

Азимутальный дрейф заряженных частиц в аксиально-симметричном магнитном поле с пробками

В. М. БАЛЕБАНОВ, Н. Н. СЕМАШКО

УДК 533.9

Из системы уравнений движения заряженной частицы в пробочной ловушке со статическим аксиально-симметричным магнитным полем можно в дрейфовом приближении получить уравнение для угловой скорости дрейфа (см., например, работу [1]):

$$\dot{\varphi} = \frac{mv^2 c}{4e h_0} F(a_0, z), \quad (1)$$

где m — масса частицы; e — ее заряд; v — полная скорость; c — скорость света в вакууме; h_0 — напряженность магнитного поля в точке инъекции (в медианной плоскости); $F(a_0, z)$ — функция, зависящая от угла инъекции a_0 и конфигурации магнитного поля на оси симметрии $h(z)$. Соответственно выражение для периода азимутального дрейфа (времени дрейфа на угол 2π) имеет вид

$$\tau_{\text{др}} = \frac{4\pi e}{c} \cdot \frac{h_0}{E} \cdot \frac{1}{F(a_0, z)} \quad (2)$$

($E = \frac{mv^2}{2}$ — полная энергия частицы).

При неизменной конфигурации магнитного поля и данном угле инъекции из формулы (2) следует известное соотношение $\tau_{\text{др}} \approx \frac{1}{\rho_0 v}$, где $\rho_0 = \frac{mv}{eh_0} \cos a_0$ — начальное значение ларморовского радиуса. Отметим, что формула (2) получена в дрейфовом приближении,

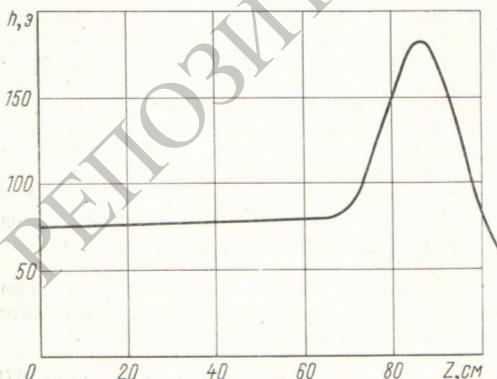


Рис. 1. Конфигурация магнитного поля на оси установки.

справедливом, когда параметр адиабатичности $\beta = \frac{\nabla h}{h} \rho \ll 1$.

Наблюдая за величиной $\tau_{\text{др}}$ на протяжении нескольких сот или тысяч отражений от пробок, можно найти значения ларморовского радиуса ρ_0 и соответственно параметра β , при которых появляется отклонение от дрейфовой теории.

С этой целью изучался дрейф электронов в магнитном поле типа поля Огры-1 [2] в режиме оптимального

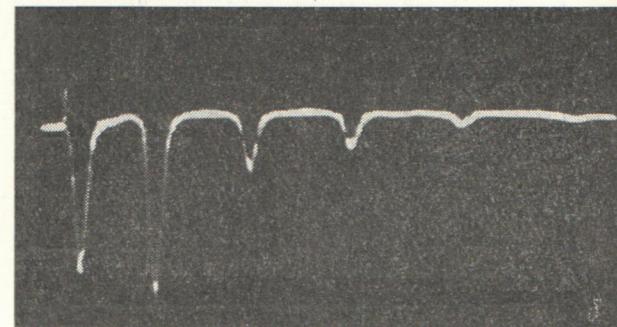
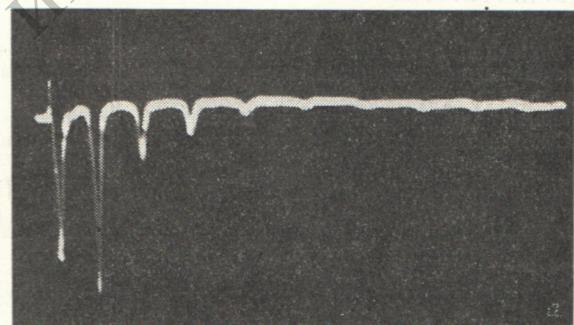


Рис. 2. Осциллограммы тока электронов на приемный электрод инжектора (расстояние между пиками равно времени дрейфа на угол 2π):

а — длительность развертки 50 мксек, $\rho_0 = 3$ см; б — длительность развертки 25 мксек, $\rho_0 = 4,8$ см.

положительного (направленного в сторону лармовского вращения) дрейфа. Измерения проводились на установке ЭМО-3 — электронной модели Огры с коэффициентом подобия 1 : 7 [3]. Электроны инжектировались в средней плоскости ловушки. Угол инжекции равнялся 20° , конфигурация поля при изменении h_0 оставалась постоянной и для одного из значений h_0 показана на рис. 1. Метод измерения периода азимутального дрейфа электронов, аналогичный описанному в работе [4], состоял в инжекции пучка электронов короткими импульсами (длительностью 0,5 мксек) и измерении времени движения их в ловушке до попадания на инжектор. На корпусе источника располагался приемный электрод в форме полуцилиндра. Постоянная времени электрода и измерительной цепи была достаточно мала ($RC = 5 \cdot 10^{-8}$ сек). Сигнал с приемного электрода усиливался усилителем УШ-10 и регистрировался осциллографом ДЭСО-1. Энергия электронов в этих опытах изменялась от 0,3 до 4,5 кэв, а напряженность магнитного поля в средней плоскости — от 35 до 105 э, что соответствовало значениям начального лармовского радиуса ρ_0 от 0,52 до 6,1 см ($\beta_{\max} = 0,02 \div 0,25$). Радиус инжекции равнялся 7,2 см.

