

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЕЯ — ТЕЙЛОРА В КОНИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ ПЛАЗМЫ

Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, А. Г. Пономаренко

(Новосибирск)

В последнее время появилось несколько работ [1, 2], в которых сделана попытка установить возможные ограничения таких параметров плазменных сгустков, как их скорость, плотность и температура, а также уточнить соотношение между направленным движением и количеством ускоряемого вещества.

Теоретически найдено [3], что при создании сгустков плазмы как в коаксиальных, так и в конических системах должна возникать неустойчивость Релея — Тейлора. Та-



Фиг. 1 а, б

ким образом, сам способ создания плазмы содержит в себе причину возможных неустойчивостей, вследствие чего и могут появиться ограничения в таких параметрах ее, как направленная скорость, время существования и т. д.

Ниже сообщается о предварительных экспериментах по обнаружению гидромагнитных неустойчивостей в конических ускорителях плазмы.

Устройство источника плазмы аналогично описанному в работе [4]. Вместо напуска газа применялся поверхностный пробой по изолятору из органического стекла с последующим выбрасыванием плазмы в стеклянную трубу длиной 250 см. В опытах использовались два типа конических источника, отличающихся геометрическими размерами (большое основание их диаметром 40 и 100 мм, а угол раствора $\sim 25^\circ$), на которые разряжались два соединенных в параллель конденсатора КБГ-II (суммарная емкость 32 мкф, а индуктивность $L \sim 10$ см, максимальное напряжение $U_c = 10$ кВ, индуктивность самого источника $L_1 = 23$ см, $L_2 = 37$ см). Ток разряда достигал величины ~ 300 кА и затухал практически в течение одного периода ($T_1 = 6.3$ мксек, $T_2 = 7.5$ мксек).

На фиг. 1 представлены две СФР-граммы сгустка, полученные на расстоянии 42 см от основания конуса (а) — снимок произведен через щель, ориентированную перпендикулярно движению сгустка, и захватывает весь диаметр стеклянной трубы ~ 10 см, (б) — ориентация щели та же, но захватывается только середина трубы ~ 3 см, при этом $U_c = 10$ кВ). На фотографии видна структура сгустка: впереди движется два четких яркосветящихся слоя (на малом источнике — один), за ними — основная часть сгустка, изрезанная плазменными струями, напоминающими двухзаходную спираль.

Измерения при помощи пояса Роговского и магнитных зондов с дополнительной обмоткой для защиты от полей самого источника показали существование токов как ϕ -компоненты, так и z -компоненты в передней части сгустка, длительность которых была порядка периода разряда. При дальнейшем продвижении плазмы вдоль трубы длительность области, в которой существует собственный ток, увеличивается, она рас-

плывается, и плотность плазмы в ней катастрофически падает. Спиралевидные светящиеся нити, расширяясь вдоль направления движения (увеличивается шаг спирали), насоса. После нескольких экспериментов становятся заметными следы движения сгустка вдоль стеклянной трубы, на стенках которой отчетливо виден шаг спирали в результате осаждения тяжелых примесей плазмы: меди из корпуса источника, вольфрама от поджигающего электрода и углерода из оргстекла.

На фиг. 2 приведены осциллограммы «запирания» сигнала с $\lambda = 8$ мм (а), а также отраженный (б) и интерференционный (в) сигналы (падающая волна складывается с отраженной); (г) — калибровочная синусоида 100 мкВ, подтверждающие оптическую структуру сгустка. Можно заметить хорошую корреляцию с СФР-граммой фиг. 1 (б). Область максимального поглощения совпадает с передней частью основного спирального массива сгустка, а интерференционная картина (в) иллюстрирует интенсивное периодическое перемещение отражающих границ плазмы, которые промодулированы более в. ч. колебаниями. При изменении полярности напряжения на источнике вид СФР-грамм не изменился. Авторы предполагают, что обнаруженный вид неустойчивости, согласно [3], носит желобковый характер. Считая радиальную скорость движения плазменного фронта при пинчевании разряда [4] порядка $6 \div 8 \cdot 10^6$ см/сек (продольная скорость, измеренная экспериментально, оказалась $\sim 10^7$ см/сек), можно определить инкремент развития желобковой неустойчивости

$$v \sim \sqrt{\frac{a}{\lambda}} \sim \sqrt{\frac{v}{\alpha T \lambda}} \sim 4 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$$

Здесь a — ускорение плазменного фронта, λ — длина волны возмущения $\sim 0,5$ см, $\alpha T \sim 1$ мксек — время появления особенности на кривой тока [4]. Отсюда видно, что за время протекания тока ($6 \div 8$ мксек) возможно образование желоба с последующим его вращением и выталкиванием при кумуляции из источника в трубу.

