

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРА АДИАБАТИЧНОСТИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ СРЕДНЕЙ ПЛОСКОСТИ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ

А.Н.Ильина, В.Д.Ильин

Найдено численное критическое значение параметра адиабатичности для электронов, инжектируемых в средней плоскости магнитной ловушки с помощью скрещенных полей \mathbf{E} и \mathbf{H} с пич-углами $\alpha \sim 90^\circ$.

Экспериментальное исследование устойчивости движения электронов в аксиально-симметричной магнитной ловушке в зависимости от параметра адиабатичности $\chi = R_L/R_c$ (R_L — ларморовский радиус, R_c — радиус кривизны магнитной силовой линии) проводилось в ряде работ [1-4]. Численное критическое значение параметра χ_* , отделяющее устойчивое движение от неустойчивого, найдено в [1] для электронов, имеющих в средней плоскости ловушки малые пич-углы. В [3, 4] отмечалось, что для электронов с большими значениями орбитального магнитного момента проявление неадиабатических эффектов в движении начинается при больших χ . Однако, значение величины χ_* не определялось. В настоящей статье исследуется неадиабатичность движения электронов вблизи средней плоскости (плоскость, проходящая через центр поля перпендикулярно оси симметрии) дипольной ловушки.

Дипольное поле создавалось постоянным магнитом в виде однородно намагниченного шара. Использовались магниты диаметром 8 см с магнитным моментом $M \approx 2 \cdot 10^4$ гс·см³ и диаметром 16 см с $M \approx 2,6 \cdot 10^5$ гс·см³. Выбор поля такой конфигурации обусловлен следующими обстоятельствами. Около средней плоскости дипольная ловушка подобна обычной ловушке с магнитными пробками. Кроме того, иссле-

дование движения в дипольной ловушке представляет большой интерес для космофизики.

Предельный вакуум в рабочем объеме составлял $P \sim 5 \cdot 10^{-10}$ тор, способ получения которого подробно описан в [2]. Инжектор представлял собой нить накаливания, расположенную между двумя плоско-параллельными пластинами. Размеры пластин варьировались от 10×10 мм² до 20×20 мм², расстояние между ними — $1 + 2$ см. Инжекция электронов в ловушку осуществлялась с помощью импульсов прямоугольной формы, подаваемых на пластины, с амплитудой до 500 в и длительностью ~ 1 мксек. Источник электронов располагался в средней плоскости в магнитном поле $\vec{H} \approx 80$ э. "Отрыв" электронов от источника проходил за счет дрейфа в скрещенных полях E и H . Выбор оптимальных условий эксперимента производился с помощью электрического зонда. Сигналы с зонда представляли собой ряд импульсов с убывающей амплитудой и одинаковой задержкой между ними, определяемой периодом азимутального дрейфа.

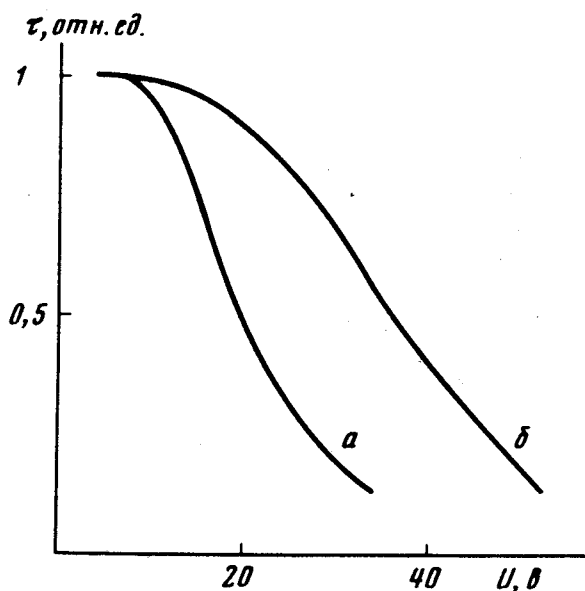


Рис. 1. Зависимость длительности гребенки импульсов от напряжения на запирающей сетке КЭУ: $a - \tau$ для магнита с $M = 2 \cdot 10^4$ гс · см³, $b - \tau$ для магнита с $M = 2,6 \cdot 10^5$ гс · см³, $E = 300$ в/см $P \sim 10^{-9}$ тор