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы, по которым определялся период азимутального дрейфа электронов. Здесь первый пик соответствует попаданию электронов на инжектор после первых отражений от пробок (из-за малого угла дрейфа частицы за одно отражение от пробки по сравнению с углом «зацепления» орбит с инжектором). Расстояние между двумя соседними пиками на осциллограмме соответствует времени дрейфа электронов на угол 2π (периоду дрейфа). В экспериментах наблюдалось до 11 пиков. В большинстве случаев на протяжении всех последовательно наблюдаемых периодов дрейфа значение τ_{dr} не изменялось (за исключением опытов с большими лармовскими радиусами). Ошибка измерения величины τ_{dr} составляла примерно 5%.

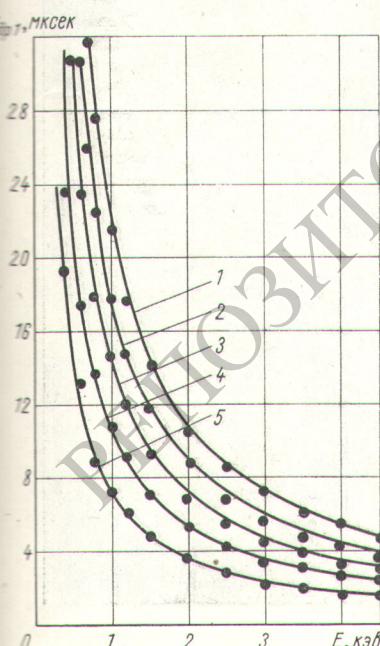


Рис. 3. Зависимость времени дрейфа $\tau_{dr,1}$ от полной энергии электронов E при различных значениях h_0 , э [сплошные кривые построены по формуле (2) при нормировке $\tau_{dr,1}$ на значение $h_0 = 105$ э и $E = 1$ кэв ($\rho_0 = 0,95$ см, $\beta_{\max} = 0,038$)]:
1 — 105; 2 — 87,5; 3 — 70; 4 — 52,5; 5 — 35.

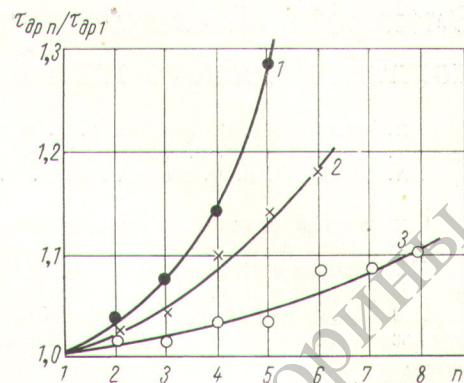


Рис. 4. Относительное изменение τ_{dr} в зависимости от дрейфового оборота n :
1 — $\rho_0 = 6,1$ см, $\beta_{\max} = 0,25$; 2 — $\rho_0 = 5,0$ см, $\beta_{\max} = 0,20$; 3 — $\rho_0 = 3,1$ см, $\beta_{\max} = 0,12$.

Зависимость времени дрейфа $\tau_{dr,1}$, измеренного по разности между двумя первыми пиками, от полной энергии электронов при различных h_0 и постоянном значении функции $F(a_0, z)$ представлена на рис. 3. Видно, что измеренные значения $\tau_{dr,1}$, соответствующие первому дрейфовому обороту на угол 2π , хорошо согласуются с формулой (2) во всем диапазоне измерений.

Однако при значениях $\rho_0 > 3$ см ($\beta_{\max} > 0,12$) наблюдалось постепенное увеличение τ_{dr} с ростом n — номера дрейфового оборота (см. рис. 2, б). В этом случае чем больше ρ_0 , тем быстрее увеличивалось τ_{dr} с ростом n (рис. 4). При $\rho_0 = 6,1$ см ($\beta_{\max} = 0,25$) за пять дрейфовых оборотов (~ 100 отражений от пробок) τ_{dr} возросло на 30%. Это, по-видимому, связано с увеличением поперечной компоненты скорости v_\perp , т. е. с увеличением магнитного момента электрона.

Таким образом, из экспериментов следует, что времена дрейфа электронов при $\rho_0 < 3$ см ($\beta_{\max} < 0,12$) удовлетворительно описываются дрейфовой теорией на первой тысяче отражений от пробок. Однако даже для такого сравнительно небольшого числа колебаний между пробками при больших лармовских радиусах ($\rho_0 > 3$ см, $\beta_{\max} > 0,12$) наблюдаются отклонения от дрейфовой теории.

Поступило в Редакцию 23/VI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Л. С. Соловьев. В сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Т. П. М., Изд-во АН СССР, 1958.
- И. Н. Головин и др. «Усп. физ. наук», 73, 685 (1961).
- V. Balebanov et al. J. Nucl. Energy, Part C, 5, 205 (1963).
- В. М. Балебанов и др. «Атомная энергия», 15, 4 (1963).