电场波长下的计算结果如图 5 所示. 射频电场波长提高, Doppler 偏移项  $2\pi v_z/\lambda$  减弱, Doppler 效应引起的展宽减小, 能量随外加电场频率分布更加集中, 导致横向能量峰值左移, 加热效果增强, 选择性提高. 当射频电场波长无限长时, Doppler 偏移完全消失, 加热效果和选择性效果达到最佳, 但射频电场波长越长, 微波在等离子体中的穿透性越差. 通常情况下取射频电场波长为加热区长度的两倍<sup>[23]</sup>.

### 3.2 等离子体束流初始参数

等离子束流初始参数包括束流尺寸、束流密度、轴向能量分布、横向能量分布等. 在单粒子模型假设下束流尺寸、密度对分离效应几乎无影响. 能量分布方面, 除轴向能量、横向能量大小外, ECR 源内部对横向能量分布干扰较小, 可近似为其服从 Maxwell 分布, 可不考虑其他形式分布; 轴向能量分布干扰较大, 分布形式尚未完全确定, 已有研究中涉及的分布形式较多, 需单独讨论<sup>[21]</sup>.

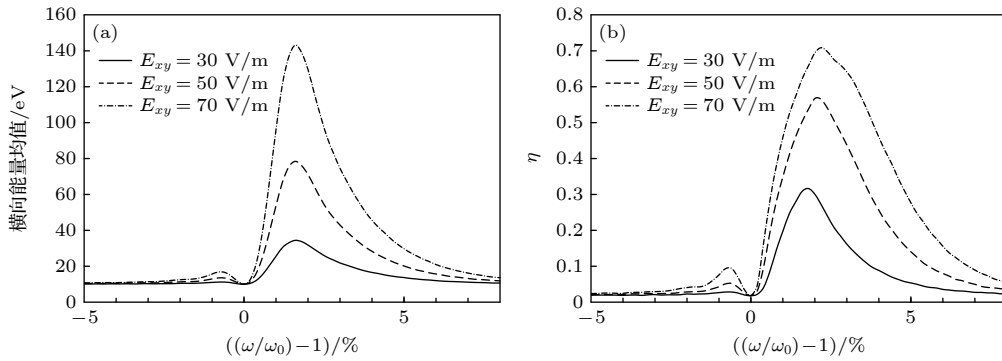


图 3 不同电场强度下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta (E > E_{\min})$  分布曲线

Fig. 3. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating field and (b) ion heating efficiency  $\eta (E > E_{\min})$  for different electric field intensity.

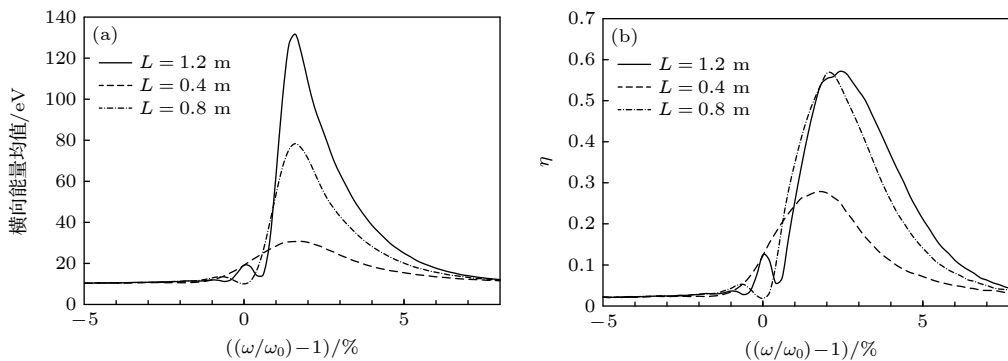


图 4 不同共振区长度下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta (E > E_{\min})$  分布曲线

Fig. 4. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating field and (b) ion heating efficiency  $\eta (E > E_{\min})$  for different length of the heating field.

