

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИИ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Г. Алиханов, А. В. Комин, Г. Г. Подлесный и Г. Л. Хорасанов

Экспериментально исследована распадающаяся плазма гелия, образованная импульсным сверхвысокочастотным разрядом. Измерена зависимость времени жизни плазмы от магнитного поля напряженностью до 5000 эрст. в диапазоне давлений нейтрального газа $2.5 \cdot 10^{-2} \div 2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. Результаты эксперимента согласуются с выводами теории диффузии с учетом парных столкновений. Измерен коэффициент диффузии He^+ в отсутствии магнитного поля ($D_a = 540 \frac{\text{см}^2}{\text{сек.}}$).

Введение

Одним из основных процессов, определяющих возможность удержания плазмы магнитным полем, является диффузия заряженных частиц поперек магнитного поля.

Измерения распределения концентрации плазмы, выполненные Бомом и другими [1], показали, что удержание плазмы магнитным полем значительно слабее, чем ожидалось по теории диффузии с учетом парных соударений. Это дало Бому основание для гипотезы о „дрейфовой диффузии“ поперек магнитного поля за счет электрических флуктуаций и колебаний в плазме. Впоследствии Саймон [2] показал, что в данном случае благодаря сильной анизотропии плазмы и наличию проводимости на торцах камеры происходит свободная диффузия ионов поперек магнитного поля, в то время как электроны движутся вдоль силовых линий. Бостик и Левин [3] по измерениям времени распада плазмы в магнитном поле получили результаты, совершенно не укладывающиеся в рамки элементарной теории диффузии. Их предположение о магнито-гидродинамических эффектах, происходящих в распадающейся плазме, требовало дополнительных опытов, которые не были проделаны.

Продольное электрическое поле в плазме положительного столба разряда, находящегося в магнитном поле, служило мерилom коэффициента диффузии в опытах Ленерта и Хо [4]. Начиная с некоторых критических магнитных полей, напряженность электрического поля возрастала и появлялись шумы в плазме, что укрепило представление о существовании „аномальной диффузии“. Это явление нашло объяснение в теории Кадомцева и Недоспасова [5], которыми было показано, что положительный столб разряда при определенных критических магнитных полях становится неустойчивым по отношению к винтообразным возмущениям концентрации.

В недавно опубликованной работе Голанта и Жилинского [6], выполненной на тонкой трубке ($R=8$ мм) и при магнитных полях до 1100 эрст., закон изменения коэффициента диффузии в зависимости от магнитного поля соответствует теории диффузии с учетом парных столкновений, хотя измеренные значения по абсолютной величине в 3 раза превышают теоретически предсказываемые. Скачкообразное увеличение поперечной диффузии с увеличением напряженности магнитного поля наблюдал Жаринов [7] в разряде с накалимым катодом. Аномальное поведение плазмы в опытах Бостика и Левина, а также Жаринова до сих пор не имеет достаточно убедительного объяснения и требует дальнейших исследований.

Настоящая работа поставлена с целью получения некоторых недостающих сведений по диффузии распадающейся плазмы в магнитном поле. Условия эксперимента были выбраны таким образом, чтобы исследуемая плазма была кинетически стабильной и измерения производились в режиме, приближающемся к условиям классической диффузии, обусловленной парными столкновениями с атомами нейтрального газа. Выбор параметров системы определялся желанием сравнить данный эксперимент в прямой трубе с аналогичными исследованиями Бостика и Левина, проведенными в тороидальной геометрии.

Методика эксперимента и аппаратура

Коэффициент амбиполярной диффузии в магнитном поле является тензором^[8]. Компоненты тензора $D_{a\perp}$ и D_a , ответственные за уход плазмы поперек и вдоль магнитного поля, имеют следующий вид:

$$D_{a\perp} = 2 \frac{kT}{m_i} \frac{\nu_e}{\nu_e \nu_i + \omega_e \omega_i}, \quad D_a = 2 \frac{kT}{m_i} \frac{1}{\nu_i}, \quad (1)$$

где ν_e и ν_i — частоты соударений электронов и ионов с нейтральным газом, ω_e и ω_i — циклотронные частоты электронов и ионов, m_i — масса иона, T — температура электронов и ионов. Рассматривается случай слабоионизованной изотермической плазмы, находящейся в тепловом равновесии с нейтральным газом.

