

О МЕХАНИЗМЕ СЕПАРАЦИИ ИОНОВ ПЛАЗМЫ, ИНЖЕКТИРУЕМОЙ В СКРЕЩЕННЫЕ $E \times H$ ПОЛЯ

И.Н. Онищенко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина

E-mail: onish@kipt.kharkov.ua

Обсуждаются физические механизмы сепарации ионов плазмы по массам в скрещенных $E \times H$ полях. Подробно анализируется механизм разделения за счет различной дрейфовой динамики ионов и комментируется другой механизм разделения за счет развития ионно-циклотронной неустойчивости и нагрева в ее полях выбранной ионной компоненты.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема магнитного разделения изотопов в рамках Атомного проекта [1] была поручена тогдашнему УФТИ еще в 1944 году. В записке И.В. Курчатова Л.В. Берии об ученых, привлечение которых необходимо для работ по урановой проблеме, писал: «...Мне представляется, однако, желательным более широкое привлечение профессора Синельникова и профессора Вальтера к решению проблемы урана. Им могла бы быть поручена задача выделения урана-235 магнитным способом, который может оказаться весьма перспективным и работа над которым находится у нас в зачаточном состоянии». Однако среди всех предложенных вариантов электромагнитного разделения изотопов и элементов по массам до сих пор не достигнут требуемый успех. Одной из причин этого является низкая производительность превращения разделяемого вещества в плазму и экстракции из нее значительных токов ионов. Немалые надежды возлагаются на разделение ионов по массам непосредственно в плазме с использованием ионно-циклотронного нагрева нужного сорта ионов [2]. Другая привлекательная возможность сепарации ионов по массам возникает при инжекции плазмы большой плотности (для увеличения производительности сепаратора) в скрещенные $E_r \times H_z$ поля [3-5]. Заметим, что проблема введения электрического поля в замагниченную плазму решена в магнитоплазменной оптике [6]. В этом подходе существует два варианта – за счет пропуска радиальных токов J_r в слабоионизованной плазме, приводя ее во вращение в продольном магнитном поле H_z силой Ампера $J_r \times H_z$, и реализации плазменной центрифуги с большим числом оборотов в секунду. Второй вариант рассмотрен в настоящей статье и относится к продольной инжекции полностью ионизированной плазмы в скрещенные $E \times H$ поля. Эксперименты с этим вариантом проведены в США [3], СССР [4] и сейчас проводятся в ННЦ ХФТИ [5]. Физический механизм сепарации в этом методе имеет одно толкование в [3] – разделение за счет различной дрейфовой динамики ионов, и другое в [4] и [5] – разделение за счет развития ионно-циклотронной неустойчивости и нагрева в ее полях выбранной специ ионов. Соответственно оформлены 2 разных патента с отличающимися механизмами сепарации в одном и том же явлении, что порождает необходимость

выяснить их правильность. Ниже проведен анализ обоих механизмов на предмет соответствия их исследуемому явлению.

1. ПЛОСКАЯ ГЕОМЕТРИЯ

Движение иона с массой M и зарядом e в скрещенных $E_y \times H_z$ полях описывается уравнениями движения [7]:

$$M\ddot{x} = \frac{e}{c} \dot{y} H_z, \quad M\ddot{y} = eE_y - \frac{e}{c} \dot{x} H_z. \quad (1)$$

Интегрируя их с нулевыми начальными условиями $\dot{x} = \dot{y} = 0$ при $t=0$, получаем траекторию иона:

$$\dot{x} = a \cos \omega_H t + c \frac{E_y}{H_z}, \quad \dot{y} = -a \sin \omega_H t,$$

$$x = \frac{a}{\omega_H} (\sin \omega_H t - \omega_H t), \quad y = \frac{a}{\omega_H} (\cos \omega_H t - 1), \quad (2)$$

$$a = -c \frac{E_y}{H_z}, \quad \omega_H = \frac{eH_z}{Mc}.$$

Для начальных условий

$$\dot{x} = c \frac{E_y}{H_z} = v_{drift}, \quad \dot{y} = 0 \quad || t = 0,$$

т.е. инжекция иона в скрещенные $E_y \times H_z$ поля по x со скоростью $v_0 = v_{drift} = cE_y/H_z$ обеспечивает равновесие сил $F_E = F_H$, т.е. $eE_y = e \frac{v_{drift}}{c} H$, и движение иона происходит по прямолинейной траектории (Бриллюэновский режим [8]):

