

04;09

©1993 г.

ДИФФУЗИЯ ПЛАЗМЫ, ИНЖЕКТИРОВАННОЙ В ОТКРЫТУЮ МАГНИТНУЮ ЛОВУШКУ ИЗ НЕЗАВИСИМОГО СВЧ ИСТОЧНИКА

З.Р.Берия, Г.Е.Гогуашвили, С.И.Нанобашвили

Приводятся результаты исследования стационарной плазмы в открытой магнитной ловушке с однородным, полем, накопленной вследствие ее инъекции из независимого СВЧ источника. Исследования проводились в аргоне при давлениях $3 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3}$ Тор и подводимой СВЧ мощности порядка 100 Вт на частоте 2400 МГц. При этом стационарная концентрация заряженных частиц в ловушке находится в пределах $2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температура электронов 2–3 эВ.

Время жизни плазмы в ловушке определяется диффузией частиц за счет столкновений, при фиксированном значении магнитного поля в ловушке оно практически не меняется с изменением давления нейтрального газа и достигает максимального значения $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ с при напряженности магнитного поля в ловушке, равной 1600 Э.

Введение

В целом ряде работ для заполнения плазмой магнитных ловушек различной конфигурации используется сверхвысокочастотное поле (см., например, [1–7]). В этих работах формирование плазмы происходит в режиме электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в самой же ловушке, что не всегда удобно. В частности, при исследовании разнообразных физических процессов при взаимодействии электромагнитных волн с магнитоактивной плазмой, при отработке методов нагрева и удержания плазмы в магнитных ловушках и т.д. целесообразно вынести за пределы ловушки “горячую” область формирования плазмы и инжектировать в нее “мишенную” плазму из отдельного, независимого источника.

С этой целью нами был предложен метод заполнения открытой магнитной ловушки инъекцией плазмы вдоль магнитного поля из удаленного от ловушки отдельного стационарного СВЧ источника, в котором плазма формируется в режиме ЭЦР в сильно неоднородном магнитном поле. Конструкция и характеристики СВЧ источника плазмы подробно описаны в работе [8]. Что касается характеристик плазмы в самой ловушке, то они представлены в случае однородного поля в работе [9], а в случае пробочного поля в работе [10].

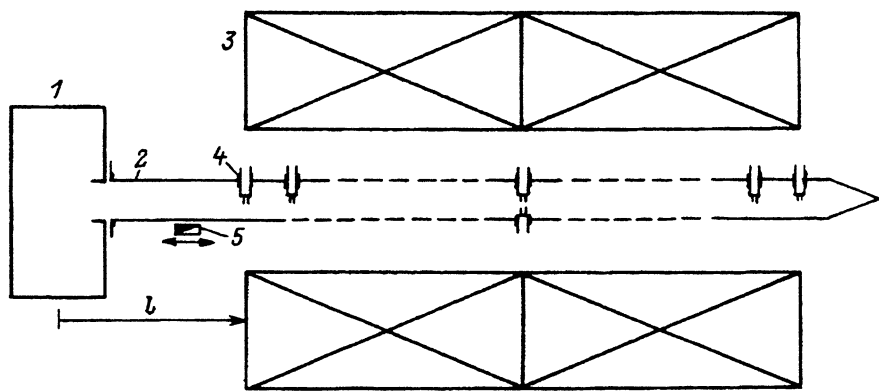


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — СВЧ источник плазмы, 2 — исследуемый объем, 3 — соленоид, 4 — двойные электрические зонды, 5 — полупроводниковый датчик света.

Настоящая работа является продолжением работ [8–10]. Ее целью является исследование процессов диффузии плазмы в магнитной ловушке с однородным полем. Эти исследования основываются на измерениях распределения концентрации заряженных частиц плазмы вдоль ловушки и зависимости концентрации и температуры от условий образования плазмы в СВЧ источнике и от параметров ловушки.

Подробное описание экспериментальной установки было приведено в работах [8–10]. Принципиальная схема представлена на рис. 1. Плазма в СВЧ источнике 1 создавалась в режиме ЭЦР на частоте 2400 МГц (подводимая мощность 100 Вт). Из источника плазма инжектировалась в стеклянный баллон 2 диаметром 4 см и длиной 115 см, помещенный на оси соленоида 3. Концентрация и температура плазмы в ловушке определялась с помощью двойных зондов 4, введенных по оси баллона в тринадцать сечений с шагом 7.5 см. Оказалось, что в различных условиях эксперимента концентрация плазмы в ловушке изменялась в пределах $2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (при давлении нейтрального аргона $3 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$), а температура электронов — в пределах 2–3 эВ. При этом максимальное значение степени ионизации достигало нескольких процентов.