Недиагональные члены тензора диффузии определяют диффузию в направлении $\nabla n \times \mathbf{H}$. Эти компоненты тензора имеют различные значения для электронов и ионов, так как потоки в этом направлении не приводят к разделению зарядов. Совместно с дрейфом под действием амбиполярного электрического поля образуются токи электронов и ионов перпендикулярные градиенту концентрации. Эти токи создают диамагнетизм плазмы и вращательное гидродинамическое движение, но от них не зависит уход плазмы на стенки.

Время распада плазмы, находящейся в цилиндре с непроводящими стенками, при условии, что магнитное поле однородно и направлено вдоль оси цилиндра, определяется следующим соотношением:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{D_a}{\Lambda_{\parallel}^2} + \frac{D_{a\perp}}{\Lambda_{\perp}^2}. \quad (2)$$

Такое время соответствует коэффициенту в показателе экспоненты, описывающей распад наиболее долгоживущей формы распределения концентрации в каждом из направлений к поверхности сосуда. Здесь Λ_{\parallel} — максимальная характеристическая диффузионная длина вдоль цилиндра, Λ_{\perp} — то же поперек цилиндра. Таким образом, время распада плазмы определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2kT}{m_i \nu_i} \left[\frac{\pi^2}{L^2} + \frac{(2.4)^2}{R^2} \frac{1}{1 + \frac{\omega_i \omega_e}{\nu_i \nu_e}} \right], \quad (3)$$

где L и R — длина и радиус цилиндра.

Некоторое усложнение возникает вследствие возможных превращений ионов в процессе распада^[9]. Например, в плазме гелия возможно образование молекулярных ионов He_2^+ посредством реакции $\text{He}^+ + \text{He} = \text{He}_2^+ + \text{He}$. Скорость перехода He^+ в He_2^+ зависит от давления газа, и, если она больше скорости распада плазмы, то газ атомарных ионов быстро замещается молекулярным, который, в свою очередь, благодаря большой вероятности диссипативной рекомбинации $\text{He}_2^+ +$

$+e=2\text{He}$ рекомбинирует с электронным газом. Влияние таких процессов, как рекомбинация атомарных ионов с электронами и ионизация путем соударения метастабильных атомов, прекращается в самом начале распада, и ими можно пренебречь.

Плазма создавалась сверхвысокочастотным пробоем газа в колбе (радиус 36 мм, длина 700 мм), помещенной в цилиндрический резонатор. Концентрация электронов определялась известным методом Бонди и Брауна^[10] по сдвигу собственной частоты резонатора.

В длинном резонаторе могут возбуждаться несколько типов колебаний, близких по частоте, что улучшает условия ионизации газа, но затрудняет опознавание измерительного типа волны. При наличии нескольких типов волн существует возможность перехода с одного из них на другой. Постоянство типа волны достигалось плавным передвижением резонансной кривой во времени в сторону возрастания концентраций и контролировалось независимостью постоянной распада от концентрации.

Если приблизительно принять напряженность высокочастотного электрического поля постоянной по объему резонатора, то ошибка в определении абсолютной величины концентрации плазмы не превысит 50%. Эта ошибка несущественна при измерении времени жизни плазмы, так как в этом случае важна точность в измерении отношений концентраций.

При больших сдвигах собственной частоты резонатора, соответствующих концентрации плазмы около 10^{10} см³, наблюдались отклонения в кривых распада, которые, в принципе, могут быть вызваны взаимодействием соседних типов колебаний. Однако в нашем случае эти нелинейные отклонения скорее обязаны более быстрому распаду плазмы в начальное время, которое вызывается такими причинами, как неустановившаяся температура электронного газа, влияние диффузионных модов высшего порядка и главным образом диффузией электронов из-за кулоновских соударений с ионами.