$$x = c \frac{E_y}{H_z} t, \quad |y = 0. \quad (3)$$

Для других начальных условий ион движется по циклоиде (2), состоящей из дрейфовой равномерного движения вдоль x с дрейфовой скоростью $v_{drift} = c \frac{E_y}{H_z}$ и ларморовского вращения в плоскости (x, y) (с $r_L = \frac{v_{drift}}{\omega_H}$ в системе координат, движущейся со скоростью $v_0 = v_{drift}$). Амплитуда циклоиды,

$$y_{max} = 2 \frac{v_{drift}}{\omega_H} = 2 \frac{c^2 E_y}{eH_z^2} M, \quad (4)$$

зависит от массы заряда, что в принципе уже позволяет использовать такую динамику ионов в скрещенных $E_y \times H_z$ полях для пространственного разделения изотопов и элементов по массам. Для выбранных величин полей E_y и H_z ионы с массой M выс-

дятся на электродах, если y_{\max} превысит расстояние между электродами, ионы с меньшими массами пройдут по x на торцевой электрод.

2. ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ГЕОМЕТРИЯ

Для цилиндрической геометрии, обычно используемой в экспериментах, дрейф иона происходит вокруг аксиальной оси, на который накладывается его ларморовское вращение. В отличие от плоской геометрии в неинерциальной системе отсчета, вращающейся вокруг аксиальной оси с дрейфовой скоростью иона, дополнительно возникает центробежная сила. «Изогнутая» циклоида, называемая эпициклоидой, по которой движется ион в скрещенных $E_r \times H_z$ полях, описывается системой уравнений движения иона в цилиндрической системе координат (r, φ, z) [9], имеющей для иона вид:

$$\begin{aligned} M\left(\ddot{r} - \frac{v_\varphi^2}{r}\right) &= eE_r(r) - \frac{e}{c}v_\varphi H_z, \\ M\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial t}(r^2\dot{\varphi}) &= \frac{e}{c}v_r H_z, \\ M\dot{z} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Интегрирование этой системы уравнений определяет траекторию иона (эпициклоиду), которая представлена на Рис.1. На плоскости (x, y) она описывается выражениями:

$$\begin{cases} x = r(k+1) \left(\cos \varphi - \frac{\cos((k+1)\varphi)}{k+1} \right) \\ y = r(k+1) \left(\sin \varphi - \frac{\sin((k+1)\varphi)}{k+1} \right) \end{cases} \quad (5)$$

и является траекторией точки черной окружности радиуса r , которая катится по другой окружности радиуса R . Коэффициент $k=R/r$ определяет форму эпициклоиды ($k=1$ – кардиоида, $k=2$ – нефроида и др.).

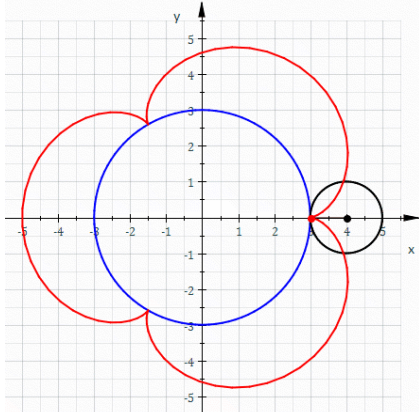


Рис.1. Траектория заряда в скрещенных $E_r \times H_\varphi$ полях

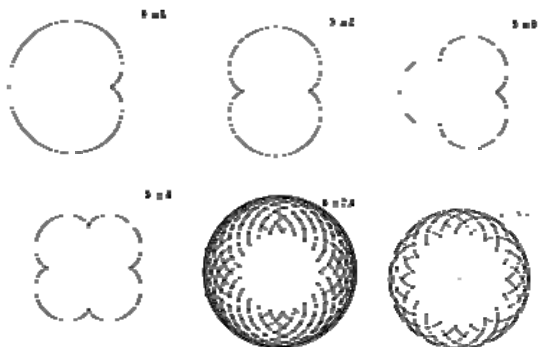


Рис.2. Тип траекторий иона для различных k

Зависимость амплитуды эпициклоиды от величины электрического и магнитного полей используется для магнитного запирания тока в магнетронах и магнитоизолированных диодах.