Что касается колебания параметров плазмы в ловушке то, как показали измерения [9], они присутствуют, но на довольно низком уровне.

Диффузия частиц плазмы в ловушке

Одной из основных характеристик плазмы в ловушке является время жизни заряженных частиц. Помимо определения этого параметра, очевидно, большой интерес представляет анализ тех физических процессов, которые обуславливают уход заряженных частиц из ловушки.

С этой целью нами были проведены специальные эксперименты. Был использован метод, предложенный и подробно рассмотренный в работах [11–13]. Это так называемый метод “пространственного распада” плазмы, когда из распределения концентрации плазмы по длине баллона определяются коэффициент поперечной диффузии и связанное с ним время жизни частиц. Этот метод успешно применен в ряде работ по изучению СВЧ разряда в открытой магнитной ловушке (см., например, [14]).

Как следует из теории диффузии, на достаточно большом расстоянии от границы "активной" области разряда (т.е. от области формирования плазмы) концентрация вдоль магнитного поля спадает экспоненциально

$$n(z) = \bar{n} e^{-\frac{z}{s_{\parallel}}}, \quad (1)$$

где z — текущая координата, s_{\parallel} — характерная длина спада концентрации.

Она имеет порядок величины расстояния, на которое успевают продиффундировать вдоль магнитного поля заряженные частицы за время их жизни.

Как показывают оценки, в условиях наших экспериментов эффективность объемных процессов устранения заряженных частиц значительно ниже эффективности диффузионных процессов, поэтому время жизни частиц определяется диффузией поперек магнитного поля. В этом случае характерная длина спада концентрации определяется отношением коэффициентов продольной и поперечной диффузий

$$s_{\parallel} = \Lambda_{\perp} \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)^{\frac{1}{2}} = (D_{\parallel} \tau_{\perp})^{\frac{1}{2}}, \quad \left(\tau_{\perp} = \frac{\Lambda_{\perp}^2}{D_{\perp}}, \quad \Lambda_{\perp} = \frac{a}{2.4} \right), \quad (2)$$

где Λ_{\perp} — характерная поперечная диффузионная длина, a — радиус баллона.

Измеряя на эксперименте величину s_{\parallel} , можно, очевидно, определить отношение D_{\parallel}/D_{\perp} , а при известном значении коэффициента продольной диффузии — и время жизни заряженных частиц ($\tau_l = \tau_{\perp}$).

Поскольку в условиях наших экспериментов длина свободного пробега заряженных частиц меньше длины системы, то диффузия частиц вдоль магнитного поля носит амбиполярный характер и коэффициент диффузии (при $T_e \gg T_i$)

$$D_{\parallel a} = \frac{kT_e}{m_i \nu_{ia}}, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, T_e — температура электронов, m_i — масса иона, ν_{ia} — частота столкновений иона с нейтральными частицами.

Для аргона принимаем $\nu_{ia} \simeq 8 \cdot 10^7$ р (при $T_e \simeq 2-3$ эВ, $T_i \simeq 0.3$ эВ) [15].

Результаты измерения распределения концентрации заряженных частиц вдоль баллона при различных давлениях нейтрального газа в полупологарифмическом масштабе для фиксированного значения напряженности магнитного поля в ловушке, равной 400 Э, представлены на рис. 2. В средней части баллона распределение концентрации действительно экспоненциальное. Видно также, что с увеличением давления наклон кривых растет. По наклону этих кривых с помощью (2) и (3) можно определить экспериментальное значение времени жизни заряженных частиц.

Оказалось, что определенное таким образом время жизни заряженных частиц практически не зависит от давления нейтрального газа и составляет примерно $3.5 \cdot 10^{-4}$ с. Эта величина по крайней мере при сравнительно высоких давлениях хорошо согласуется с временем жизни заряженных частиц, связанным с амбиполярной диффузией поперек магнитного поля за счет столкновений частиц, которая рассчитывается по формуле

$$\frac{1}{\tau_{\perp a}} = \frac{D_{\perp a}}{\Lambda_{\perp}^2} = \frac{kT_e(\nu_{ei} + \nu_{ea})}{m_e \omega_{He}^2 \Lambda_{\perp}^2}, \quad (4)$$