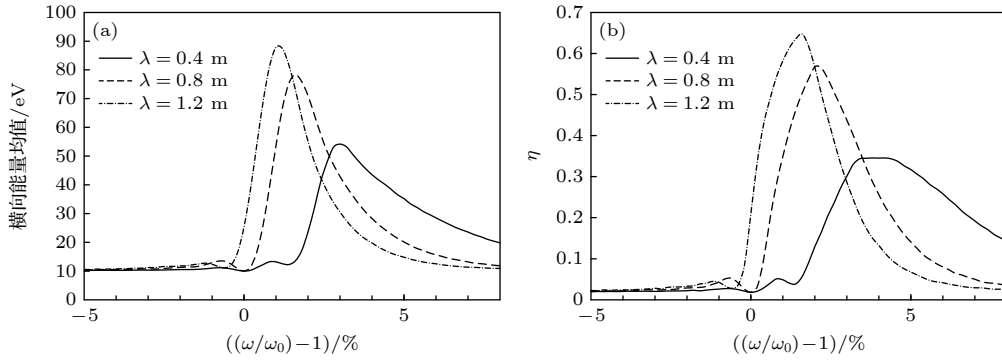


图 5 不同波长下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta (E > E_{\min})$  分布曲线

Fig. 5. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating field and (b) ion heating efficiency  $\eta (E > E_{\min})$  for different wave length.

不同轴向能量取值计算结果如图 6 所示, 初始轴向能量增强, Doppler 偏移项  $2\pi v_z/\lambda$  增大, 非共振离子加热效果引起的能量分布曲线展宽增大, 导致能量均值分布峰值右移, 选择性效果下降. 同时, 由于轴向能量提高导致离子在加热区停留时间变短, 离子加热效果变差, 共振离子与非共振离子能量差异变弱, 影响后续收集区的精贫料过程. 适当

降低轴向能量有利于提升加热效果, 增大共振离子与非共振离子能量差异, 但轴向能量过低, 离子在加热区停留时间过长, 离子间碰撞加剧, 一般情况下轴向能量取值在 5 eV 左右.

不同横向能量取值计算结果如图 7 所示. 初始横向能量增强, 由轴向运动引起的 Doppler 偏移和离子在共振区停留时间几乎不受影响, 因此对共振

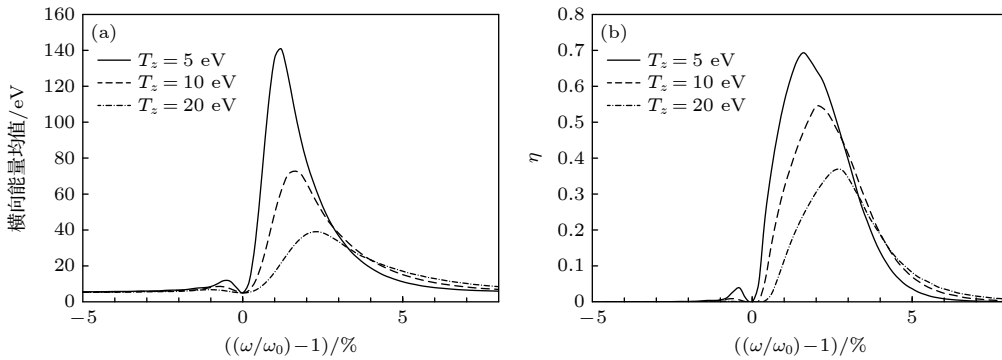


图 6 不同轴向能量下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta (E > E_{\min})$  分布曲线

Fig. 6. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating field and (b) ion heating efficiency  $\eta (E > E_{\min})$  for different axial energy.

