

на то, что с ростом  $q$  напряженность поля  $E$  (а стало быть, и действующее напряжение  $U_r$  (1.9)) существенно увеличивается. Последний фактор начинает играть заметную роль лишь после того, как кривая зависимости  $R(q)$  достигает своеобразного «насыщения». Это имеет место в области  $q \gtrsim 2$  г/сек, где наблюдается некоторый подъем кривой зависимости  $i(q)$ .

С увеличением  $q$  от 0.05 до 3.2 г/сек суммарное контактное сопротивление  $R$  возрастает ~ с 6 до 800 ом (~ в 130 раз), толщина пограничного слоя  $\delta^*$  — примерно с 0.1 до 1.2 мм (~ в 12 раз). Более сильный рост величины  $R$  по сравнению с  $\delta^*$ , возможно, обусловлен снижением средней температуры пограничного слоя  $T^*$  при увеличении  $q$  (расход газа, очевидно, влияет на механизм теплообмена, а стало быть, на характер радиального распределения температуры у стенки и тем самым на величину  $T^*$ ).

Одним из путей повышения температуры плазмы в столбе дуги является, как известно, увеличение тока  $I$ . Рассмотренные выше экспериментальные данные и расчеты указывают на то, что в случае аргоновой дуги при малых расходах газа возможность увеличения тока  $I$  существенно ограничивается из-за сильно возрастающей степени шунтирования столба диафрагмами. Так, согласно расчетам по формуле (2.7), для диафрагм толщиной 5 мм степень шунтирования равна ~3% при токе  $I = 200$  а, ~10% при  $I = 300$  а и около 20% при  $I = 400$  а (см. фиг. 6). К тому же, как показал опыт, сильное увеличение степени шунтирования  $\alpha$  приводит к нарушению стабильного горения дуги. Чрезмерное возрастание  $\alpha$  может привести также к разрушению медных диафрагм (в особенности их правых кромок, работающих в режиме катода).

Указанное ограничение практически снимается при работе дуги с повышенными расходами газа, так как в этом случае шунтирующий ток снижается очень сильно (фиг. 7).

Полученные в работе данные могут быть полезны и при проведении некоторых других исследований на дугах подобного типа. Например, знание величины контактных сопротивлений нужно при выборе схемы измерения потенциалов и напряженности поля в столбе дуги при помощи диафрагм — зондов [2]. При повышенной степени шунтирования столба диафрагмами (например, в высокоточных режимах аргоновой дуги с малыми расходами газа) знание величины  $\alpha$  позволяет вводить поправку к току, измеряемому во внешней цепи дуги. Введение такой поправки желательно при некоторых количественных исследованиях на дуге (например, при определении электропроводности плазмы).

Поступила 21 VI 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шейдлин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А., Батенин В. М. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 10, стр. 1169.
2. Эдельс Х., Кимблин С. В. Метод измерения нестационарной электропроводности плазменного столба. В сб. «Низкотемпературная плазма», М. «Мир», 1967.
3. Батурин В. А., Уланов И. М. Энергетический баланс стабилизированных дуг в аргоне с интенсивным осевым потоком газа. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 5, стр. 888.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА АДИАБАТИЧНОСТИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОМЕТРИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Н. Дубинина, Л. С. Красицкая

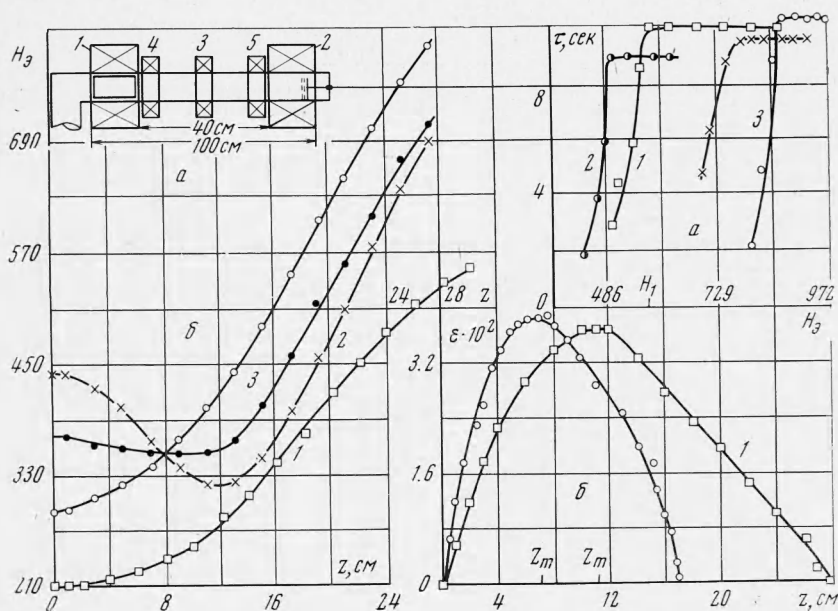
(Новосибирск)

Приводятся результаты некоторых экспериментов по определению критического параметра адиабатичности для различных геометрий магнитного поля при движении электронов в магнитной ловушке пробочной конфигурации. Показано, что при любой конфигурации магнитного поля величина критического параметра адиабатичности остается величиной постоянной, равной  $(3.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ .