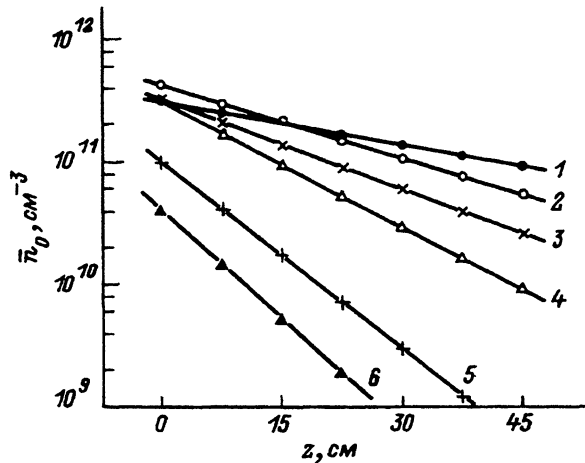


Рис. 2. Распределение концентрации заряженных частиц по длине баллона при различных давлениях нейтрального газа.

1 — $3 \cdot 10^{-4}$, 2 — $5 \cdot 10^{-4}$,
 3 — $7 \cdot 10^{-4}$, 4 — $1 \cdot 10^{-3}$,
 5 — $2 \cdot 10^{-3}$, 6 — $3 \cdot 10^{-3}$ Тор;
 $H_0 = 400$ Э.

где m_e — масса электрона, $\omega_{He} = (eH)/(m_e c)$, e — заряд электрона, c — скорость света, H — магнитное поле, ν_{ei} — частота столкновений электрона с ионами, ν_{ea} — частота столкновений электрона с нейтральными частицами (при расчетах принималась равной $7 \cdot 10^9$ р [16]).

На рис. 3 дается зависимость обратного времени жизни $1/\tau_l$ от давления нейтрального газа. Действительно видно, что при высоких давлениях экспериментальное значение обратного времени жизни (кривая 2) примерно в два раза больше по сравнению с его расчетным значением, связанным с амбиполярным уходом частиц поперек магнитного поля (кривая 3) (в расчетах бралось экспериментальное значение концентрации и температуры плазмы из графиков на рис. 6 и 7). Как видно, расхождение между ними при понижении давления несколько растет.

Анализ результатов многих экспериментальных исследований показывает, что диффузия заряженных частиц плазмы поперек сильного магнитного поля происходит быстрее, чем это предсказывается теорией, объясняющей диффузию столкновениями частиц. Обнаруженная в раз-

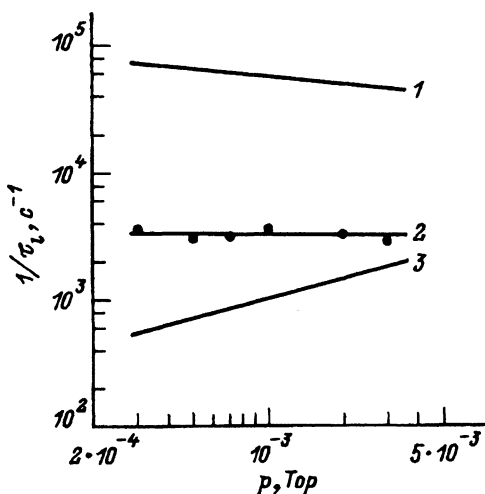


Рис. 3. Зависимость обратного времени жизни от давления нейтрального газа.

1, 3 — расчет: 1 — диффузия Бома, 3 — поперечная амбиполярная диффузия; 2 — эксперимент.

личных опытах аномальная диффузия естественно сопоставляется с раз-
 витием тех или иных неустойчивостей, с колебаниями и шумами в плазме.

Анализ турбулентной диффузии показал, что во многих случаях вели-
 чина коэффициента диффузии по порядку соответствует коэффициенту,
 введенному в свое время Бомом [17]

$$D_{\perp B} = \frac{ckT_e}{16eH}. \quad (5)$$

В ряде работ по накоплению плазмы СВЧ разрядом внутри магнит-
 ной ловушки (см., например, [14,18]) было установлено, что коэффициент
 диффузии близок по величине к коэффициенту Бома. С другой стороны,
 и в наших экспериментах, правда, на низком уровне, но все-таки наблю-
 дались колебания параметров плазмы. В связи с этим мы сопоставим
 наши данные о времени жизни заряженных частиц с временем бомовской
 диффузии

$$\frac{1}{\tau_{\perp B}} = \frac{D_{\perp B}}{\Lambda_{\perp}^2} = \frac{ckT_e}{16eH\Lambda_{\perp}^2}. \quad (6)$$

Значение $1/\tau_{\perp B}$, рассчитанное по формуле (6), представлено на рис. 3
 (кривая 1). При расчете значения температуры электронов брались из
 графика на рис. 6.

