

射频交变磁场对离子回旋共振分离锂同位素的影响研究*

杜丹^{1)†} 郑成²⁾ 杨佳琦³⁾ 郭凯⁴⁾ 朱光辉⁵⁾ 张新军⁵⁾ 高小慧⁶⁾

盛亮⁶⁾ 刘又林⁶⁾ 罗世杰²⁾

1) (南华大学数理学院, 湖南 421001)

2) (南华大学电气工程学院, 湖南 421001)

3) (粒子输运与富集技术全国重点实验室, 天津 300180)

4) (核工业理化工程研究院, 天津 300180)

5) (合肥综合性国家科学中心能源研究院 (安徽省能源实验室), 安徽 230031)

6) (南华大学核科学技术学院, 湖南 421001)

摘要

基于 SIRENA 装置实验参数, 在 HybridCircuit/3DLHDAP 仿真软件中构建了四臂螺旋天线离子回旋共振 (ion cyclotron resonance, ICR) 法分离锂同位素的三维物理模型。在单粒子近似条件下, 采用有限元法结合含碰撞效应的冷等离子体介电张量分析了射频天线交变磁场对收集板处锂离子横向能量和分离间距的影响。模拟结果表明: 1) 射频交变磁场作用下, 收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量及其与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离间距峰值均向低频偏移。2) 射频交变磁场使磁场梯度漂移效应不可忽略, 导致收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量及其与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离间距均随馈入电压和初始横向速度呈非线性变化。同时, 馈入电压与初始横向速度均存在最优阈值 (分别为 6 kV 和 30 km/s), 可使二者达到峰值。3) 考虑射频交变磁场效应后, 初始轴向速度的最优阈值高于未考虑该效应时的取值。4) 在射频频率为 774 kHz、馈入电压为 6 kV、离子横向速度为 30 km/s、轴向速度为 40-60 km/s 的条件下, 射频交变磁场有利于提高收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量及其与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离间距。相关研究结果为 ICR 法分离同位素实验提供了理论指导。

关键词: 离子回旋共振, 四臂螺旋天线, 同位素分离, 磁场梯度漂移

PACS: 52.50.Qt, 52.20.Dq, 28.60.+s, 84.40.Ba

基金: 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03070003, 2022YFE03070001)、国家自然科学基金 (批准号: 11205086)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2020JJ4515, 2025JJ50006)、粒子输运与富集技术国家重点实验室基础研究基金 (批准号: WZKF-2025-04)、湖南省教育厅重点项目 (批准号: 20A432) 和横向课题 (批准号: 20250049, 20260044, 20260043) 资助的课题。

† 通信作者. E-mail: dudan@usc.edu.cn

1 引言

稳定同位素在放射医学、核工业与基础物理研究等领域中应用广泛。随着其需求量的持续增长,开发高效的同位素分离技术显得愈发重要。目前,多种分离方法并存,各具特点^[1,2]:气体离心法效率高、灵活性好,能够以较低成本大批量分离稳定同位素,但其应用受限于待分离物质必须为稳定气态化合物。原子蒸气激光同位素分离法可分离的同位素种类较多,但对激光系统的性能有特殊且苛刻的要求。电磁法适用性广泛,理论上可分离大多数元素,但其瓶颈在于:离子在运动过程中因同种电荷间的库仑排斥作用,导致传输至收集装置的离子流密度偏低,这不仅限制了同位素富集产物的产量,也显著提高了成本^[2]。为突破这一瓶颈,研究者提出了离子回旋共振法。该方法利用不同质量同位素离子在同一磁场中回旋频率的差异,通过施加垂直于磁场的特定频率交变电场,对目标离子进行选择加热,使其具有比其他离子更大的回旋半径,从而实现空间分离^[3,4]。ICR法的关键优势在于,其工作机理有效规避了传统电磁法中因空间电荷效应造成的库仑排斥限制。因此,相较于传统电磁分离技术,ICR法能耗更低、产量更高,尤其适用于对丰度要求不高的同位素产品生产,或作为多级分离中的初级富集步骤^[2,5]。此外,它在乏燃料后处理、稀土元素回收、可变比冲磁等离子体发动机、可控核聚变等特殊领域也展现出良好的应用潜力^[5-10]。

ICR同位素分离装置主要由以下几个关键部分构成:等离子体源,用于产生具有特定横向与纵向速度分布的离子通量;射频天线,可在离子回旋共振加热区域产生所需交变电磁场;超导线圈,用于提供背景磁场;以及收集系统,用于接收分离后的同位素^[5]。实验方面,ICR法分离同位素的可行性最早由Dawson等人在1976年验证。他们首次利用该方法成功分离了K、Ne、Cl等同位素,其中⁴¹K与³⁹K的丰度比达到4,远高于天然丰度比0.07^[11]。此后,美国、法国、俄罗

斯等国相继建成 ICR 分离装置，并陆续应用于锂、钙、锌、钡、钆、镍等多种元素的同位素分离，获得了一定的分离效果。在美国的 PPM 装置中，ICR 法对镍同位素的富集效果显著： ^{58}Ni 浓度从 68% 提升至 97%， ^{62}Ni 浓度则从 3.66% 大幅提高至 40%^[12,13]。法国 ERIC 装置的实验研究了不同磁场条件下，钙和锌同位素离子在回旋共振加热前后离子温度与天线电流 I_a 的关系。结果发现，当天线电流低于某一阈值时，共振离子与非共振离子的温度增量平方根 $\sqrt{\Delta T_i}$ 均与 I_a 成正比；一旦电流超过该阈值，共振离子的加热呈现饱和效应，非共振离子的 $\sqrt{\Delta T_i}$ 仍与 I_a 保持线性关系，该现象可能与离子拉莫尔半径增大导致的空间电荷效应有关^[10]。SIRENA 装置是俄罗斯库尔恰托夫原子能研究院于 20 世纪 80 年代末建造。采用四臂螺旋天线（长 65 cm，直径 20 cm）离子回旋加热分离同位素，磁场强度 0.3T 左右（不均匀度小于 1%）。成功实现了多项原创性实验成果，揭示了 ICR 法分离同位素的效果与磁场强度存在显著关联，在锂元素实验中，虽然富集到了纯度为 80%-90% 的 ^6Li ，但 ^6Li 同位素萃取系数小于 0.1，弱磁场是限制萃取系数进一步提高的主要因素^[15]。此外，根据 Babichev 等人的实验结果，在收集器板未加正电位的情况下，锂沉积在垂直于外磁场方向上的分布表现出显著的不对称性，这种不对称性主要受磁场方向影响，而与射频场的旋转无关^[16]。

理论研究方面，Lausanne 等人初步计算指出，碰撞效应对有质动力的影响可能不利于同位素分离。然而，Fiedler-Ferrari 等人采用全波方法，自洽求解包含碰撞项的波动方程与矩方程，其模拟结果表明，即使在相对较高的碰撞频率下，仍可实现高效的同位素分离^[17]。此外，Karchevskii 与 Potanin 在均匀磁场条件下求解粒子运动方程，分析了离子回旋共振加热锂同位素的离子横向速度分布与加热效率的关系。研究发现，当锂离子被加热至高能态时，其横向速度分布呈现出显著的非平衡双峰结构；相比之下，轴向初速度分布对目标同位素的加热效率影响

较小^[18]。Compant 和 Pashkovsky^[19]在忽略等离子体-外磁场耦合效应的前提下，基于对半波及四臂螺旋天线的场分布计算，通过 Runge-Kutta 法求解粒子运动方程，模拟得到了钙同位素平均横向能量随天线频率的变化关系，其理论趋势与实验测量结果一致。2025 年，郭凯与杨佳琦基于单粒子模型，对低密度条件下 ICR 法分离锂同位素的过程进行了数值模拟研究。研究表明，共振区的磁感应强度、射频天线的波长以及等离子体的初始轴向能量分布，是影响分离选择性（即分离目标同位素的能力）的关键参数，调控这些参数能显著影响整体加热效果^[5]。