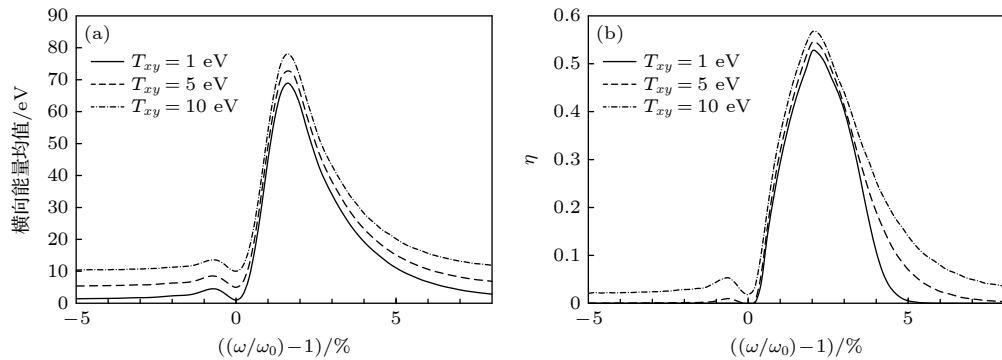


图 7 不同初始横向能量下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta (E > E_{\min})$  分布曲线

Fig. 7. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating area and (b) ion heating efficiency  $\eta (E > E_{\min})$  for different initial transverse energy.

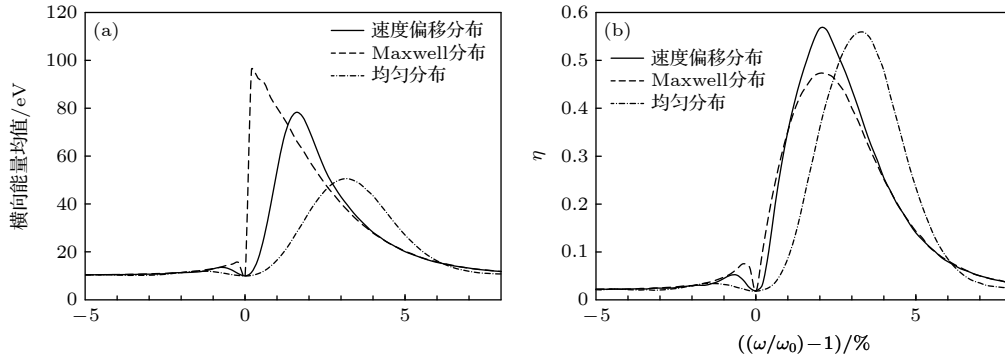


图 8 不同速度分布下, (a) 加热区出口离子横向能量均值和 (b) 加热系数  $\eta$  ( $E > E_{\min}$ ) 分布曲线 (速度偏移分布服从 (5) 式, 均匀分布为能量范围 5—15 eV 内的均匀分布, 3 种分布形式平均能量均为 10 eV)

Fig. 8. Distribution of (a) ion average transverse energy in the exit of the heating area and (b) ion heating efficiency  $\eta$  ( $E > E_{\min}$ ) for different velocity distribution (the shifted velocity distribution follows Eq. (5) with the average energy 10 eV, the same as the Maxwell distribution, and uniform distribution is with the energy between 5 eV and 15 eV).

区选择性加热过程几乎无影响, 但初始横向能量提高, 导致加热区出口共振离子与非共振离子能量差异变弱, 影响后续收集区的精贫料沉积过程。

不同轴向能量分布计算结果如图 8 所示. 平均能量相同的情况下, 束流中低能粒子占比越多, Doppler 偏移效应越弱, 离子在共振区停留平均时间越长, 导致能量均值分布峰值越接近共振频率, 整体加热效果越好, 但低能粒子占比过高, 可能导致离子间碰撞加剧, 影响加热选择性. 同时, 束流轴向能量分布展宽越小, 由 Doppler 偏移效应引起的展宽项越小, 加热过程整体选择性越好。

#### 4 总结与展望

本文对 ICR 同位素分离方法分离装置基本结构进行了系统性说明, 基于单粒子模型方法初步讨论了共振加热区参数和等离子体初始参数对分离效应的影响, 主要结论如下:

1) 共振区参数中, 束流整体加热效果与共振区尺寸、外加电场强度、波长等参数正相关, 与磁感应强度几乎无关; 加热过程选择性与磁感应强度、外加电场波长正相关, 与共振区尺寸、外加电场强度负相关。