Из рис. 3 видно, что скорость ухода частиц, связанная с бомовской
 диффузией (кривая 1), больше чем на порядок превышает эксперимен-
 тальное значение (кривая 2) и, очевидно, не может обуславливать в усло-
 виях наших экспериментов уход частиц из ловушки. С другой стороны,
 экспериментальное время жизни по порядку величины согласуется с вре-
 менем жизни, связанным с классическим амбиполярным уходом частиц
 поперек магнитного поля (кривая 3).

Для подтверждения того, что действительно уход частиц из ловушки
 в условиях наших экспериментов определяется классической амбиполяр-
 ной диффузией поперек магнитного поля, нами были проведены экспери-
 менты по определению зависимости времени жизни заряженных частиц
 от магнитного поля.

Типичная картина распределения концентрации заряженных частиц
 вдоль баллона при различных напряженностях магнитного поля в

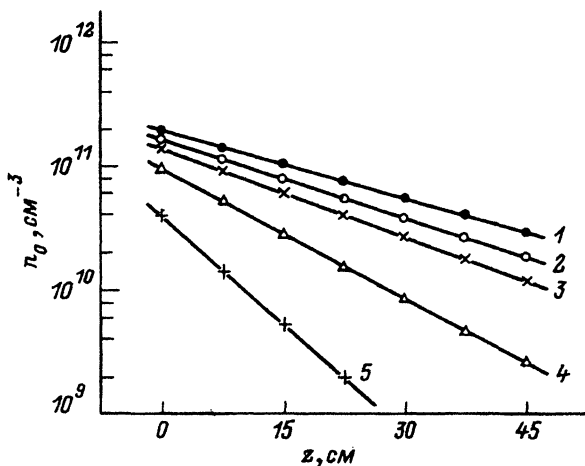
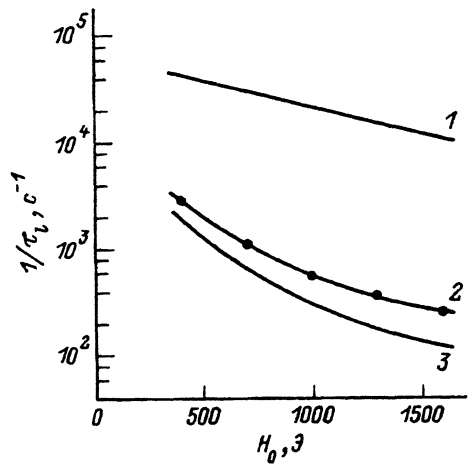


Рис. 4. Распределение концен-
 трации заряженных частиц по
 длине баллона при различных
 значениях напряженности маг-
 нитного поля в ловушке.

1 — 1600, 2 — 1300, 3 — 1000,
 4 — 700, 5 — 400 Э; $p = 3 \cdot 10^{-3}$ Тор.

Рис. 5. Зависимость обратного времени жизни от напряженности магнитного поля в ловушке.

1-3 — то же, что и на рис. 3.



ловушке для фиксированного значения давления нейтрального газа ($p = 3 \cdot 10^{-3}$ Тор) представлена на рис. 4. В средней части баллона в широком диапазоне изменения магнитного поля распределение концентрации остается экспоненциальным. Видно также, что с увеличением магнитного поля наклон кривых уменьшается. По наклону этих кривых с помощью (2) и (3) было определено экспериментальное значение времени жизни заряженных частиц. Оказалось, что его максимальное значение $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ с достигается при напряженности магнитного поля в ловушке, равной 1600 Э.

Как видно из рис. 5, найденная из наших экспериментов зависимость обратного времени жизни (кривая 2) от магнитного поля хорошо согласуется как по характеру изменения, так и по абсолютной величине с расчетным значением обратного времени жизни, связанного с поперечной амбиполярной диффузией, вызванной столкновениями (кривая 3). При расчетах использовались экспериментальные значения концентрации и температуры электронов (рис. 6,7).