В области значений магнитных полей, соответствующих электронному циклотронному резонансу, были затруднения при проведении измерений: повышенное поглощение измерительного сигнала, сильная зависимость сдвига частоты от напряженности магнитного поля и др. Поэтому измерения при полях, приблизительно соответствующих циклотронному резонансу электронов ($\pm 15\%$), не производились.

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Временная диаграмма, поясняющая принцип действия, дана на рис. 2. Функционирование всей аппаратуры определялось задающим генератором. С помощью селектора, делителя частоты и схемы плавной задержки достигалось перемещение момента поджига плазмы относительно пилообразного напряжения, модулирующего клистрон. Магнетронный генератор мощностью в 200 квт работал на частоте 2700 мгц при длительности

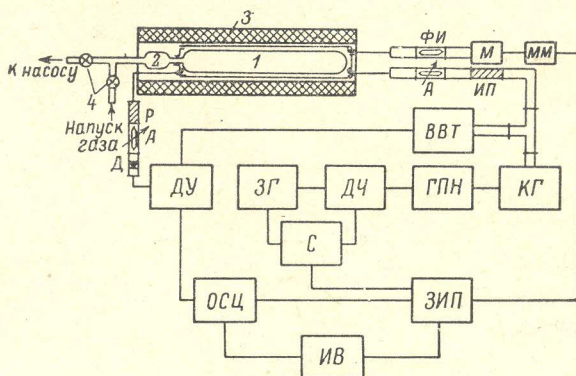


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки.

1 — цилиндрическая камера; 2 — титановый насос; 3 — соленоид; 4 — вентили; ЗГ — задающий генератор; ДЧ — делитель частоты; ГПН — генератор пилообразного напряжения; КГ — клистронный генератор; ИМ — ионный модулятор; А — аттенюатор; С — селектор; ЗИП — задержка импульса плавная; ММ — модулятор магнетрона; М — магнетрон; ФИ — ферритовый изолятор; Р — разрядник; Д — детектор; ДУ — дифференциальный усилитель; ВВТ — волномер высокой точности; ОСЦ — осциллограф; ИВ — измеритель времени.

импульса 1—4 мксек. Частота повторения импульсов определялась частотой задающего генератора и изменялась от 16 до 64 гц. Магнетрон был развязан от резонатора ферритовым вращателем.

Девияция частоты клистрона осуществлялась в пределах 100—150 мггц при средней частоте 3100—3300 мггц. Через систему развязок и аттенуаторов ослабленный и стабилизированный по мощности измерительный сигнал поступал в резонатор. Уровень мощности сигнала был ограничен для предотвращения нагрева электронного газа, что особенно существенно при наличии магнитного поля. Из резонатора сигнал поступал на вход дифференциального усилителя. Газоразрядный аттенуатор и предельный волновод, включенные в измерительную цепь, ограничивали проникновение импульса магнетрона на детектор. Продетектированный

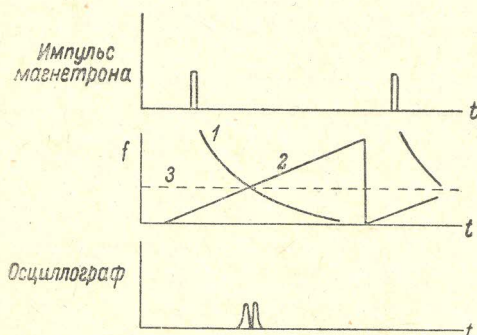


Рис. 2. Кривые, иллюстрирующие принцип метода измерений.

1 — собственная частота резонатора с плазмой; 2 — частота измерительного сигнала; 3 — частота волномера.