2) 等离子体初始能量中, 束流整体加热效果与等离子体轴向能量负相关, 与束流中低能离子占比正相关, 与横向能量几乎无关; 加热过程选择性与等离子体轴向能量、轴向能量分布展宽负相关, 与横向能量几乎无关。

上述模拟工作基于等离子体密度较低的情况

开展, 基本适用于小型 ICR 实验装置的参数设计. 后续将继续完善理论模型, 深入研究等离子体密度过高引起的库仑碰撞和感生电磁场等问题对分离过程的干扰, 并对射频天线、等离子体源等核心组件设计开展研究工作。

#### 参考文献

- [1] Du D 2015 *Ph. D. Dissertation* (Hengyang: University of South China) (in Chinese) [杜丹 2015 博士学位论文 (衡阳: 南华大学)]
- [2] Li J G, Wang B N 2011 *Nucl. Fusion*. **51** 09007
- [3] Bering E A, Chang-Diaz F R, Squire J P, et al. 2008 *Adv. Space Res.* **42** 192
- [4] Yang J, Mou H, Gen H, Wu X M 2023 *J. Propul. Technol.* **44** 2208095 (in Chinese) [杨涓, 牟浩, 耿海, 吴先明 2023 推进技术 **44** 2208095]
- [5] Schmitt J P M 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 982
- [6] Dolgolenko D A, Muromkin Y A 2009 *Phys. -Usp.* **52** 345
- [7] Tracy J G, Aaron W S 1993 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*. **334** 45
- [8] Stevenson N R, Bigelow T S, Tarallo F J 2003 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **257** 153
- [9] Louvet P, Compant A, Larousse B, Patris M 1994 *Proceeding of 4th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases Beijing, China, August 21–25, 1994* p83
- [10] Dolgolenko D A, Muromkin Y A, Pashkovsky V G 2019 *Instrum. Exp. Tech.* **62** 798
- [11] Muromkin Y A 2013 *J. Energy Power Eng.* **7** 306
- [12] Takao I, Ohmi K, Akira T Ken-ichi T, Tatsuya S, Noriyosu H, Naoto H, Tokushi S 2017 *J. Part. Accel. Soc. Jan.* **14** 15
- [13] Egle B, Asgari M, Bigelow T, et al. <https://www.osti.gov/servlets/purl/1647749> [2020-6-30]
- [14] Timofeev A V 2007 *Plasma Phys. Rep.* **33** 890
- [15] Gueroult R, Rax J M, Fisch N J 2018 *J. Cleaner Prod.* **182** 1060
- [16] Potanin E P, Ustinov A V 2013 *Plasma Phys. Rep.* **39** 510
- [17] Potanin E P 2022 *Instrum. Exp. Tech.* **65** 766
- [18] Li D, Chen Y H, Ma J X, Yang W H 2006 *Plasma Physics* (Beijing: Higher Education Press) pp14–19 (in Chinese) [李定,

- 陈银华, 马锦秀 杨维纭 2006 等离子体物理学 (北京: 高等教育出版社) 第 14—19 页]
- [19] Berger J M, Newcomb W A, Dawson J M, Frieman E A, Kulsurd R M, Lenard A 1958 *Phys. Fluids* **1** 301
- [20] Potanin E P 2005 *Tech. Phys.* **50** 698
- [21] Ohmi K, Inagaki T, Kichimi H, Takagi A, Tanaka K, Suzuki T, Shibata T, Fujii Y 2013 *Jan. J. Appl. Phys.* **52** 126401
- [22] Potanin E P 2006 *Tech. Phys.* **51** 1586
- [23] Baranov V U (translated by Wang L J) 2004 *Isotopes Property, Preparation and Application* (Beijing: Tsinghua University Press) p215 (in Chinese) [巴朗诺夫 V U 著 (王立军译) 2004 同位素性质、制取与应用 (北京: 清华大学出版社) 第 215 页]

## Exploration of influencing factors on ion cyclotron resonance isotope separation process\*

GUO Kai<sup>1)†</sup> YANG Jiaqi<sup>1)2)</sup>

1) (Research Institute of Physical and Chemical Engineering of Nuclear Industry, Tianjin 300180, China)