综合来看，磁场分布是影响 ICR 法同位素分离效果的关键参数。为保证分离有效性，共振加热区的磁场非均匀度需严格控制，一般要求磁感应强度的相对波动 $\Delta B/B$ 小于目标同位素的质量分辨率 $\Delta M/M$ ^[1,13]。目前的理论研究大多基于均匀背景磁场的假设，重点分析碰撞频率、离子速度分布、天线频率与波长等因素对分离特性的影响，并在求解离子运动方程时将电场视为理想圆极化波。然而在真实实验条件下，等离子体集体效应及射频天线实际结构会导致离子所受电场偏离理想圆极化状态。此外，当背景磁场较弱时，射频天线自身产生的交变磁场对离子运动的影响可能变得不可忽略。因此，为更准确地描述实际物理过程，需在仿真中同时考虑射频交变磁场对背景磁场的扰动，并直接采用天线在等离子体中激发的实际电磁场来求解离子运动方程。

HybridCircuit/3DLHDAP 仿真软件可用于研究射频天线结构、三维非均匀磁场及等离子体参数对离子回旋加热效果的影响，其核心架构包括两个功能模块：3DLHDAP 模块基于冷等离子体碰撞模型与有限元法，模拟三维射频天线发射的离子回旋波在等离子体中的耦合、传播及能量吸收全过程；HybridCircuit 模块依据射频电路等效模型与传输线理论，仿真离子回旋加热工况下天线系统的阻抗匹配动态过程^[20,21]。基于仿星器 LHD 装置实验参数构建的模型，成功复现了离子

回旋加热过程中天线系统 S 参数随磁场强度与等离子体密度的演化规律，模拟结果与实验测量趋势一致，验证了该软件的可靠性与适用性^[21]。

本文基于 SIRENA 装置的实验参数，在 HybridCircuit/3DLHDAP 仿真软件中构建了四臂螺旋天线与锂等离子体相互作用的三维物理模型。在此基础上，将背景磁场、射频天线的交变电磁场耦合至 COMSOL 带电粒子追踪模块，通过联立求解安培定律、麦克斯韦方程组与粒子运动方程，采用有限元法系统探究了射频天线交变磁场对锂同位素分离效果的影响机制。本研究可为 ICR 同位素分离装置的优化设计提供一定理论依据。

2 物理模型与方程

2.1 物理模型

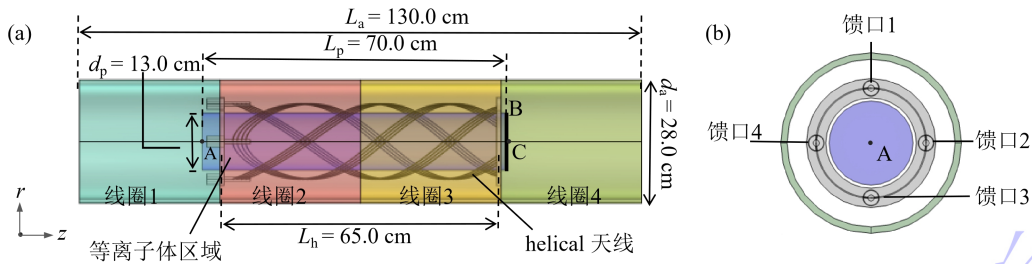


图1 ICR实验装置 (a) 三维示意图；(b) 二维径向截面示意图

Fig.1. Schematic diagram of the ICR experimental device: (a) three-dimensional (3D) schematic view; (b) two-dimensional (2D) schematic view of the radial cross-section.

共振加热区四臂螺旋天线选择性加热锂同位素的三维模型及二维截面示意图如图1所示， z 轴和 r 轴分别表示装置的轴向和径向，四个多匝均匀线圈产生背景磁场，控制通电线圈电流 I_A 可控制磁场分布。螺旋天线的四个同轴端口采用等幅馈电，电压幅值均为 V_0 ，相位依次相差 $\pi/2$ ，天线频率 $f = 774$ kHz，圆频率 ω ，波矢 k 。柱状装置直径 $d_a = 28.0$ cm，总长度 $L_a = 130.0$ cm。等离子体长度 $L_p = 70.0$ cm，其直径 $d_p = 13.0$ cm。共振加热区长度 $L_h = 65.0$ cm，密度均匀分布，大小为 $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。锂同位素从装置A处发射，并在收集板B上沉积（C为收集板的几何中心）。线圈、天线的材料设置为铜。

在背景磁场中，采用四臂螺旋天线对锂同位素进行ICR选择性加热时，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，采用单粒子模型描述 ${}^6\text{Li}^+$ 、 ${}^7\text{Li}^+$ 在电磁场中的运动。四臂螺旋天线ICR选择性加热锂同位素的COMSOL仿真软件包含了磁场模块、电磁波频域模块和带电粒子追踪模块的单向耦合，涉及的具体物理方程如下。

1) 磁场模块

为产生ICR选择性加热所需的背景磁场，线圈采用多匝结构（匝数 $N=800$ ）并施加 I_A 的激励电流。在仿真中，基于COMSOL的均匀多匝线圈特征，将总匝数均匀分布在线圈横截面上，通过求解静磁学安培定律获得背景磁场 $\mathbf{B}_0$ 分布。对应的物理方程为：

$$\nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_{\text{coil}} \quad (1)$$

其中， $\mathbf{A}$ 为磁矢势， μ_0 为真空磁导率， $\mathbf{J}_{\text{coil}}$ 为线圈域内的等效均匀电流密度。

2) 电磁波、频域模块

在磁化等离子体中，电磁场满足的波动方程可由麦克斯韦方程组导出：

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_{\text{rf}}) - \nabla^2 \mathbf{E}_{\text{rf}} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \bar{\epsilon}_r \cdot \mathbf{E}_{\text{rf}} = i\omega \mu_0 \mathbf{J}_a \quad (2)$$

其中， $\mathbf{E}_{\text{rf}}$ 为四臂螺旋天线在等离子体区域产生的交变电场， ω 天线圆频率， $\mathbf{J}_a$ 螺旋天线电流密度， ϵ_0 真空介电常数，介电张量 $\bar{\epsilon}_r$ 为^[22]：

$$\bar{\epsilon}_r = \begin{bmatrix} \frac{B_{0z}^2}{B_0^2} \epsilon_1 + \frac{B_{0r}^2}{B_0^2} \epsilon_3 & -i \frac{B_{0z}}{B_0} \epsilon_2 & \frac{B_{0z} B_{0r}}{B_0^2} (\epsilon_3 - \epsilon_1) \\ i \frac{B_{0z}}{B_0} \epsilon_2 & \epsilon_1 & -i \frac{B_{0r}}{B_0} \epsilon_2 \\ \frac{B_{0z} B_{0r}}{B_0^2} (\epsilon_3 - \epsilon_1) & i \frac{B_{0r}}{B_0} \epsilon_2 & \frac{B_{0z}^2}{B_0^2} \epsilon_3 + \frac{B_{0r}^2}{B_0^2} \epsilon_1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

方程（3）中 ϵ_1 、 ϵ_2 、 ϵ_3 分别对应引入了电子有效碰撞频率的Stix冷等离子体介电张量分量 S 、 D 、 P ^[23]，其中有效碰撞频率设置为 $\nu = 0.1\omega$ 。 B_{0z} 和 B_{0r} 分别是背景磁场在装置轴向和径向的分量。将方程（2）中的介电张量 $\bar{\epsilon}_r$ 替换为 ϵ_0 ，即可得到真空中的波动方程。采用阻抗边界条件，并利用有限元法分别求解真空和等离子体区域的波动方程，从而获得各区域的射频电场 $\mathbf{E}_{\text{rf}}$ 和磁场 $\mathbf{B}_{\text{rf}}$ 分布。

3) 带电粒子追踪模块

将磁场模块计算的背景磁场 $\mathbf{B}_0$ 以及电磁波、频域模块计算的交变电磁场 $\mathbf{E}_{rf}$ 和 $\mathbf{B}_{rf}$ 耦合到带电粒子追踪模块,采用单粒子模型,该模型忽略了离子间相互作用和离子体输运过程感生的内生电磁场^[24,25],其适用前提为离子平均碰撞时间大于其在共振加热区的停留时间,需满足如下条件:

$$\tau_{ii} = 2 \times 10^6 \frac{T_i^{3/2} \sqrt{A}}{n_0} > \frac{L_h}{v_{||}} \quad (4)$$