Регистрация захваченных электронов производилась с помощью канального электронного умножителя КЭУ [5]. Вход КЭУ вместе с системой сеток и диафрагмой располагался вдоль силовых линий на угловом расстоянии от средней плоскости $\sim 20^\circ$. Напряженность магнитного поля в средней плоскости составляла $H = 44$ э. Осциллограмма тока электронов на КЭУ имела вид гребенки импульсов, по длительности которой оценивалось время удержания τ . Максимальное значение τ определялось рассеянием на остаточном газе и составляло $\sim 10^{-1}$ сек ($\sim 10^7$ ларморовских периодов вращения).

На рис. 1 представлена зависимость τ от величины запирающего напряжения на сетке КЭУ для большого и малого магнита. Если бы время удержания зависело от вакуума, то, в силу практической идентичности спектров в обоих случаях, зависимости $\tau(U)$ не должны различаться.

В действительности наблюдается резкое расхождение при $U \gtrsim 10$ эв, что соответствует $\chi_{*}(\alpha = 90^\circ) = \chi_{\perp*} \sim 0,1$. Для более точного определения критического значения $\chi_{\perp*}$ были сняты зависимости τ от энергии электронов W .

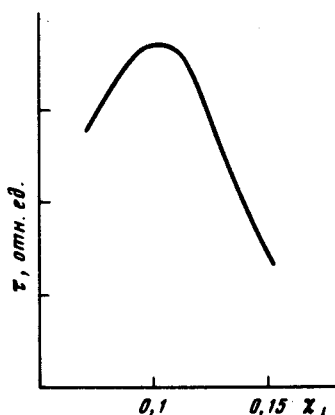


Рис. 2. Зависимость времени удержания от поперечного параметра адиабатичности; $P \sim 5 \cdot 10^{-10}$ тор

На рис. 2 показана зависимость $\tau(\chi_{\perp})$, из которой следует, что при $\chi_{\perp} \leq 0,1$ время удержания определяется рассеянием на газе, так как величина τ растет с увеличением W ($\chi \sim W^{1/2}$). При больших значениях χ_{\perp} имеет место неадиабатический выход электронов из дипольной ловушки. Анализ зависимостей $\tau(U)$ и $\tau(W)$ приводит к следующему численному критическому значению параметра адиабатичности

$$\chi_{\perp*} = \frac{R_L}{R_c} = \frac{3R_L}{R_s} \approx 0,1 \pm 0,02,$$

где R_s — расстояние от центра магнита до силовой линии в средней плоскости. Конкурирующие механизмы вывода электронов с дрейфовой оболочки за счет диффузии поперек магнитного поля и ионизационных потерь при $W \gtrsim 15$ эв не играют существенной роли. Оценки, показывают, что $r_1 \sim D_1^{-1} \gg \tau$ при $P \leq 10^{-7}$ тор, время между двумя актами ионизации $\tau_i \gtrsim 10 \tau$ при $P \leq 10^{-6}$ тор.

Авторы выражают признательность С.Н.Вернову за обсуждение полученных результатов.

Институт ядерной физики

Московского

государственного университета

им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию

6 мая 1974 г.

Литература

- [1] А.Н.Дубинина, Л.С.Красицкая. Письма в ЖЭТФ, 5, 230, 1967.
- [2] А.Н.Дубинина, Л.Я.Трайнин, Б.В.Чириков. ЖЭТФ, 49, 373, 1965.
- [3] В.М.Балебанов, Н.Н.Семашко. Препринт ИАЭ-1078, 1966.
- [4] В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. ЖЭТФ, 55, 3, 1968.
- [5] Г.А.Веселова, В.Г.Коваленко, Б.В.Поленов, Б.И.Хазанов. Сб. ядерное приспособление, вып. XII, стр. 75, Атомиздат, 1970.