2) (National Key Laboratory of Particle Transport and Separation Technology, Tianjin 300180, China)

( Received 23 December 2024; revised manuscript received 2 March 2025 )

### Abstract

The ion cyclotron resonance (ICR) isotope separation method is an advanced electromagnetic separation method. The key process of this method is the transport of ions in an axial magnetic field. By injecting microwaves at the target ion cyclotron frequency, only the target ions can be heated so that the energy values of target ions can be distinguished. Due to its high separation coefficient, multiple types of isotopes that can be separated, and high flux, some countries have already built ICR isotope separation devices and conducted various isotope separation experiments since 1980. The main elements of an ICR separation device include three parts: a plasma source, a selective ion heating system, and an ion collector. The electron cyclotron resonance (ECR) ion source is the most popular plasma source, which generates the ions to be separated. The selective ion heating system is the key part of the separation device, mainly composed of a superconducting magnetic coil and a radio frequency (RF) antenna, which are used to provide a stable magnetic field and microwaves at a specific frequency to heat the target isotope ions, respectively. The ion collector is used to collect the separated ions. To clarify the key process of the ICR separation method, the transport process of ions in the electromagnetic field inside the selective ion heating system is simulated, and the influences on the selective heating effects of core parameters, such as parameters of initial plasma beam and electromagnetic field inside the selective ion heating system, are discussed in detail. The numerical simulation model used in this study is the single particle model, in which the interaction between ions and the induced electromagnetic field of the plasma beam is ignored. The simulation results show that the intensity of the alternating electric field in the selective ion heating system, the wavelength of the RF antenna, the size of the ion selective heating system, the initial axial energy of the plasma and its distribution all have a significant influence on the overall heating effect of the plasma beam. The magnetic induction intensity in the ion selective heating system, the wavelength of the RF antenna, and the initial axial energy distribution of the plasma have a direct influence on the selectivity of the heating process. Considering the limitations of the single particle model, a more accurate model will be used for further simulation. The design of the RF antenna and ECR ion source will also be considered in the further research.

**Keywords:** ion cyclotron resonance, isotope separation, selective heating, plasma flow

**PACS:** 28.60.+s, 52.50.Qt, 28.41.Ak

**DOI:** 10.7498/aps.74.20241755

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241755

\* Project supported by the the National Key Laboratory of Particle Transport and Enrichment Technology, China (Grant No. GZ-WZJC-2023-02).

† Corresponding author. E-mail: [guok17@126.com](mailto:guok17@126.com)

## 离子回旋共振同位素分离过程影响因素探究

郭凯 杨佳琦

### Exploration of influencing factors on ion cyclotron resonance isotope separation process

GUO Kai YANG Jiaqi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 092801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241755

CSTR: 32037.14.aps.74.20241755

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241755>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

SF<sub>6</sub>分子的10.6 μm高分辨射流冷却激光吸收光谱

High-resolution jet-cooled laser absorption spectra of SF<sub>6</sub> at 10.6 μm

物理学报. 2023, 72(6): 063301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222285>

EAST上中性束注入和离子回旋共振加热下快离子分布函数层析反演

Tomography of fast ion distribution function under neutral beam injection and ion cyclotron resonance heating on EAST

物理学报. 2023, 72(21): 215203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230846>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

BCl<sub>3</sub>同位素分离中二聚体的浓度

Concentration of dimers for BCl<sub>3</sub> and rare gas atoms in BCl<sub>3</sub> isotope separation

物理学报. 2022, 71(24): 243401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221517>

应用于电推进的碘工质电子回旋共振等离子体源

Iodine electron cyclotron resonance plasma source for electric propulsion

物理学报. 2023, 72(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230785>

磁场对电子回旋共振中和器等离子体与电子引出影响的数值模拟

Numerical simulation of magnetic field influence on plasma and electron extraction of electron cyclotron resonance neutralizer

物理学报. 2024, 73(16): 165203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240612>