式中,共振区长度 $L_h = 0.65$ m, 离子沿磁场方向速度 $v_{||} = 4 \times 10^4$ m/s, 原子序数 $A = 6$, $n_0 = 5 \times 10^{12}$ cm⁻³,得离子平均能量 $T_i > 6.6$ eV。

锂离子的运动由牛顿第二定律描述。其运动方程可表示为:

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = Ze[\mathbf{E}_{rf} + \mathbf{v} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{rf})] \quad (5)$$

式中, Z 为锂离子的电荷数, e 为单位电荷。离子速度 $\mathbf{v}$ 可分解为平行于轴向的分量(轴向速度) $v_{||}$ 和垂直轴向的分量(横向速度) $v_{\perp}$,对应的动能分别为轴向能量 $E_{||}$ 和横向能量 $E_{\perp}$ 。横向能量是决定分离效率的关键因素:共振离子的横向能量越高,其拉莫尔半径越大,这将显著增强其在空间上与非共振离子的可分离性。如无特殊说明,本文后续模拟中锂离子的初始轴向速度 $v_{||0}$ 和横向速度 $v_{\perp 0}$ 分别设定为40 km/s, 30 km/s。

3 模拟结果与分析

3.1 背景磁场的空间分布模拟

为了分析射频天线产生的交变磁场对 ICR 分离锂同位素的影响,本文基于 SIRENA 装置参数研究锂离子在以下三种条件下的分离效果:

- Case 1 均匀磁场 $\mathbf{B}_{00}$ 的大小设定为 0.323 T;
- Case 2 仅施加四个多匝线圈产生的磁场 $\mathbf{B}_{01}$;
- Case 3 $\mathbf{B}_{01}$ 与馈入电压 V_0 的射频天线产生的交变磁场 $\mathbf{B}_{rf}$ 的叠加;

通过模拟上述三种背景磁场下锂同位素的加热与分离效果，可简要对比多匝线圈产生的非均匀磁场与理想恒定磁场的性能差异，并深入分析射频天线产生的交变磁场对分离效果的影响。

磁场的非均匀度 ΔB 定义为局部磁场 B 与理想均匀磁场 B_{00} 的绝对偏差，即 $\Delta B = B - B_{00}$ ；而相对非均匀度则定义为其偏差，即 $\Delta B/B_{00}$ 。在 Case 3 中，当 V_0 取 4 kV 和 6 kV 时，所产生的交变磁场分别记为 $\mathbf{B}_{rf1}$ 和 $\mathbf{B}_{rf2}$ 。

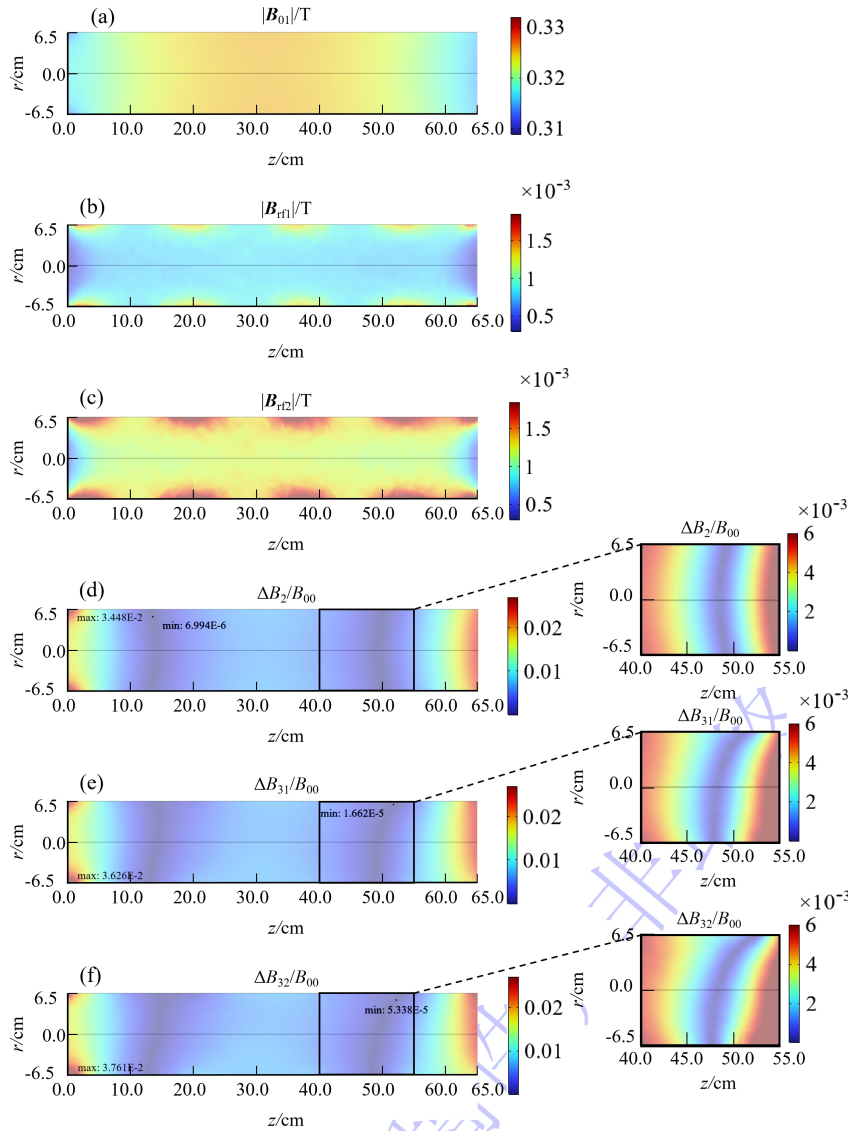


图 2 $t = 0$ s 时共振加热区中的磁场分布 (a) $|\mathbf{B}_{01}|$; (b) $|\mathbf{B}_{rf1}|$; (c) $|\mathbf{B}_{rf2}|$; (d) $\Delta B_2/B_{00}$; (e) $\Delta B_{31}/B_{00}$; (f) $\Delta B_{32}/B_{00}$

Fig.2. Magnetic field distribution in the resonant heating region at $t = 0$ s. (a) $|\mathbf{B}_{01}|$; (b) $|\mathbf{B}_{rf1}|$; (c) $|\mathbf{B}_{rf2}|$; (d) $\Delta B_2/B_{00}$; (e) $\Delta B_{31}/B_{00}$; (f) $\Delta B_{32}/B_{00}$.

图 2 模拟了 $t = 0$ s 时等离子体中的磁场分布，分别为 $|\mathbf{B}_{01}|$ 、 $|\mathbf{B}_{rf1}|$ 和 $|\mathbf{B}_{rf2}|$ 的磁场分布情况，以及局部 Case 2、Case 3 ($V_0 = 4$ kV)、Case 3 ($V_0 = 6$ kV) 相对非均匀度 $\Delta B_2/B_{00}$ 、 $\Delta B_{31}/B_{00}$ 、 $\Delta B_{32}/B_{00}$ 的分布。四个多匝线圈在共振加热区域内产生了均匀性良好的磁场，其磁感应强度约为 0.323 T（图 2（a））。射频天线所产生的交变磁场，其量级约为 10^{-3} T。该磁场在等离子体中心区域分布较为均匀，而在边缘区域的非均匀性则有所增强，且这种非均匀性随馈入电压的升高而加剧（图 2（b）和图 2（c））。因此射频天线产生的磁场与四个多匝线圈产生的磁场叠加后，共振加热区边界非均匀性增大。Case 2、Case 3 ($V_0 = 4$ kV)、Case 3 ($V_0 = 6$ kV) 最大相对非均匀度 $\Delta B/B$ 分别为 3.448E-2、3.626E-2、3.761E-2，均远小于锂同位素质量分辨率 1/6，满足 $\Delta B/B < \Delta M/M$ 的选择性分离条件，因此 Case 3 ($V_0 = 4$ kV 和 $V_0 = 6$ kV) 的磁场分布仍有可能实现 ${}^6\text{Li}^+$ 与 ${}^7\text{Li}^+$ 的有效分离。