сигнал от частотомера поступал во второй канал усилителя и в противоположной фазе суммировался с зондирующим сигналом. Добротности частотомера и резонатора были порядка 15 000—20 000 и 5 000—10 000 соответственно, что позволило измерять частоту с относительной погрешностью менее чем $5 \cdot 10^{-6}$. Время определялось калиброванным генератором сдвинутых импульсов. Постоянное магнитное поле создавалось соленоидом, обеспечивающим однородность поля в области плазмы в пределах 0.5% .

Система откачивалась последовательно включенными паромасляным диффузионным и титановым насосами и могла прогреваться при температуре 400—450° С.

В качестве рабочего газа использовался спектрально чистый гелий. Давление гелия в исследуемом диапазоне $2.5 \cdot 10^{-2}$ — $2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. измерялось ионизационной лампой ЛМ-2, включенной по схеме, описанной в [11]. Лампа предварительно была прокалибрована ртутным компрессионным манометром.

Результаты эксперимента и обсуждение

Известно, что незначительные примеси посторонних газов могут существенно изменить время распада плазмы [9]. Предварительные измерения показали, что чистота газа и стенок, даже после прогрева системы, была недостаточной. Так, величина коэффициента диффузии в отсутствие магнитного поля не соответствовала опубликованным в литературе данным и изменялась в пределах 1000 — $1300 \frac{\text{см}^2 \text{ мм рт. ст.}}{\text{сек}}$.

в зависимости от давления газа и длительности магнетронного импульса. Тщательная откачка системы с применением титанового магнитоионного насоса дала возможность получить вакуум лучше 10^{-9} мм рт. ст. После многократной промывки системы гелием и тренировки разрядом в условиях циклотронного резонанса электронов были получены установившиеся результаты, изображенные на рис. 3.

Время распада плазмы гелия определяется двумя процессами: диффузией He^+ на стенки и переходом атомарных ионов He^+ в молекулярные ионы He_2^+ в результате тройных соударений. Коэффициент диффузии молекулярных ионов больше атомарных, поэтому при низких

давлениях, когда распад плазмы определяется в основном уходом He^+ на стенки, зависимость $\frac{p\Lambda^2}{\tau}$ от p^3 будет линейной.

$$\frac{p\Lambda^2}{\tau} = D_{ap} + \zeta\Lambda^2 p^3. \quad (4)$$

Отрезок, отсекаемый этой прямой на оси ординат, соответствует приведенному коэффициенту диффузии для He^+ , а наклон прямой определяет скорость перехода ζ атомарных ионов He^+ в молекулярные ионы He_2^+ .

Полученное в данном эксперименте значение $D_{ap} = 540 \frac{\text{см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.}}{\text{сек.}}$ соответствует результатам измерений, содержащимся в работе [12].¹ Найденная из наклона прямой, изображенной на рис. 3, скорость перехода He^+ в He_2^+ оказалась равной $\zeta = 180 \text{ сек.}^{-1} (\text{мм рт. ст.})^{-2}$, что

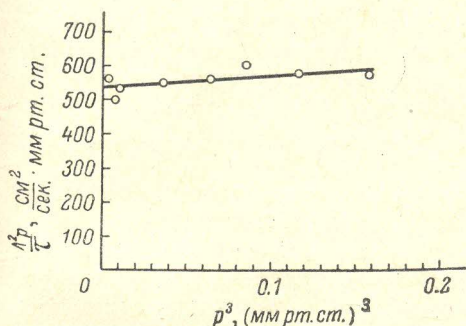


Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии от давления газа после тщательной откачки системы.

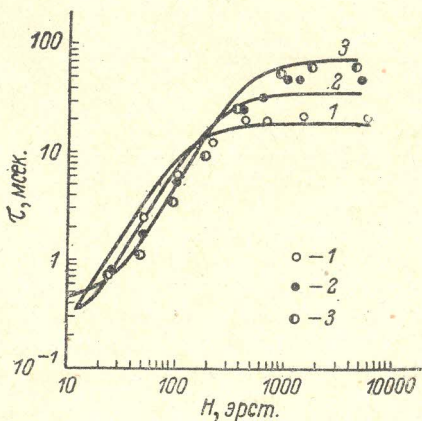


Рис. 4. Зависимость времени распада плазмы от напряженности магнитного поля для разных давлений гелия.

