

Б. 94

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

+

препринт

Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман

Зондовые измерения в калиевой плазме

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИЗБ. № 120

НОВОСИБИРСК 1965

+

В настоящей работе рассмотрен вопрос о зондовых измерениях в изотермической калиевой плазме, причём учтены эффекты, связанные с движением плазмы относительно зонда.

Наиболее существенными при обработке зондовых характеристик являются вопросы о провисании поля зонда в плазму и размерах собирающей поверхности зонда /1-7/. Если считать, что поле зонда сосредоточено в слое вблизи поверхности зонда и толщина слоя мала по сравнению с радиусом зонда a (при этом предполагается, что толщина слоя \sim нескольких дебаевских радиусов r_d), т.е. $r_d \ll a$, то ток на отрицательный цилиндрический зонд равен /1/

$$I_z = \frac{1}{4} en\bar{v}S_z, \quad (1)$$

где $\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2kT_i}{M_i}}$ - средняя скорость ионов в плазме;

T_i , M_i - температура и масса ионов; n - плотность плазмы;

$S_z = 2\pi aL$ - площадь поверхности зонда; L - его длина.

Провисание поля зонда в плазму было рассмотрено в случае неизотермической плазмы ($T_e \gg T_i$) при $r_d \ll a$ /4/. При этом получена известная формула Бома

$$I_z = 0,4en \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_z, \quad (2)$$

где T_e - температура электронов.

Полная теория тока на отрицательный зонд с учётом провисания поля для произвольного соотношения r_d и a рассмотрена в обзоре /7/. Получена следующая формула для тока на отрицательный зонд

$$I_z = 2\pi r_p \ln \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \alpha(\gamma), \quad (3)$$

где

$$\alpha(\gamma) = \frac{r_l}{r_p} \frac{\sqrt{\gamma + \ln 2}}{\pi}.$$

Здесь r_p - радиус ионного слоя; $\gamma \approx T_i/T_e$; r_l - "лимитационный" радиус. Численный расчет показывает, что практически всегда $\alpha(\gamma) \approx 0,4$.

Таким образом, эта формула отличается от бомовской тем, что в этом

случае собирающая поверхность зонда определяется, грубо говоря, поверхностью ионного слоя, т.е. превышает геометрическую поверхность зонда и зависит от толщины слоя. Естественно, что в случае, когда толщина слоя мала ($r_d \ll a$), формулы (2) и (3) совпадают.

Радиус слоя r_p можно определить из закона "3/2", рассматривая поверхность слоя как эмиттер ионов. Тогда

$$I_a = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{M_i}} \frac{\phi^{3/2}}{\beta^2(r_p/a)}, \quad (4)$$

где β^2 - функция, затабулированная в /3/; ϕ - потенциал зонда относительно плазмы. Исключая из (3) и (4) r_p , можем найти плотность плазмы n .

Остается, однако, неясным, при каких отношениях r_d/a следует переходить от формулы (2) к (3), а также вопрос о том, следует ли в изотермической плазме пользоваться формулами (1) или (2).

Прежде, чем перейти к рассмотрению экспериментальных результатов, рассмотрим случай, когда плазма движется. Для простоты будем считать, что провисания поля зонда нет и что собирающая поверхность совпадает с геометрической.

Пусть плазма движется вдоль магнитного поля в направлении оси x со скоростью u . Функцию распределения ионов по скоростям запишем в виде

$$n(v) = \frac{n}{\pi V_T^2} \exp\left[-\frac{(v_x - u)^2}{V_T^2} - \frac{v_y^2}{V_T^2}\right],$$

где v_x , v_y - компоненты скорости вдоль и поперек магнитного поля, а $V_T = \sqrt{2kT_i/M_i}$ - тепловая скорость ионов.

Найдем ток на плоскую поверхность, ориентированную поперек магнитного поля. Ток на поверхность, обращенную к движущейся плазме, обозначим I_+ , а на противоположную — I_- . Тогда

$$I_{\pm} = \frac{en\sqrt{S}}{4} \left[\exp\left[-\frac{u^2}{V_T^2}\right] \pm \sqrt{\pi} \frac{u}{V_T} + 2 \frac{u}{V_T} \int_0^{\infty} \exp(-x^2) dx \right].$$

При $u=V_T$ получаем

$$\begin{aligned} I_+ &= 0,907en\sqrt{S} & ; \\ I_- &= 0,054en\sqrt{S} & . \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что ток I может носить условный характер, т.к. в отсутствие столкновений в магнитном поле, когда ларморовский радиус частиц много меньше радиуса поверхности S , за последней должна образовываться "тень", где плазмы может и не быть вовсе.