3.2 背景磁场增量对收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 横向能量的影响

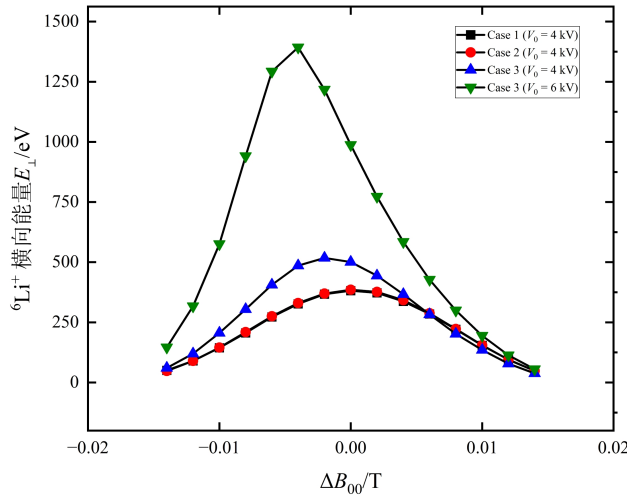


图3 背景磁场增量 ΔB_{00} 对 ${}^6\text{Li}^+$ 收集板处横向能量 $E_{\perp}$ 的影响

Fig.3. Effect of background magnetic field increment ΔB_{00} on the transverse energy $E_{\perp}$ at the ${}^6\text{Li}^+$ collector plate.

设 ΔB_{00} 为背景磁场在整个等离子体区域内的均匀增量，图 3 模拟了 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4$ kV)、Case 3 ($V_0 = 6$ kV) 四种背景磁场条件下，收集板处 ${}^6\text{Li}^+$

横向能量随 ΔB_{00} 的变化关系。Case 1 和 Case 2 随 ΔB_{00} 的变化趋势基本一致，在增量为 0 T 处($\Delta B_{00} = 0$)，横向能量达到峰值，且 ΔB_{00} 越大，横向能量衰减越快。在 Case 3 中，随着馈入电压 V_0 从 4 kV 增至 6 kV，横向能量峰值向低场方向的偏移量从 0.002 T 增大至 0.004 T。这表明，更高的馈入电压会产生更强的射频交变磁场，从而需要更大幅度的背景磁场下调来抵消其影响，以实现 ${}^6\text{Li}^+$ 的基频共振。

3.3 四臂螺旋天线频率对收集板处横向能量与分离间距的影响

为描述离子的空间分离效果，定义锂同位素分离间距 ΔR_{67} 为收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 和 ${}^7\text{Li}^+$ 偏离几何中心的径向距离差。 ΔR_{67} 越大，则共振离子 ${}^6\text{Li}^+$ 与非共振离子 ${}^7\text{Li}^+$ 在收集板处的可分离性越高；定义 $\xi = f - f_0$ 为失谐量，用以描述天线频率偏离 ${}^6\text{Li}^+$ 回旋频率 $f_0 = 824 \text{ kHz}$ （对应磁场为 0.323 T）的程度。

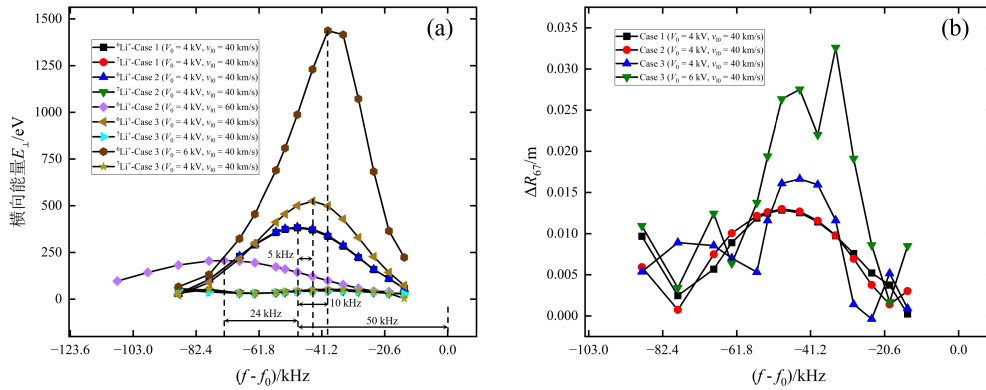


图4 四种背景磁场下 ${}^6\text{Li}^+$ 、 ${}^7\text{Li}^+$ 收集板处 (a) 横向能量 $E_{\perp}$ 和 (b) 锂同位素分离间距 ΔR_{67} 随射频频率的变化

Fig.4. (a) The transverse energy $E_{\perp}$ of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the collector plate, and (b) the separation distance ΔR_{67} between the two lithium isotopes, as a function of the radio frequency under four different background magnetic fields.

图 4 给出了 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4 \text{ kV}$)、Case 3 ($V_0 = 6 \text{ kV}$)四种背景磁场条件下，收集板处锂离子横向能量以及 ΔR_{67} 随频率的变化关系。从图中可知，Case 1 和 Case 2 的变化趋势基本一致。当 $\xi = 50 \text{ kHz}$ 时，共振离子 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量达到最大值，即加热效果最好；同时，间距 ΔR_{67} 也取得峰值，表明收集板处 ${}^6\text{Li}^+$

和 $^7\text{Li}^+$ 空间分离显著。在 Case 3 中，随着馈入电压 V_0 从 4 kV 增至 6 kV， $^6\text{Li}^+$ 横向能量和间距 ΔR_{67} 的峰值均向低频偏移，偏移量从 5 kHz 增大到 10 kHz；同时， $^6\text{Li}^+$ 共振峰值从 524 eV 增大至 1430 eV，且峰值展宽随电压升高而变窄，体现出更强的加热效果和选择性。

$^6\text{Li}^+$ 共振峰值向低频偏移的原因主要有两方面：一是射频交变磁场的平均效果，等效于将四个多匝线圈产生的背景磁场整体增加了一个微小量，Case 3 ($V_0 = 4$ kV) 时，磁场增量为 0.002 T（图 3），由此 Case 3 与 Case 2 之间产生了 5 kHz 的频移（图 4（a））。二是源于锂离子轴向速度引起的多普勒（Doppler）频移，其频移量近似等于轴向速度 $v_{\parallel}$ （ $v_{\parallel} \approx v_{\parallel 0}$ ）与波在等离子体中波长 λ 的比值。根据轴线（ $r = 0$ ）处径向电场 E_r 的分布，可得 $\lambda \approx 0.67$ m（图 5），轴向速度约为 40 km/s，由此计算得到频移约 59.7 kHz。值得指出的是，图 4 中 Case1 和 Case2 对应的实际频移为 50 kHz，与上述计算值存在差异，这主要是由于波在等离子体中不同位置的波长和轴向速度存在轻微变化所致。

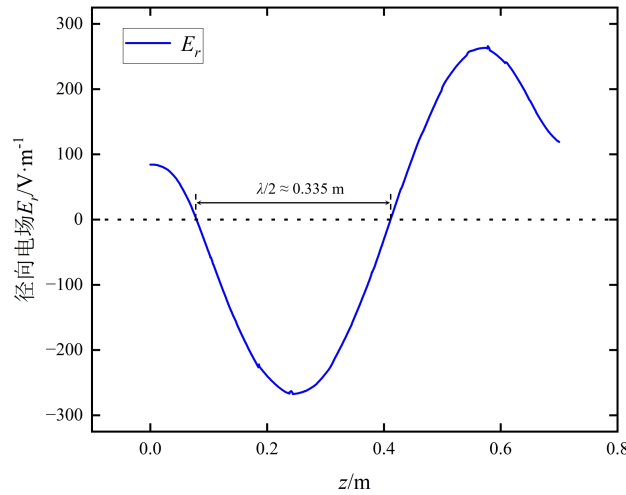


图5 $t = 0$ s， $V_0 = 4$ kV 时径向电场 E_r 在轴线（ $r = 0$ ）上的分布

Fig.5. Distribution of radial electric field E_r along the axis ($r = 0$) at $t = 0$ s and $V_0 = 4$ kV