1 — $2.5 \cdot 10^{-2}$, 2 — $5 \cdot 10^{-2}$,
3 — $1 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст.

в 2.5 раза больше значения, измеренного Фелпсом [12], но совпадает со значением, теоретически предсказанным в работе [13].

Зависимость времени распада плазмы от напряженности магнитного поля для разных давлений гелия дана на рис. 4—5. Там же приведены кривые, вычисленные по формуле (3), в которую были подставлены значения частот столкновений $\nu_e = 2.1 \cdot 10^8 p \text{ сек.}^{-1}$ и $\nu_i = 2.0 \cdot 10^7 p \text{ сек.}^{-1}$. Принятое значение ν_e найдено из условия, что вероятность столкновения электрона с атомами гелия равна $p_c = 20$ [14]. Величина ν_i вычислена по нашим измерениям коэффициента диффузии в отсутствие магнитного поля. Отклонение от теоретической кривой при давлении $2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. (рис. 5) можно объяснить переходом He^+ в He_2^+ при больших временах жизни плазмы. Скорость ухода плазмы увеличивается благодаря большему коэффициенту диффузии He_2^+ и возможной рекомбинации $\text{He}_2^+ + e$.

¹ Необходимо отметить, что величина $D_{ap} = 540 \frac{\text{см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.}}{\text{сек.}}$, приписываемая

Бионди и Брауном [10] атомарным ионам He^+ , по-видимому, является ошибочной. В действительности, исходя из параметров эксперимента, ими измерена величина коэффициента диффузии для молекулярных ионов He_2^+ , и совпадение с результатом других экспериментов для He^+ является случайным.

Все измерения проводились в диапазоне концентраций электронов 10^8 — 10^{10} см $^{-3}$.

Чтобы убедиться в том, что насыщение кривых не вызвано прилипанием электронов к примесям электроотрицательных газов, был поставлен контрольный эксперимент. Система катушек была переключена

таким образом, чтобы магнитное поле возрастало к торцам колбы. В этом случае скорость диффузии вдоль магнитного поля была

$$v_{\parallel} = -D_{\alpha} \left(\frac{\nabla n}{n} - \frac{\nabla H_z}{H_z} \right), \quad (5)$$

что справедливо при $\omega_e > \nu_e$.

В самом деле, экспериментально наблюдалось увеличение времени жизни плазмы в магнитном поле такой конфигурации. Так, например, время жизни плазмы при давлении $2.5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. в области сильных полей ($H > 1000$ эрст.) оказалось равным 36 мсек. вместо 20 мсек. в однородном поле, что качественно согласуется с предсказанным поведением плазмы в магнитном поле.

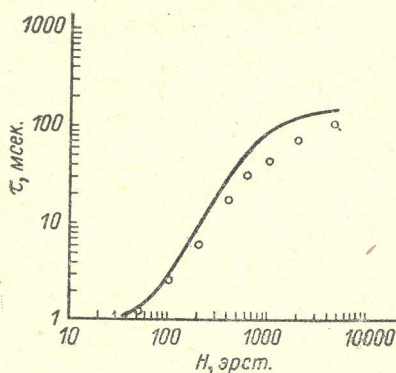


Рис. 5. Зависимость времени распада плазмы от напряженности магнитного поля для разных давлений гелия.

$$p = 2 \cdot 10^{-1} \text{ мм рт. ст.}$$

Из приведенных результатов следует, что перенос заряженных частиц в распадающейся плазме хорошо описывается теорией диффузии с учетом парных столкновений. Измеренные экспериментальные данные расходятся не более чем на 20—30% с теоретическими, полученными на основе проверенных величин сечений элементарных процессов. Таким образом, можно считать, что до напряженностей магнитного поля, при которых доминирует продольная диффузия, выполняется закон $D \sim \frac{1}{H^2}$, и диффузия поперек магнитного поля вызывается только парными столкновениями заряженных частиц с нейтральным газом.