Определение критического значения параметра адиабатичности  $\epsilon_* = (\rho_L / R)_1$  при движении электрона в магнитной ловушке пробочной конфигурации изложено в работах [1,2], где  $R$  — характерный размер поля,  $\rho_L$  — ларморовский радиус.

Пусть  $m$  — масса электрона,  $v_{\perp}$  — перпендикулярная составляющая вектора скорости электрона к силовой линии магнитного поля  $H$ , тогда при  $\epsilon < \epsilon_*$  магнитный момент  $\mu = mv_{\perp}^2 / 2H$  сохраняется и частица может находиться в ловушке очень долго, т. е. движение устойчиво. При  $\epsilon > \epsilon_*$  частица быстро покидает объем.

Согласно экспериментам [1,2] значение критического параметра адиабатичности  $\epsilon_* = (4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ . Все эксперименты, указанные в работе [1,2], производились при изменении магнитного поля на оси согласно закону  $H = H_0 + \alpha z^2$ , где  $H_0$  — величина магнитного поля на оси системы в медианной плоскости (точка  $z = 0$ ). Если закон изменения поля другой, формула, приведенная в [1,2], уже не справедлива. Критическое значение параметра адиабатичности  $\epsilon_*$  устанавливает границу между устойчивой и неустойчивой областями движения, поэтому является ли это значение  $\epsilon_*$  независимым от параметров магнитного поля или параметров частиц, совершающих колебания между магнитными пробками, имеет существенное значение. В работах [1,2] было показано, что  $\epsilon_*$  не зависит от энергии инжектируемых частиц, угла инжекции и пробочного отношения.



Фиг. 1

Фиг. 2

Целью экспериментов, описанных ниже, было определение критического значения параметра адиабатичности при различных законах изменения магнитного поля на оси системы. Изменение магнитного поля достигалось при помощи нескольких соленоидов, помещенных между основными, создающими магнитное поле типа ловушки пробочной конфигурации (см. фиг. 1, а). Меняя число добавочных соленоидов, направление и силу тока в них, удалось создать магнитные поля 30 различных конфигураций. На фиг. 1, б приведены некоторые из них (начало координат ( $z = 0$ ) находится в медианной плоскости). Описание установки и методика эксперимента даны в работе [4]. Инжектором электронов служила электронная пушка, расположенная вне рабочего объема за первой пробкой. Инжекция осуществлялась путем быстрого изменения электрического поля, подаваемого на полый цилиндр, который располагался в первой пробке.

Наблюдение захваченных электронов производилось по току на коллектор, расположенному во второй пробке. В описанных в данной работе экспериментах энергия электронов менялась от 7 до 23.5 кев, а время жизни  $\tau$  изменялось от 2 до 12 сек, причем  $\tau$  определялось не временем, когда величина импульса тока уменьшалась в  $e$  раз, а величиной в три раза большей. Изменяя величину магнитного поля, находим зависимость времени жизни  $\tau$  захваченных в ловушку электронов от величины магнитного поля. На фиг. 2, а даны некоторые из этих кривых. По оси ординат отложено время жизни  $\tau$  электронов в секундах, по оси абсцисс — величина магнитного поля в центре магнитной пробки в эрстедах.

На фиг. 1, б дается закон изменения магнитного поля  $H_z$  на оси системы, при котором находилась зависимость времени жизни захваченного электрона от величины

магнитного поля (фиг. 2, а). Причем, если зависимость  $H = H(z)$  изображена на фиг. 1, б индексом 1, то и зависимость  $\tau = \tau(H)$ , найденная при этой геометрии магнитного поля, обозначается на фиг. 2, а тоже индексом 1.