3.4 馈入电压对收集板处横向能量与分离间距的影响

图 6 给出了 Case 1、Case 2、Case 3 三种条件下，收集板处锂离子横向能量以

及分离间距 ΔR_{67} 随馈入电压 V_0 的变化关系。模拟结果显示，当馈入电压从2 kV上升到9 kV时，不考虑射频交变磁场效应时（Case 1 和 Case 2）， ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量和分离间距均随馈入电压增大而增大；考虑射频交变磁场效应后， ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量和分离间距随馈入电压的正相关关系转变为非线性关系，二者均随电压增大呈先升后降趋势，在 $V_0 = 6$ kV时分别达到峰值988 eV和0.0263 m；馈入电压对非共振离子 ${}^7\text{Li}^+$ 横向能量的影响很小，三种条件下的模拟结果无明显差异。

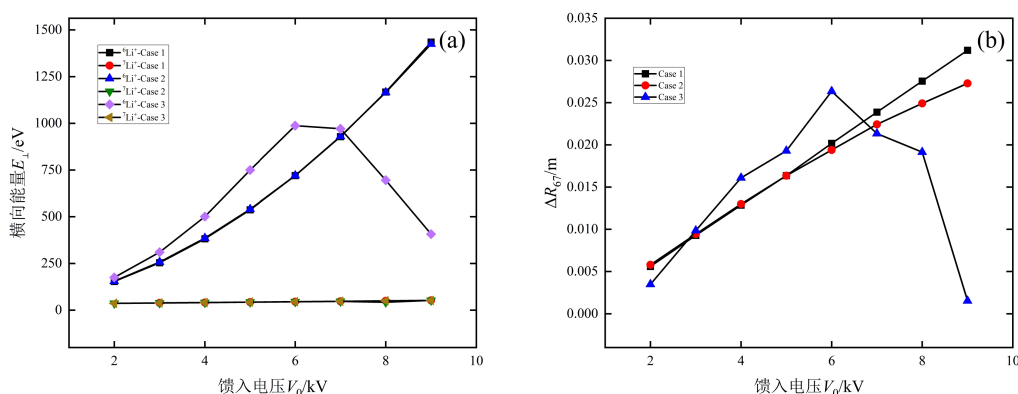


图6 Case 1、Case 2、Case 3三种条件下 ${}^6\text{Li}^+$ 、 ${}^7\text{Li}^+$ 收集板处 (a) 横向能量 $E_{\perp}$ 和 (b) 锂同位素分离间距 ΔR_{67} 随馈入电压 V_0 的变化

Fig.6. (a) The transverse energy $E_{\perp}$ of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the collector plate, and (b) the separation distance ΔR_{67} between the two lithium isotopes, as a function of the applied voltage V_0 under three conditions: Case 1, Case 2 and Case 3.

图 7 模拟了 Case 2 和 Case 3 条件下，当 $V_0 = 9$ kV 时 ${}^6\text{Li}^+$ 的速度及其所感受到的电场 E_y 随时间的演化；图 8 相同条件下 ${}^6\text{Li}^+$ 和 ${}^7\text{Li}^+$ 在空间的运动轨迹。在 Case 2 中， ${}^6\text{Li}^+$ 的速度 v_y 和电场 E_y 始终保持同相位，因此离子被持续加速（图 7 (a)）。随着馈入电压增大，天线在等离子体中激发的电场增强， ${}^6\text{Li}^+$ 的横向速度随之提高，进而使收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 横向能量和两离子的分离间距均单调递增。在相同条件下，考虑射频交变磁场效应后（Case 3），等离子体磁场不均匀性增强， ${}^6\text{Li}^+$ 的横向速度 $v_{\perp}$ 和拉莫尔半径 r_L 增大到一定程度时，磁场梯度 $\nabla \mathbf{B}$ 引起的漂移正比于 $v_{\perp} r_L (\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}) / B^2$ ，电压从2 kV增大到9 kV时，等离子体中 $r > 4$ cm区域的体

积平均磁场梯度从0.0496 T/m增大到0.0686 T/m，漂移效随之应显著增强。这不仅导致 ${}^6\text{Li}^+$ 的速度 v_y 和电场 E_y 失去同相位关系（图7（b）），基频共振条件被破坏，使得加热过程延迟、离子未能有效加速；同时也改变了 ${}^6\text{Li}^+$ 的速度 $\mathbf{v}$ 和运动轨迹（图8），致使两离子在收集板处的空间分离不显著。这表明馈入电压 V_0 影响锂同位素分离的双重竞争机制：一方面，增大 V_0 可提高天线注入能量以增强加热效果；另一方面， V_0 增大会加剧磁场梯度漂移效应，抑制 ${}^6\text{Li}^+$ 的加热效果及与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离性能。这两种机制相互竞争，使得 V_0 存在一个阈值（例如在Case 3中 $V_0 = 6$ kV）：低于阈值时，能量注入占主导，有利于分离；高于阈值时，磁场梯度漂移占主导，不利于分离。

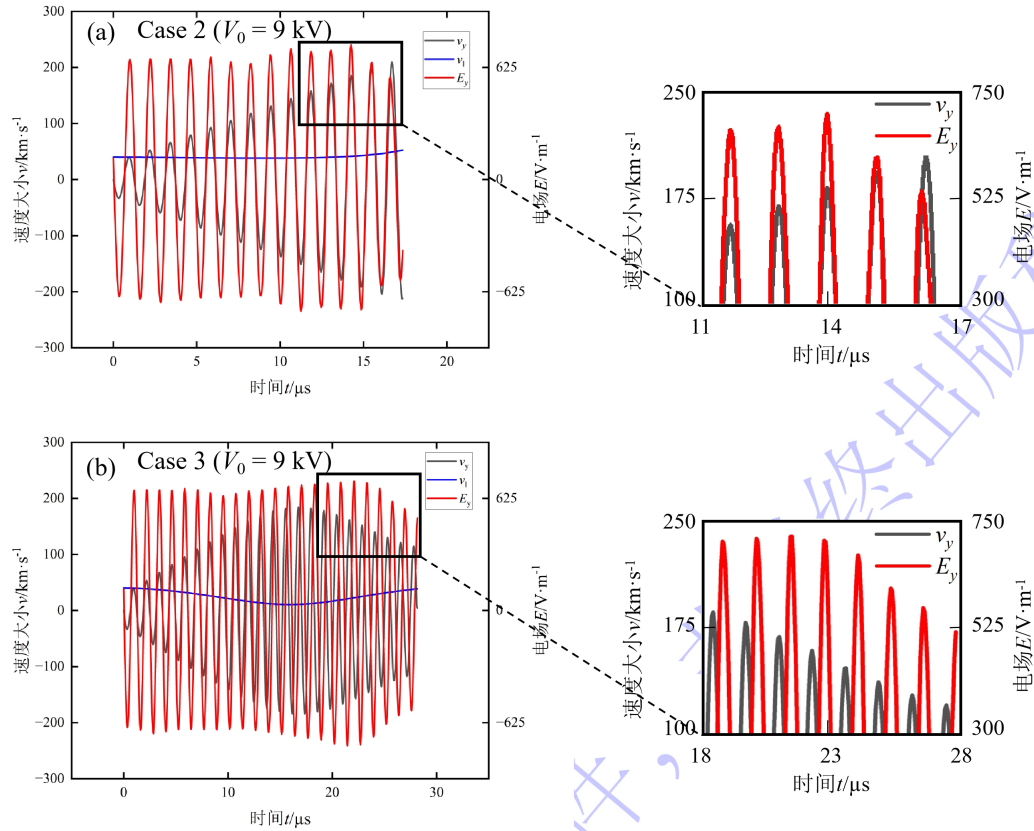


图7 当 $v_{l0} = 40$ km/s, $v_{\perp 0} = 30$ km/s, $f = 774$ kHz, $B = 0.323$ T时，共振加热区 ${}^6\text{Li}^+$ y方向速度 v_y 、轴向速度 v_l 及其感受的电场分量 E_y 的时间演化 (a) Case 2 ($V_0 = 9$ kV); (b) Case 3 ($V_0 = 9$ kV)

Fig.7. Temporal evolution of the y-direction velocity v_y , axial velocity v_l of ${}^6\text{Li}^+$ in the resonant heating region, and the experienced electric field component E_y , under the conditions of $v_{l0} = 40$ km/s, $v_{\perp 0} = 30$ km/s, $f = 774$ kHz, $B = 0.323$ T. (a) Case 2 ($V_0 = 9$ kV); (b) Case 3 ($V_0 = 9$ kV).