Имеется ряд причин, которые могут вызвать в некоторых случаях большую скорость ухода плазмы поперек магнитного поля, чем это следует из теории диффузии.

1. Импульсное образование плазмы служит началом колебательного процесса магнитно-плазменного резонатора, которым является плазменный цилиндр в продольном магнитном поле. Амплитуда и степень затухания этих колебаний определяются как величиной поджигающего импульса, так и параметрами плазмы. В этих случаях, когда начальное возмущение быстро затухает, распад подчиняется закону диффузии. При больших возмущениях поджигающего импульса и большой добротности плазменного резонатора, которая возрастает с увеличением магнитного поля, колебания могут вызвать усиленный дрейф плазмы в скрещенных полях.

2. Для объяснения быстрого ухода плазмы в магнитном поле Бостик и Левин предположили, что центробежная сила, обусловленная гидродинамическим вращением плазмы по азимуту, создает неустойчивость типа Крускала—Шварцшильда. Поскольку гидродинамическая скорость плазмы в азимутальном направлении связана с радиальной скоростью ухода плазмы ($v_{\phi}^{\text{гидр.}} \approx v_r \frac{\omega_i}{v_i}$), то, по-видимому, подобная неустойчивость может развиваться при радиальных скоростях, которые выше критических. Как показывают наши эксперименты, обычная скорость диффузионного потока не вызывает такой неустойчивости. Однако не исключена возможность того, что благодаря каким-то причинам (на-

пример, „заправочные“ флуктуации или примеси) скорость радиальной диффузии может увеличиться. Тогда увеличится и скорость по азимуту $v_{\phi}^{\text{удар}}$, что, вызывая неустойчивость, приведет, в свою очередь, к увеличению v_r и т. д. По-видимому, для осуществления такого рода положительной обратной связи и в этом случае необходимо превышение определенных критических параметров как в отношении поджигающего импульса, так и в отношении свойств самой плазмы в магнитном поле.

Выяснение процессов переноса заряженных частиц поперек магнитного поля требует дальнейших исследований в контролируемых условиях. В этом направлении представляется необходимым измерение времени жизни плазмы при наличии искусственно созданных колебаний и неустойчивостей в плазме.

Литература

- [1] A. Gutrie, R. Wakerling. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field. Mc-Graw-Hill Book Co., N. Y., 1949. — [2] A. Simon. Diffusion of Arc Plasmas Across a Magnetic Field. Доклад № 366, представленный США на II междунар. конф. по мирн. использ. атомной энергии, Женева, 1958. — [3] W. Bostick, M. Levine. Phys. Rev., 97, 13, 1955. — [4] F. Hoh, B. Lenert. Phys. Fluids, 3, 600, 1960. — [5] Е. Б. Кадомцев, А. В. Недоспасов. Plasma Physics, 1, 4, 1960. — [6] В. Е. Голант, А. П. Жилинский, ЖТФ, XXX, 7, 745—755, 1960. — [7] А. В. Жаринов. Атомная энергия, 3, 7, 220—224, 1959. — [8] W. Allis. Handbuch der Physik. Springer-Verlag, 21, 383, Berlin, 1956. — [9] H. Oskam. Philips Res. Repts., 3, 335, 1958. — [10] M. Biondi, S. Brown. Phys. Rev., 75, 1700, 1949. — [11] G. Schulz, A. Phelps. Rev. sci., instrum., 22, 1051, 1957. — [12] A. Phelps, S. Brown. Phys. Rev., 86, 102, 1952. — [13] D. Bates. Phys. Rev., 77, 718, 1950. — [14] S. Brown. Basic Data of Plasma Physics. J. Willey a. Sons, N. Y., 1959.

Физико-технический институт
АН Груз. ССР
Сухуми

Поступило в Редакцию
9 августа 1961 г.
В окончательной редакции
30 января 1962 г.