Далее можно предположить, что из-за неравномерной скорости перемещения фронта ударной волны к центру источника сначала происходит кумуляция ее вблизи малого основания конуса — вследствие чего и появляется передняя, четко светящаяся, часть сгустка. Точечный слой вряд ли сохраняет при своем движении аксиальную симметрию, а возникающий желоб может ее существенно нарушить, поэтому оказывается возможным появление продольной компоненты магнитного поля (вдоль высоты конуса), которая и вызывает вращение желоба.

Скорость вращения можно оценить из работы [5]

$$v = \frac{CE}{H_{\parallel}} \approx \frac{mv_{\perp}^2}{eH_{\parallel}} \sim 2 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$

Здесь m , v_{\perp} — масса и поперечная скорость ионов сгустка.

Наклон спирали на СФР-грамме фиг. 1 (а) хорошо подтверждает эту оценку.

В последующих экспериментах было обнаружено, что развитие неустойчивости подобного типа приводит к заметным потерям в сгустке при его движении вдоль трубы. Так при напряжении на источнике $U_c = 4$ кВ сгусток с плотностью $n > 10^{15}$ см $^{-3}$ и временной протяженностью ~ 60 мксек вблизи источника на расстоянии ~ 100 см практически полностью разваливается и исчезает. Расчет показывает, что никакими обычными механизмами потерь (радиальная диффузия, трение о стенки и т. д.) указанный выше результат не может быть объяснен. В дальнейших экспериментах было использовано ведущее магнитное поле вдоль направления движения сгустка; его величина была ~ 5 кэст и длительность ~ 5 мксек. (Так как конический источник имел толщину стенок большую толщины скин-слоя, магнитное поле не проникало внутрь него). В этом случае было обнаружено значительное уменьшение потерь плазмы, хотя СФР-граммы, полученные в магнитном поле, по-прежнему указывают на спиралевидную структуру сгустка.

Плазменный сгусток при своем движении давал диамагнитный сигнал, при помощи которого была оценена его проводимость ($\sigma \approx 3 \cdot 10^{14}$ CGSE). Описанные выше опыты, по-видимому, позволяют утверждать, что для получения

плазменных сгустков с оптимальными параметрами неустойчивость, возникающая в сгустках, существенно осложняет не только транспортировку, но и ввод их в различные системы магнитных ловушек.

Авторы весьма признательны С. С. Моисееву, В. Н. Ораевскому и Р. З. Сагдееву за плодотворное обсуждение полученных результатов.

Поступила 26 VIII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Philip J. Hart. Plasma Acceleration with Coaxial Elektrodes. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 1, 38.
2. Josephson V. and Hales R. W. Parametrik Study of the Conical Shock Tube. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 3, 373.
3. Морозов А. И. и Соловьев Л. С. Об ускорении плазмы в коаксиале. Ж. техн. физ., 1960, т. XXX, 1104.
4. Борзунов Н. А., Орлинский Д. В., Осовец С. Я. Исследование мощного импульсного разряда в конических камерах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 36, 717.
5. Веденов А., Велихов Е., Сагдеев Р. Устойчивость плазмы. Усп. физ. наук, 1961, т. 73, 701.

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ СЛОИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПРИ ПРОПУСКАНИИ СЛАБОГО ТОКА ЧЕРЕЗ ИОНИЗОВАННЫЙ ГАЗ

Г. А. Любимов
(Москва)

В ряде работ (см., например, [1, 2]) для измерения электропроводности ионизованного газа используется «электродный» метод. При этом к электродам, граничащим с газом, подводится некоторая разность потенциалов и по наклону вольт-амперной характеристики в начале координат определяют среднее сопротивление газового промежутка.

Экспериментально обнаружено [1, 2], что при малых токах (малых приложенных напряжениях) вольт-амперная характеристика имеет прямолинейный участок. При увеличении плотности тока (возрастании прикладываемой разности потенциалов) вольт-амперная характеристика становится существенно нелинейной и наступает режим «насыщения», т. е. режим, при котором плотность тока почти не изменяется при увеличении разности потенциалов на электродах.

В работе [1] указывается, что экспериментально полученная величина тока насыщения хорошо согласуется с предельным значением плотности тока, определяемым соотношением [1]

$$j^* = j_+ + j_0 = \frac{n_i e}{2.99 \cdot 10^9} \left(\frac{kT}{2\pi m_i} \right)^{1/2} + AT^2 \exp \left\{ -\frac{e\Phi}{kT} \right\} \quad (1)$$

Здесь j_+ — плотность тока положительных ионов через некоторую поверхность при условии максвелловского распределения скоростей ионов, j_0 — плотность эмиссионного тока электронов с поверхности электрода, зависящая от температуры электрода T и работы выхода материала электрода Φ .

В экспериментах [1] использовались цилиндрические электроды, поэтому начальный участок вольт-амперной характеристики определяется соотношением [1]

$$V = \left(\frac{100}{2\pi l} \frac{1}{\sigma} \ln \frac{r_2}{r_1} + R' \right) I = rI \quad (2)$$

Здесь r_1, r_2 — радиусы внутреннего и внешнего электрода, l — длина электрода, I, V — полный ток и приложенная разность потенциалов, R' — сопротивление подводящих проводов.