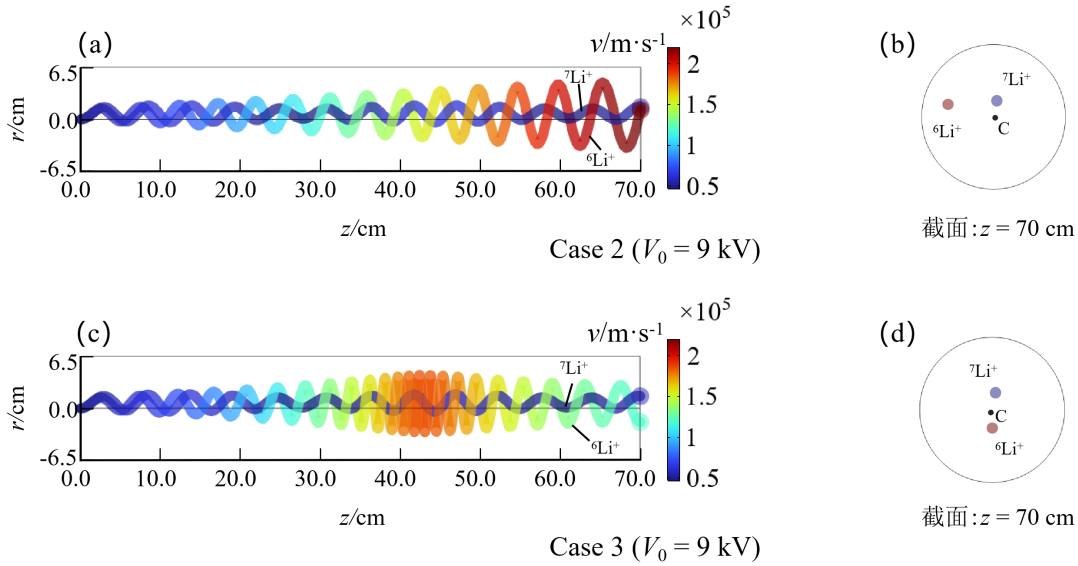


图8 当 $v_{l0} = 40 \text{ km/s}$, $v_{\perp 0} = 30 \text{ km/s}$, $f = 774 \text{ kHz}$, $B = 0.323 \text{ T}$ 时: Case 2 ($V_0 = 9 \text{ kV}$)条件下, (a) 等离子体区域 r - z 截面内 ${}^6\text{Li}^+$ 与 ${}^7\text{Li}^+$ 的运动轨迹和速度大小和 (b) $z = 70 \text{ cm}$ 截面处 ${}^6\text{Li}^+$ 与 ${}^7\text{Li}^+$ 的径向位置分布; Case 3 ($V_0 = 9 \text{ kV}$)条件下, (c) 等离子体区域 r - z 截面内 ${}^6\text{Li}^+$ 与 ${}^7\text{Li}^+$ 的运动轨迹和速度大小和 (d) $z = 70 \text{ cm}$ 截面处 ${}^6\text{Li}^+$ 与 ${}^7\text{Li}^+$ 的径向位置分布

Fig.8. Under the conditions of $v_{l0} = 40 \text{ km/s}$, $v_{\perp 0} = 30 \text{ km/s}$, $f = 774 \text{ kHz}$, $B = 0.323 \text{ T}$: for Case 2 ($V_0 = 9 \text{ kV}$): (a) the trajectories and velocity magnitudes of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ in the r - z cross-section of the plasma region; (b) the radial position distributions of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the $z = 70 \text{ cm}$ cross-section. for Case 3 ($V_0 = 9 \text{ kV}$): (c) the trajectories and velocity magnitudes of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ in the r - z cross-section of the plasma region; (d) the radial position distributions of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the $z = 70 \text{ cm}$ cross-section.

3.5 初始速度对收集板处横向能量与分离间距的影响

3.5.1 初始横向速度对收集板处横向能量与分离间距的影响

图9模拟了 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4 \text{ kV}$)、Case 3 ($V_0 = 6 \text{ kV}$)四种背景磁场条件下, 收集板处锂离子横向能量以及锂同位素分离间距 ΔR_{67} 随初始横向速度 $v_{\perp 0}$ 的变化关系。模拟结果显示, 当 $v_{\perp 0}$ 从 10 km/s 增加至 60 km/s , 在 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4 \text{ kV}$)三种背景磁场条件下, ${}^6\text{Li}^+$ 和 ${}^7\text{Li}^+$ 的横向能量均随 $v_{\perp 0}$ 增大而单调增加; 在 Case 3 ($V_0 = 6 \text{ kV}$)背景磁场下, ${}^7\text{Li}^+$ 的横向能量变化规律与前三情形一致, 而 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量则随 $v_{\perp 0}$ 呈现先增大后减小的趋势, 在 $v_{\perp 0} = 30 \text{ km/s}$ 处达到峰值, 加热效果最佳 (图9 (a)); 考虑射频交变磁场效应前后, 收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 和 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离间距随 $v_{\perp 0}$ 的变化趋势, 从微小单调递减转变为

振荡变化（图 9（b））。

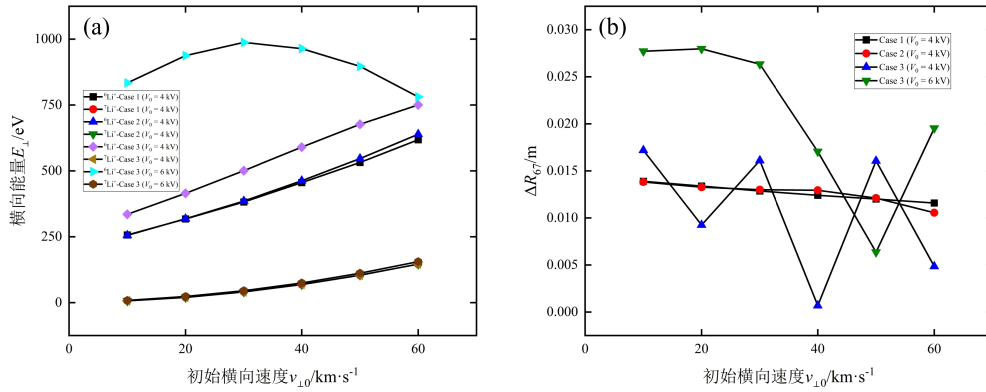


图9 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4 \text{ kV}$)、Case 3 ($V_0 = 6 \text{ kV}$)四种背景磁场条件下，收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 、 ${}^7\text{Li}^+$ 的 (a) 横向能量 $E_{\perp}$ 和 (b) 锂同位素分离间距 ΔR_{67} 随初始横向速度 $v_{\perp 0}$ 的变化

Fig.9. Variations of (a) the transverse energy $E_{\perp}$ and (b) the lithium isotope separation distance ΔR_{67} of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the collector plate, with the initial transverse velocity $v_{\perp 0}$, under four background magnetic field conditions: Case 1, Case 2, Case 3 ($V_0 = 4 \text{ kV}$), and Case 3 ($V_0 = 6 \text{ kV}$).