Зависимость амплитуды эпициклоиды от массы заряженной частицы можно трактовать как разный нагрев частиц разных масс во внешних скрещенных $E_r \times H_z$ полях, что позволяет осуществить разделение частиц по массам. Это использовалось для разработки коаксиального масс-анализатора массового состава плазменных сгустков, эжектируемых плазменными пушками [10]. В этом устройстве наблюдалось развитие неустойчивостей, приводящее к возбуждению широкого спектра колебаний, заметно влияющих на процесс анализа массового состава сгустков. В [4,5] возникающие неустойчивости в плазме, находящейся в скрещенных $E_r \times H_z$ полях, рассматриваются как источники нагрева выделенного сорта ионов, предназначенного для последующей сепарации.

3. МЕХАНИЗМ СЕПАРАЦИИ ИОНОВ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

Система уравнений (5) допускает стационарное ($\partial/\partial t = 0$), не зависящее от угла ($\partial/\partial \varphi = 0$), равновесное круговое движение иона вокруг аксиальной оси цилиндрической системы, для которого $v_r=0$. Из первого уравнения системы (5), как это сделано для поведения электронного столба во внешнем продольном магнитном и радиальном электрических полях объемного заряда столба [9,11], получаем условие, при котором $r=Const$ и которое является условием баланса трех сил – центробежной, электрической и магнитной:

$$M\frac{v_\varphi^2}{r} \pm eE_r - \frac{e}{c}v_\varphi H_z = 0. \quad (6)$$

В уравнении (6) знак внешнего поля E_r выберем, например, таким, чтобы центробежная и электрическая силы компенсировались Лоренцовой силой магнитного поля $F_{цб} + F_E = F_H$, т.е.

$$M\frac{v_\varphi^2}{r} + eE_r = \frac{e}{c}v_\varphi H_z. \quad (7)$$

Вводя угловую скорость вращения иона вокруг аксиальной оси, $\omega_{rot} = \frac{v_\varphi}{r}$, выражение (7) можно переписать в виде

$$\omega_{rot}^2 - \omega_H \omega_{rot} + \frac{eE_r}{Mr} = 0. \quad (8)$$

Из этого уравнения находим две частоты стационарного равновесного кругового вращения иона в скрещенных $E_r \times H_z$ полях вокруг аксиальной оси цилиндрической системы,

$$\omega_{rot}^\pm = \frac{\omega_H}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4Mc^2 E_r}{reH_z^2}} \right), \quad (9)$$

для реализации которых необходимо задать начальную азимутальную скорость $v_{\varphi 0}^+ = \omega_{rot}^+ r$ или $v_{\varphi 0}^- = \omega_{rot}^- r$ соответственно. Такая возможность возникает при инжекции плазмы в магнитное поле при

наличии резкого скачка H_z , как и в случае Бриллюэновского режима [12] при инъекции цилиндрического электронного потока в магнитное поле.

На Рис.3,а приведена зависимость двух частот равновесного вращения («быстрого» ω_{rot}^+ и «медленного» ω_{rot}^-) иона в скрещенных $E_r \times H_z$ полях от параметра $\frac{4Mc^2 E_r}{reH_z^2}$.

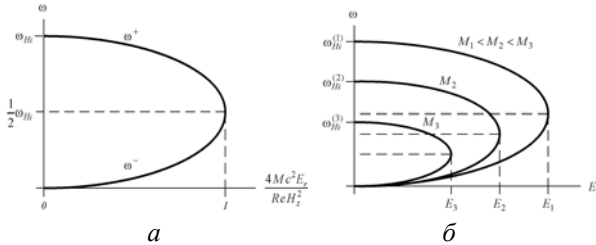


Рис.3

При $E_r=0$, $\omega_{rot}^+ = \omega_H$, $\omega_{rot}^- = 0$, т.е. имеется только круговое вращение ионов вокруг аксиальной оси с циклотронной частотой.