При колебаниях электрона между магнитными пробками его  $r$ - и  $z$ -координаты связаны между собой интегралом движения  $r^2 H(r) = \text{const}$ . Поэтому параметр  $\epsilon$ , который в общем случае есть функция двух координат  $r$  и  $z$ , можно рассматривать как функцию только одной переменной  $z$ , т. е.  $\epsilon = f(r(z); z)$ . На фиг. 2, б дана зависимость этой функции от  $z$ . Очевидно, что картина симметрична относительно медианной плоскости ( $z = 0$ ). Области вблизи максимального значения при  $z = z_m$  наиболее интересны для рассмотрения, так как именно здесь могут не выполняться требования малости параметра адиабатичности  $\epsilon$ . Экспериментально определялось время жизни частиц в ловушке как функция магнитного поля, и критическим магнитным полем  $H_*$  называлось такое, когда время жизни  $\tau$  переставало зависеть от величины поля. Параметр  $\epsilon$ , вычисленный при этом значении магнитного поля в точке  $z = z_m$ , назывался критическим параметром адиабатичности и обозначался  $\epsilon_*$ .

Когда на магнитной оси выполнялся закон  $H = H_0 + \alpha z_1^2$ , вычисление критического параметра находится согласно формуле

$$\epsilon_* = \frac{3.4 \sqrt{W}}{H_{0*}} \frac{\sqrt{\gamma - 1}}{z_0} F(\theta^\circ).$$

Здесь  $W$  — энергия,  $\gamma$  — пробочное отношение,  $\theta^\circ$  — средний угол инжекции,  $2z_0$  — расстояние между пробками. Во всех других 30 случаях пришлось находить зависимость типа фиг. 2, б и определять критический параметр адиабатичности как  $\epsilon_* = \max \epsilon$ . Когда включалась одна добавочная катушка 3 (фиг. 1, а), магнитное поле в медианной плоскости увеличивалось или уменьшалось, причем при этом поле в пробке практически не менялось. Это приводило к тому, что в первом случае уменьшался градиент  $dH/dz$  и, как видно на фиг. 2, а (индекс 1), поле  $H_*$ , при котором наблюдалось резкое уменьшение времени  $\tau$ , уменьшалось.

При уменьшении поля в медианной плоскости из-за включения катушки 3, градиент  $dH/dz$  возрастал и уменьшение  $\tau$  происходило при большей величине магнитного поля (индекс 3 на фиг. 2, а). Причем, как показали измерения и вычисления, величина поля  $H_*$  возрастала так, что отношение  $H_*^{-2} dH/dz$  оставалось постоянным. Включение трех дополнительных катушек (катушка 3 уменьшала интенсивность поля, катушки 4 и 5 увеличивали) давало возможность создавать различные конфигурации магнитного поля (две из них приведены на фиг. 1, б — индексы 2 и 3). В этом случае нахождение параметра  $\epsilon_*$  производилось также согласно фиг. 2, б. После обработки результатов измерений, проведенных при 30 различных конфигурациях магнитного поля, было найдено, что критический параметр адиабатичности равен  $\epsilon_* = (3.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ . Измерения, проведенные при параболическом поле для различных пробочных отношений, энергии и угла инжекции дали результат  $\epsilon_* = (4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ .

Таким образом, проведенные эксперименты подтверждают предположение, что критический параметр адиабатичности есть константа, характеризующая движение электронов в неоднородных магнитных полях, и действительно является границей устойчивой и неустойчивой областей движения заряженных частиц.

В работе [5] приводятся результаты аналогичных экспериментов. Однако вычисление критического параметра производилось методом (метод не описан), который привел к зависимости критического параметра  $\epsilon_*$  от геометрии поля. Обработка приведенных в [5] экспериментальных кривых нашим методом привела к одному и тому же значению  $\epsilon_*$  при изменении геометрии поля.

Авторы благодарят Б. В. Чирикова, в лаборатории которого был проведен весь цикл данных исследований, за предложенную тему работы, а также за обсуждение полученных результатов.

Поступила 7 IV 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубинина А. Н., Красницкая Л. С. Определение параметра адиабатичности  $(\rho_L R)_1$  при движении электрона в аксиально-симметричной магнитной ловушке. Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 7, стр. 230.
2. Dubinina A. N., Krasitskaya L. S., Judin Ju. N. Motion of charged particles in a magnetic trap with a mirror configuration. Plasma Phys., 1969, vol. 11, No. 7, pp. 551—564.
3. Чириков Б. В. Резонансные процессы в магнитных ловушках. Атомная энергия, 1959, т. 6, стр. 630.
4. Дубинина А. Н., Трайнин Л. Я., Чириков Б. В. Ловушка с магнитными пробками, рассчитанная на длительное удержание электронов. ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2 (8), стр. 373.
5. Пономаренко В. Г., Трайнин К. Я., Юрченко В. И., Яснецкий А. Н. Экспериментальное исследование процессов движения отдельных заряженных частиц в ловушке с магнитными пробками. ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 1 (7), стр. 3.