这是因为在不考虑射频交变磁场效应时， $v_{\perp 0}$ 增大会同时增大 ${}^6\text{Li}^+$ 和 ${}^7\text{Li}^+$ 在入射口处的拉莫尔半径 r_L ，但由于轴向运动引起的多普勒频移以及离子在共振区的停留时间几乎不受影响，因此 Case 1 与 Case 2 中两种离子到达收集板时的横向速度增量受 $v_{\perp 0}$ 的影响很小，最终 ${}^6\text{Li}^+$ 和 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离间距也基本不受其影响。而考虑射频交变磁场效应后，由于磁场梯度 $\nabla \mathbf{B}$ 引起的漂移正比于 $v_{\perp} r_L (\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}) / B^2$ ， $v_{\perp 0}$ 增大使 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量和拉莫尔半径增大到一定程度时，梯度漂移效应显著增强。一方面，该漂移会改变共振离子与射频交变电场的相位匹配条件，影响 ${}^6\text{Li}^+$ 能量吸收效率，进而间接导致其拉莫尔半径或横向能量的变化趋势发生反转（图 9（a））；另一方面，它会使 ${}^6\text{Li}^+$ 的空间轨迹呈现非线性变化。相比之下，非共振离子 ${}^7\text{Li}^+$ 的拉莫尔半径和横向能量较小，难以运动至边界区域，因此边界 $\nabla \mathbf{B}$ 对 ${}^7\text{Li}^+$ 的运行轨迹影响较小。上述因素共同导致在 Case 3 ($V_0 = 4 \text{ kV}$ 和 6 kV) 中，锂同位素的分离间距随 $v_{\perp 0}$ 呈振荡变化。

3.5.2 初始轴向速度对收集板处横向能量与分离间距的影响

图 10 给出了 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4$ kV)、Case 3 ($V_0 = 6$ kV)四种背景磁场条件下,收集板处锂离子横向能量以及锂同位素分离间距 ΔR_{67} 随初始横向速度 v_{10} 的变化关系。模拟结果显示,四种背景磁场条件下, ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量随着初始轴向速度的增加整体上先增大后减小,Case 1 和 Case 2 在 $v_{10} = 30$ km/s 时横向能量达到峰值,分别为 425 eV 和 413 eV; Case 3 ($V_0 = 4$ kV)和 Case 3 ($V_0 = 6$ kV)在 $v_{10} = 40$ km/s 时达到峰值,分别为 501 eV 和 988 eV;在一定馈入电压($V_0 = 6$ kV)和初始轴向速度(40 km/s-60 km/s)条件下,射频交变磁场有利于收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 横向能量和离子分离间距的提高。

在 ICR 分离同位素过程中,碰撞会通过多种方式显著降低分离的选择性与效率,包括:引起共振离子向非共振离子的能量转移,使离子因弹性或非弹性散射而发生偏振,以及引入阻尼与相位扰动导致共振峰展宽等。为了减少离子间碰撞对选择性加热过程的负面影响,轴向速度需要满足离子平均碰撞时间 τ_{ii} 大于离子在共振区停留时间,假设 T_i 设为 10 eV,带入(4)式有 $v_{\parallel} > 29.67$ km/s。当 $v_{\parallel 0} = 20$ km/s ($v_{\parallel 0} \approx v_{\parallel}$) 时, τ_{ii} 小于离子在共振区停留时间,碰撞效应引起的负面效应占主导,导致收集处 ${}^6\text{Li}^+$ 横向能量和分离间距均下降;而当 $v_{\parallel 0} > 40$ km/s 时,由于共振离子 ${}^6\text{Li}^+$ 在共振区停留时间缩短, ${}^6\text{Li}^+$ 横向能量提升不足,使两离子的空间分离减弱(图 8)。这表明共振离子在共振区的停留时间需适中:过长或过短均不利于分离。因此,初始轴向速度存在一个最优阈值(如 Case 3 中 $v_{10} = 40$ km/s),该取值既可有效降低碰撞效应的不利影响,又能确保共振离子获得足够的加热时间,从而在收集板处实现良好的加热效果与较大分离间距。在射频交变磁场的作用下,初始轴向速度的最优阈值从 $v_{10} = 30$ km/s 偏移至 $v_{10} = 40$ km/s,原因在于:考虑射频交变磁场效应后,磁场梯度漂移效应破坏了基频共振条件,

使加热过程延长，从而加剧了碰撞带来的负面效应。增大轴向速度可缩短加热过程，进而削弱该负面效应。

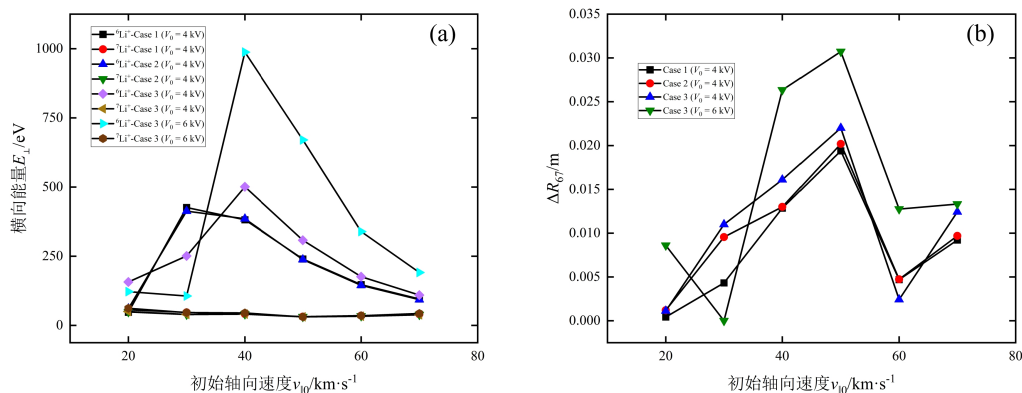


图10 Case 1、Case 2、Case 3 ($V_0 = 4$ kV)、Case 3 ($V_0 = 6$ kV)四种背景磁场条件下， ${}^6\text{Li}^+$ 、 ${}^7\text{Li}^+$ 收集板处 (a) 横向能量 $E_{\perp}$ 和 (b) 锂同位素分离间距 ΔR_{67} 随初始轴向速度的变化
Fig.10. Variations of (a) the transverse energy $E_{\perp}$ of ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the collector plate, and (b) the lithium isotope separation distance ΔR_{67} with the initial axial velocity under four background magnetic field conditions: Case 1, Case 2, Case 3 ($V_0 = 4$ kV), and Case 3 ($V_0 = 6$ kV).

4 结 论

基于 SIRENA 装置实验参数，在 HybridCircuit/3DLHDAP 仿真软件中耦合磁场模块、电磁波频域模块和带电粒子追踪模块，构建了四臂螺旋天线 ICR 法分离锂同位素的三维物理模型。在单粒子近似条件下，采用有限元法结合含碰撞效应的冷等离子体介电张量分析了射频天线交变磁场对收集板处锂离子横向能量和分离间距的影响。主要结论如下：

1) 在射频交变磁场作用下，收集板处共振离子 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量及其与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离间距峰值均向低频方向偏移。

2) 射频交变磁场会加剧背景磁场不均匀性。随着馈入电压和初始横向速度的增大，磁场梯度漂移效应逐渐显著且不可忽略，这在一定程度上抑制了共振离子 ${}^6\text{Li}^+$ 的加热效果及其与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离性能。因此，收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 的横向能量和分离间距与馈入电压、初始横向速度均不再呈线性依赖，而呈现非线性变化。馈入

电压和初始横向速度各自存在一个最优阈值（例如在 Case 3 中 $V_0 = 6 \text{ kV}$ ， $v_{\perp 0} = 30 \text{ km/s}$ ）：高于该阈值时，磁场梯度漂移显著，从而在一定程度上削弱 ${}^6\text{Li}^+$ 的加热效果及其与 ${}^7\text{Li}^+$ 的分离性能。

3) ICR 法分离同位素过程中，目标离子在共振区的停留时间需适中：过长会使碰撞引起的不利影响增强，过短则无法获得有效加热。因此，初始轴向速度存在一最优阈值。考虑射频交变磁场效应后，磁场梯度漂移会破坏基频共振条件，使共振离子 ${}^6\text{Li}^+$ 加热过程延长。为抵消由此加剧的碰撞不利影响，初始轴向速度最优阈值高于未考虑交变磁场时的取值。

4) 在特定条件下（如图 10 所示， $f = 774 \text{ kHz}$ 、 $V_0 = 6 \text{ kV}$ 、 $v_{\perp 0} = 30 \text{ km/s}$ 、 $v_{\parallel 0} \in (40 \text{ km/s}, 60 \text{ km/s})$ ），射频交变磁场有利于收集板处 ${}^6\text{Li}^+$ 横向能量和离子分离间距的提高。