При $\frac{4Mc^2 E_r}{reH_z^2} < 1$, $\omega_{rot}^+ < \omega_H$, $\omega_{rot}^- > \frac{c}{r} \frac{E_r}{H_z}$, т.е. возможны две разные частоты равновесного вращения вокруг аксиальной оси – быстрого, с частотой меньшей циклотронной, и медленного, с частотой большей частоты дрейфового вращения.

При $\frac{4Mc^2 E_r}{reH_z^2} = 1$, $\omega_{rot}^+ = \omega_{rot}^- = \frac{\omega_H}{2}$, т.е. обе частоты совпадают и равняются половине циклотронной. Если $E_r \sim r$, то ионы с массой M плазменного столба вращаются как целое с одинаковой частотой, равной $\omega_H/2$ (т.н. Бриллюэновский режим [12]).

При $\frac{4Mc^2 E_r}{reH_z^2} > 1$ частота вращения мнимая, т.е. ионы не удерживаются магнитным полем (незамагнитичены) и расширяются в радиальном направлении.

На Рис.3,б показаны зависимости частот равновесного вращения вокруг общей аксиальной оси ионов трех различных масс от величины электрического поля при заданных радиусе и величине магнитного поля. Видно, что выбором электрического поля, $E_3 < E_2 = E_r^{crit} < E_1$, при фиксированных остальных величинах параметра $\frac{4Mc^2 E_r}{reH_z^2}$, можно разделить

ионы на две группы – «легкие» с $M < M_2$, к примеру M_1 , замагнитиченные идвигающиеся на торцевой электрод, и «тяжелые» с $M \geq M_2$, к примеру M_2 и M_3 , незамагнитиченные и расширяющиеся по радиусу на цилиндрический электрод.

Сепарирующую роль может выполнять также вариация величины магнитного поля H_z или радиуса r равновесного вращения. В эксперименте [3] для разделения ионов по массам в скрещенных $E_r \times H_z$ полях использована указанная возможность разделения ионов на две группы – замагнитиченную и удерживаемую магнитным полем и незамагнитиченную и уходящую на периферию – заданием величин полей E_r и H_z такими, чтобы равновесный радиус

вращения ионов равнялся радиусу цилиндрической камеры R . Заданием параметров сепарирующего устройства – R , E_r , и H_z – всегда можно выбрать критическую массу M_{crit} .

$$M_{crit} = \frac{ReH_z^2}{4c^2 E_r}, \quad (10)$$

такой, что все ионы с массой $M > M_{crit}$ окажутся незамагнитиченными и будут выброшены на внешний цилиндрический электрод, тогда как ионы с $M \leq M_{crit}$ уйдут вдоль магнитного поля на торцевой электрод. При этом ионы с $M = M_{crit}$ будут вращаться по равновесной окружности (аналог Бриллюэновского режима).

Рассмотренный механизм сепарации возможен только при наличии стационарных круговых вращений ионов вокруг общей аксиальной оси, которые, однако, реализуются лишь при начальных условиях, приведенных выше. Если возмутить движение электрона, вращающегося с угловой скоростью ω_{rot} по равновесной круговой орбите радиуса r с центром на аксиальной оси, то, как показано в [11], во вращающейся системе координат его движение будет круговым с частотой вращения $\Omega = \omega_{rot}^+ - \omega_{rot}^-$. В лабораторной системе координат траектория иона описывается эпициклоидой со средней круговой частотой вращения ω_{rot} вокруг аксиальной оси.

В общем случае при других начальных условиях, (например, в экспериментах [3,5] при инъекции плазмы в область скрещенных $E_r \times H_z$ полей начальные условия $v_{\varphi 0} = v_{r0} = 0$), как показано выше, дрейфовое движение ионов происходит по некруговым траекториям – по эпициклоидам. В этом случае механизм сепарации основывается на разных амплитудах эпициклоид для разных масс ионов. Все сорта ионов в скрещенных $E_r \times H_z$ полях приобретают одинаковую дрейфовую скорость $v_{drift} = cE_r/H_z$, а их ларморовский радиус, $r = v_{drift}/\omega_H$, зависит от массы ионов. Тяжелые ионы, как и в плоском случае, имея больший ларморовский радиус и проходя большую разность потенциалов, набирают большую энергию (сильнее «нагреваются»), чем легкие ионы. В результате, амплитуда эпициклоид тяжелых ионов оказывается большей по сравнению с легкими ионами. Эта ситуация с разными орбитами для разных масс позволяет находить технические решения для их разделения – тяжелые ионы легче выводить на периферийные электроды, а легкие – на торцевые.