На рис. 5 приведено также расчетное значение обратного времени жизни, связанного с бомовской диффузией (кривая 1). Видно, что оно

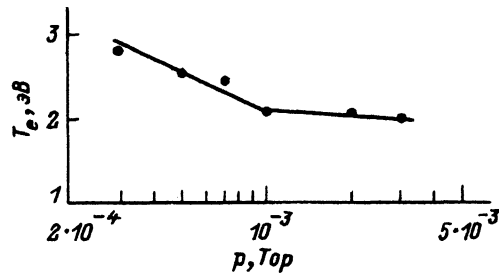


Рис. 6. Зависимость температуры электронов от давления нейтрального газа.

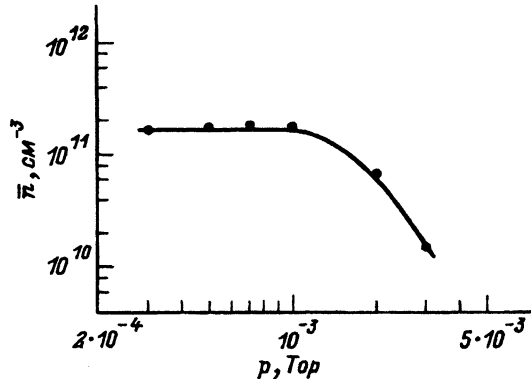


Рис. 7. Зависимость концентрации заряженных частиц от давления нейтрального газа.

и по характеру изменения отличается от экспериментального и по абсолютной величине больше чем на порядок превышает его. Аналогичная картина наблюдается и при других давлениях.

Заклучение

Отметим наиболее существенные результаты, полученные нами в экспериментах по инъекции плазмы из независимого СВЧ источника в открытую магнитную ловушку.

1. Экспериментально показано, что можно эффективно инжектировать плазму из независимого СВЧ источника в открытую магнитную ловушку ($l = 30-80$ см). При этом в ловушке накапливается довольно спокойная плазма с регулируемой концентрацией в пределах $2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и температурой электронов 2-3 эВ.

2. Время жизни плазмы в ловушке определяется классическим механизмом ухода частиц за счет столкновений, при фиксированном значении магнитного поля в ловушке оно практически не меняется с изменением давления нейтрального газа и достигает максимального значения $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ с при напряженности магнитного поля в ловушке, равной 1600 Э.

Список литературы

- [1] *Consoli T., Inchtchenko G., Weill M.* // С. г. Acad. Sci. 1962. Vol. 255. N 19. P. 2394.
- [2] *Dandl R.A., Ard W.B., Becker M.C. et al.* Rep. CN21/101. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research. Culham, 1965.
- [3] *Голант В.Е., Дьяченко В.В., Новик К.М., Подушникова К.А.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 6. С. 1027-1033.
- [4] *Анисимов А.И., Виноградов Н.И., Голант В.Е., Пахомов Л.П.* // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 4. С. 680-690.
- [5] *Будников В.Н., Виноградов Н.И., Голант В.Е., Обухов А.А.* // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 5. С. 851-860.
- [6] *Залесский Ю.Г., Комаров А.Д., Лаврентьев О.А. и др.* // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 5. С. 954-957.
- [7] *Nanobashvili S., Datlov J., Stöckel J., Žaček F.* // Czech. J. Phys. 1987. Vol. 37. P. 194-200.
- [8] *Гогошвили Г.Е., Нанобашвили С.И., Ростомашвили Г.И.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1746-1750.
- [9] *Берия З.Р., Гогошвили Г.Е., Нанобашвили С.И.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 7. С. 90-98.
- [10] *Берия З.Р., Гогошвили Г.И., Нанобашвили С.И.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 12. С. 141-144.
- [11] *Голубев В.С., Грановский В.Л.* // РиЭ. 1962. Т. 7. № 4. С. 663-669.
- [12] *Голубев В.С., Грановский В.Л.* // РиЭ. 1962. Т. 7. № 5. С. 880-889.
- [13] *Голант В.Е.* // УФЖ. 1963. Т. 79. № 3. С. 377-440.
- [14] *Будников В.Н., Виноградов Н.И., Голант В.Е.* // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 5. С. 861-867.
- [15] *Мак-Даниель И.* Процессы столкновения в ионизированных газах. М., 1967. 832 с.
- [16] *Мак-Доналд А.* Сверхвысокочастотный пробой в газах. М., 1969. 206 с.
- [17] *Voigt D.* The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields. New York, 1949.
- [18] *Анисимов А.И., Виноградов Н.И., Голант В.Е. и др.* // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 11. С. 1902-1907.

Институт физики
Тбилиси

Поступило в Редакцию
26 февраля 1992 г.
В окончательной редакции
8 октября 1992 г.