由此可见，射频交变磁场对锂同位素的分离既有正面效应也有负面效应。为抑制其负面效应，将射频天线馈入电压和离子初始速度调控至优化范围是关键。相关分析结果为 ICR 法分离同位素实验提供一定理论参考，未来将深入研究等离子体温度、天线结构等对分离过程的影响。

致谢：感谢中国科技院等离子体研究所张新军对本文给予的帮助。

参考文献

- [1] Luo L Y, Zhang M L, Wang Y T, Li H P, Jiang D J, Zhou M S 2025 *Nucl. Tech.* 48 010002 (in Chinese) [罗岚月, 张梦龙, 汪耀庭, 李和平, 姜东君, 周明胜 2025 核技术 48 010002]
- [2] Potanin E P 2022 *Instrum. Exp. Tech.* 65 766
- [3] Ohmi K, Inagaki T, Kichimi H, Takagi A, Tanaka K, Suzuki T, Shibata T, Fujii Y 2013 *Jpn. J. Appl. Phys.* 52 126401
- [4] Omnes P, Louvet P 2001 *J. Comput. Phys.* 172 326
- [5] Guo K, Yang J Q 2025 *Acta Phys. Sin.* 74 092801 (in Chinese) [郭凯, 杨佳琦 2025 物理学报 74 092801]
- [6] Timofeev A V 2014 *Phys.-Usp.* 57 990
- [7] Zhang Q Z, Liu Z X, Ma F F, Zhang L Y, Matyakubov N 2025 *Chin. Phys. B* 34 035201
- [8] Yang Z Y, Zhang Y Z, Fan W, Yang G J, Han X W, Tan C 2025 *Acta Phys. Sin.* 74 230201 (in Chinese) [杨振宇, 张元哲, 范威, 杨广杰, 韩先伟, 谭畅 2025 物理学报 74 230201]
- [9] Du D, Gong X Y, Yin L, Xiang D, Li J C 2015 *Plasma Sci. Technol.* 17 1078
- [10] Du D, Gong X Y, Liu W Y, Li W J, Yin L, Chen Y 2011 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* 31 53 (in Chinese) [杜丹, 龚学余, 刘文艳, 李伟军, 尹岚, 陈铀 2011 核聚变与等离子体物理 31 53]
- [11] Dawson J M, Kim H C, Arnush D, Fried B D, Gould R W, Heflinger L O, Kennel C F, Romesser T E, Stenzel R L, Wong A Y, Wuerker R F 1976 *Phys. Rev. Lett.* 37 1547

- [12]Muromkin Y A 2013 *J. Energy Power Eng.* 7 306
- [13]Dolgolenko D A, Muromkin Y A 2009 *Phys.-Usp.* 52 34
- [14]Compant La Fontaine A, Louvet P, Le Gourrierec P, Pailloux A 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31 847
- [15]Dolgolenko D A, Muromkin Y A, Pashkovsky V G 2019 *Instrum. Exp. Tech.* 62 798
- [16]Babichev A P 2014 *Plasma Phys. Rep.* 40 760
- [17]Fiedler-Ferrari N, Galvão R M O 1986 *Plasma Phys. Control. Fusion* 28 515
- [18]Karchevskii A I, Potanin E P 2004 *Plasma Phys. Rep.* 30 1006
- [19]Compant La Fontaine A, Pashkovsky V G 1995 *Phys. Plasmas* 2 4641
- [20]Huang Z W, Du D, Saito K, Lu L F, Deng Q, Xiang D, Yu C, Zhang D Z, Zhou H, Gao X H, Sheng L, Zheng C 2025 *Fusion Eng. Des.* 218 115191
- [21]Du D, Saito K, Kwak J G, Seki T, Kasahara H, Seki R, Nomura G, Yang Q X, Zhou H, Hu S X, Huang Z W, Gong X Y, Gao Z K, Xiang D, Kanda M 2023 *Nucl. Fusion* 63 126027
- [22]Wu M Y, Xu A D, Xiao C J 2024 *Comput. Phys. Commun.* 301 109207
- [23]Mouzouris Y, Scharer J E 1998 *Phys. Plasmas* 5 4253
- [24]Dubinov A E, Kornilova I Y, Selemir V D 2001 *Phys. Part. Nucl.* 32 443
- [25]Liu L W 2022 *M.S. Thesis* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [刘良玮 2022 硕士学位论文 (北京:清华大学)]

Effect of Radio Frequency Alternating Magnetic Field on Lithium Isotope Separation by Ion Cyclotron Resonance*

Du Dan^{1)†} Zheng Cheng²⁾ Yang Jiaqi³⁾ Guo Kai⁴⁾ Zhu Guanghui⁵⁾ Zhang Xinjun⁵⁾

Gao Xiaohui⁶⁾ Sheng Liang⁶⁾ Liu Youlin⁶⁾ Luo Shijie²⁾

1) (Department of Mathematics and Physics, University of South China, Hunan 421001, China)

2) (Department of Electrical Engineering, University of South China, Hunan 421001, China)

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

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

5) (Institute of Energy, Hefei Comprehensive National Science Center (Anhui Energy Laboratory),
Anhui 230031, China)

6) (School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hunan 421001, China)

Abstract

Ion Cyclotron Resonance (ICR) is a method that uses cyclotron waves at the resonant frequency of target ions to heat the plasma. Owing to its low energy consumption, high separation factor, and ability to effectively circumvent Coulomb repulsion limitations caused by space charge effects in conventional electromagnetic methods, it has become a highly promising isotope separation technology. Magnetic field is a key parameter affecting the performance of isotope separation using the ICR method. Existing theoretical studies on ICR-based isotope separation generally assume a uniform background magnetic field and an ideal circularly polarized electric field (neglecting the RF magnetic field). However, under experimental conditions, plasma collective effects and the actual structure of the antenna can disrupt the ideal circular polarization state of the electric field, in which case the influence of the RF alternating magnetic field on ion motion may no longer be negligible.

Based on the parameters of the Russian SIRENA device, a three-dimensional physical model for lithium isotope separation by ion cyclotron resonance heating with a four-arm helical antenna was built in the HybridCircuit/3DLHDAP simulation software. Under the

single-particle approximation, the finite element method, together with a collision-inclusive cold plasma dielectric tensor, was used to analyze how the RF antenna's alternating magnetic field affects the transverse energy and separation distance of lithium ions at the collector plate.

The simulation results indicate: 1) Under the influence of the RF alternating magnetic field, which makes the magnetic field gradient drift effect no longer negligible, both the peak transverse energy of the resonant ion ${}^6\text{Li}^+$ and the peak separation distance between ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the collector plate shift toward lower frequencies. Furthermore, both parameters show nonlinear dependences on the feeding voltage and initial transverse velocity, with optimal thresholds of 6 kV and 30 km/s, respectively. 2) When the RF alternating magnetic field effect is taken into account, the optimal threshold of the initial axial velocity becomes higher than that without this effect. 3) Under the conditions of an RF frequency of 774 kHz, a feeding voltage of 6 kV, an ion transverse velocity of 30 km/s, and an axial velocity of 40–60 km/s, the RF alternating magnetic field is beneficial for enhancing the transverse energy of ${}^6\text{Li}^+$ and the separation distance between ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$ at the collector plate.

This study reveals the dual-action mechanism of the RF alternating magnetic field in ICR lithium isotope separation, corrects the theoretical deviation of the conventional uniform magnetic field model, and provides a more accurate theoretical basis for the experimental design and parameter optimization of ICR isotope separation devices. Future work will further investigate the effects of plasma temperature, antenna structure, and other factors on the isotope separation process.

Keywords: ion cyclotron resonance, quadrifilar helix antenna, isotope separation, magnetic

field gradient drift

* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Energy Development Research Project, China (Grant Nos. 2022YFE03070003, 2022YFE03070001), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11205086), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant Nos. 2020JJ4515, 2025JJ50006), the Basic Research Fund of the National Key Laboratory of Particle Transport and Enrichment Technology, China (Grant No. WZKF-2025-04), the Key Projects of Hunan Provincial Department of Education, China (Grant No. 20A432), and the Horizontal Research

Projects (Grant Nos. 20250049, 20260044, 20260043).

† Corresponding author. E-mail: dudan@usc.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