Рассмотренные механизмы [4,5] не учитывались, а ответственным за разделение по массам считается механизм, основанный на развитии ионно-циклотронной неустойчивости в плазме со скрещенными $E_r \times H_z$ полями, нагреве в ее полях сепарируемого сорта ионов и его разделение с остальными ионами. При этом необходимым условием развития ионно-циклотронной неустойчивости является равенство циклотронной частоты иона и частоты его дрейфового вращения вокруг аксиальной оси, что, согласно изложенному выше, никогда не выполняется. Кроме того, необходимо знание топографии возбуждаемых полей неустойчивости и динамики сепарируемых ионов для рассмотрения элементарных механизмов энергообмена ионов и возбужденных полей неустойчивости как при развитии неус-

тойчивости, так и при нагреве ионов. В этой связи первый из рассмотренных механизмов сепарации представляется более предпочтительным.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Атомный проект СССР: Документы и материалы*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 1999, 719 с.
2. J.M. Dawson, H.C. Kim, D. Arnush, et al. Isotope separation in plasma by use of ion cyclotron resonance // *Phys. Rev. Lett.* 1976, v.37, p.1547-1550.
3. A. Litvak, S. Agnew, F. Anderegg, et al. Archimedes Plasma Mass Filter // *30-th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys.* St. Petersburg (Russia), 2003, v.27A, p.O-1.6A
4. В.В. Власов, И.И. Залюбовский, Ю.А. Кирочкин и др. Пространственное распределение и вывод ионных компонентов вращающейся плазмы при развитии резонансной циклотронной неустойчивости // *Письма в ЖЭТФ*. 1978, т.27, №5, с.264-267.
5. Ю.В. Ковтун, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов. Системы с самовозбуждением ВЧ-колебаний для создания, нагрева и сепарации многокомпонентной плазмы // *Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля»*. 2008, №794, в.1(37), с.115-120.
6. А.И. Морозов. Фокусировка холодных квазинейтральных пучков в электромагнитных полях // *ДАН СРСР*. 1965, т.163, №1, с.1363-1366.
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. М.: «Наука», 1973, с.80-81.
8. L. Brillouin. Electronic theory of the plane magnetron // *Advances in Electronics*. Ed. by L. Marton. 1951, v.3, p.85-144.
9. Н. Кролл, А. Трайвелпис. *Основы физики плазмы*. Москва: «Наука», 1975, с.100-102.
10. И.Н. Онищенко. *Исследования плазменных сгустков*. Киев: «Наукова думка», 1967, с.172-179.
11. Р. Девидсон. *Теория заряженной плазмы*. М.: «Мир». 1978, с.17-23.
12. L. Brillouin. A theorem of Larmor and its importance for electrons in magnetic fields // *Phys. Rev.* 1945, v.67, p.260-265.

Статья поступила в редакцию 21.10.2011 г.

TO THE MECHANISM OF ION SEPARATION IN PLASMA INJECTED IN CROSSED $E \times H$ FIELDS

I.N. Onishchenko

The physical mechanisms of mass separation of plasma ions in crossed $E \times H$ fields are considered. Separation mechanism owing to the different drift dynamics of ions is analyzed in detail and the other mechanism owing to the development of ion-cyclotron instability and the heating of the chosen ion component in its fields is commented.

ЩОДО МЕХАНІЗМУ СЕПАРАЦІЇ ІОНІВ ПЛАЗМИ, ІНЖЕКТОВАНОЇ У СХРЕЩЕНІ $E \times H$ ПОЛЯ

I.M. Onіщенко

Обговорюються фізичні механізми сепарації іонів плазми за масами в схрещених $E \times H$ полях. Детально аналізується механізм розділення за рахунок різної дрейфової динаміки іонів і коментується інший механізм розділення за рахунок розвитку іонно-циклотронної нестійкості і нагрівання в її полях вибраної іонної компоненти.