В работе [1] не указывается, каким образом начальный участок вольт-амперной характеристики (2) переходит в конечный участок (1) и в силу каких физических соображений величина токов насыщения определяется соотношением (1). На фиг. 1 приведены экспериментальные точки и прямая $j = j^*$ (прямая 1), взятые из [1]. Отметим, что в [1] приводятся два различных значения для работы выхода графита, использованного в качестве материала электродов: $\Phi_1 = 3.93$ э и $\Phi_2 = 4.01$ э. Прямая 1 на фиг. 1 взята из работы [1] и соответствует $\Phi = \Phi_1$. Отметим также, что приведенные на фиг. 1 экспериментальные точки получены для пропаново-кислородной смеси с добавкой 0.1% калия при температуре пламени $T = 2100^\circ$ и давлении 1 атм.

В работе [2] приведен качественный вид вольт-амперной характеристики, полученной в результате обработки экспериментов, аналогичных работе [1]. Характерно, что на вольт-амперной характеристике [2] отсутствует участок токов насыщения. Если

отвлечься от конечного участка этой характеристики, то она представляет собой два прямолинейных участка, соединенных узкой переходной зоной. При этом первый участок имеет гораздо меньший наклон к оси разности потенциалов.

Это указывает на то, что при возрастании разности потенциалов V эффективное сопротивление газового промежутка сначала остается постоянным (этот участок соответствует некоторой переходной области значений V и, наконец, при дальнейшем увеличении V снова остается постоянным, но намного большим, чем на начальном участке вольт-амперной характеристики. Никаких соображений теоретического характера, объясняющих такое поведение вольт-амперной характеристики, в работе [2] не приводится.

В работах [3-5] указывается, что на поверхности электрода возможно образование приэлектродных слоев резкого изменения потенциала. Наличие приэлектродных слоев приводит к тому, что падение потенциала на газовом промежутке становится меньше приложенной разности потенциалов. При этом эффективное сопротивление, подсчитанное по приложенной к электродам разности потенциалов и протекающему току ($R^0 = V/I$), возрастает.

В работе [5] указывается способ вычисления вольт-амперной характеристики с учетом приэлектродных слоев для случая течения ионизованного газа в магнитном поле. Этот способ основан на ряде предположений о характере приэлектродного слоя. Некоторым критерием правильности выдвинутых гипотез может служить сравнение результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными. Отсутствие необходимых экспериментальных данных по течению газа в магнитном поле не позволило сравнить результаты расчетов работы [5] с экспериментальными данными.

Ниже на основании результатов работы [5] приводится расчет вольт-амперной характеристики i для канала с приложенной разностью потенциалов при условиях, соответствующих работе [1]. Так как в данном случае представляет интерес начальный участок вольт-амперной характеристики, то в отличие от работы [5] ионным током не пренебрегается. При этом (в обозначениях [5]) соотношения, выражающие баланс тока на положительном и отрицательном электродах (ср. с (5.2) работы [5]), примут вид

$$i_{0+} - i_{n+} + i_i = i, \quad i_{n-} - i_{0-} - i_i = i, \quad i_i = n_i e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_i}} \quad (3)$$

Используя выражения для $i_{0\pm}, i_{n\pm}$, приведенные в работе [5], получим следующие выражения, определяющие изменение потенциала в приэлектродных слоях Φ_{\pm} через плотность тока, протекающего через газ

$$\frac{\pm i_0 \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \sqrt{\frac{\Phi_{\pm}}{d}} \right\} \mp \left(i_e \exp \left\{ -\frac{11600}{T} \Phi_{\pm} \right\} - i_i \right)}{1 - \frac{1}{2} \left(1 - \Psi \left[\sqrt{\frac{2\Phi_{\pm} 11600}{T}} \right] \right)} = i \quad (4)$$

$$i_e = n_e e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} i_i, \quad i_0 = AT^2 \exp \left\{ -\frac{11600}{T} \Phi \right\} \quad (4)$$

Здесь d — дебаевский радиус, $\Psi(x)$ — интеграл вероятности. Заметим, что индекс «+» здесь, как и в [5], относится к электроду, находящемуся электроны поступают в поток, т. е. в данном случае к электроду, находящемуся под отрицательным потенциалом. Индекс «-» относится к электроду, находящемуся под положительным потенциалом. Вольт-амперная характеристика для газового промежутка, к которому приложена разность потенциалов, имеет вид

$$V - \Phi_+ (j_+) \mp \Phi_- (j_-) = Ir \quad (5)$$

¹ После представления работы в печать автору стало известно из беседы с Креаторо (Croitoro O.), что аналогичный подход в несколько упрощенной постановке был сделан им и опубликован в отчете французского института Electricite de France, а также доложен на симпозиуме в США в апреле 1963 года.