Найдем поток на цилиндрическую поверхность, образующая которой перпендикулярна магнитному полю. Рис. I поясняет схему счета.

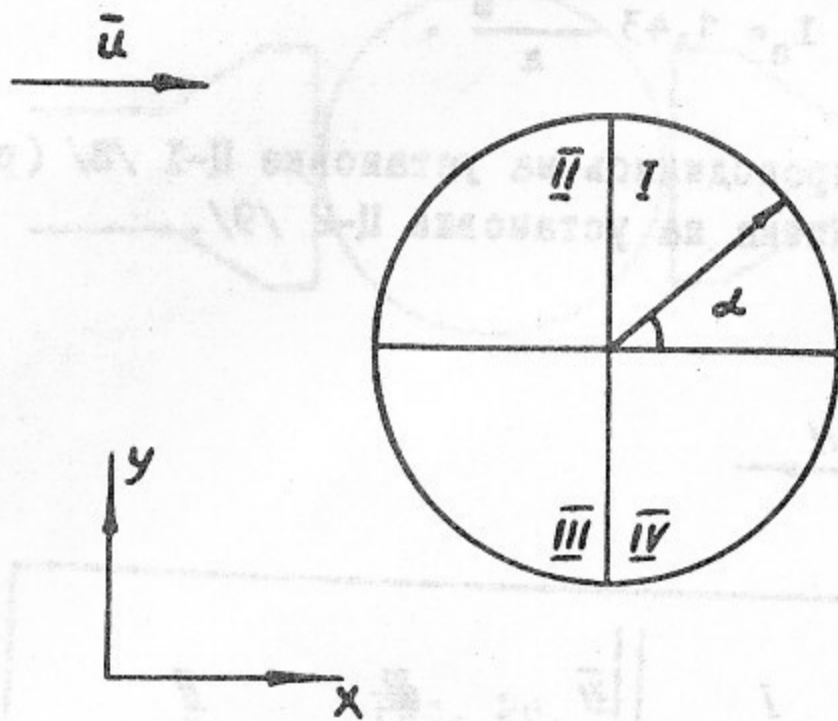


Рис. I.

Имеем

$$N = \frac{2Lan}{\pi V_T^2} \left[\int_0^{\pi/2} \cos^2 \alpha d\alpha \int_0^{\infty} v_x \exp\left[-\frac{(v_x+u)^2}{V_T^2}\right] dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{v_y^2}{V_T^2}\right] dv_y + \int_0^{\pi/2} \sin^2 \alpha d\alpha \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v_x+u)^2}{V_T^2}\right] dv_x \int_0^{\infty} v_y \exp\left[-\frac{v_y^2}{V_T^2}\right] dv_y + \int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \alpha d\alpha \int_0^{\infty} v_x \exp\left[-\frac{(v_x-u)^2}{V_T^2}\right] dv_x \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{v_y^2}{V_T^2}\right] dv_y + \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^2 \alpha d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v_x-u)^2}{V_T^2}\right] dv_x \int_0^{\infty} v_y \exp\left[-\frac{v_y^2}{V_T^2}\right] dv_y \right].$$

Первое и второе слагаемые в этом выражении описывают радиальную компоненту потока в x и y направлениях на первую четверть. Аналогично, третье и четвертое слагаемые - радиальную компоненту потока в x и y направлениях на вторую четверть. Т.к. система симметрична относительно оси x , то выра-

жение для потока удвоено. После несложных вычислений получаем

$$N = \frac{n\sqrt{S}}{8} \left[1 + \exp\left(-\frac{u^2}{V^2}\right) + 2 \frac{u}{V_T} \int_0^{\frac{u}{V_T}} \exp(-\alpha^2) d\alpha \right].$$

Отсюда видно, что движение плазмы приводит к увеличению тока на зонд: при $u=V_T$

$$I_3 = 1,43 \frac{en\sqrt{S}_3}{4}. \quad (6)$$

Эксперименты проводились на установке Ц-1 /8/ (рис.2а), часть экспериментов выполнена на установке Ц-2 /9/.

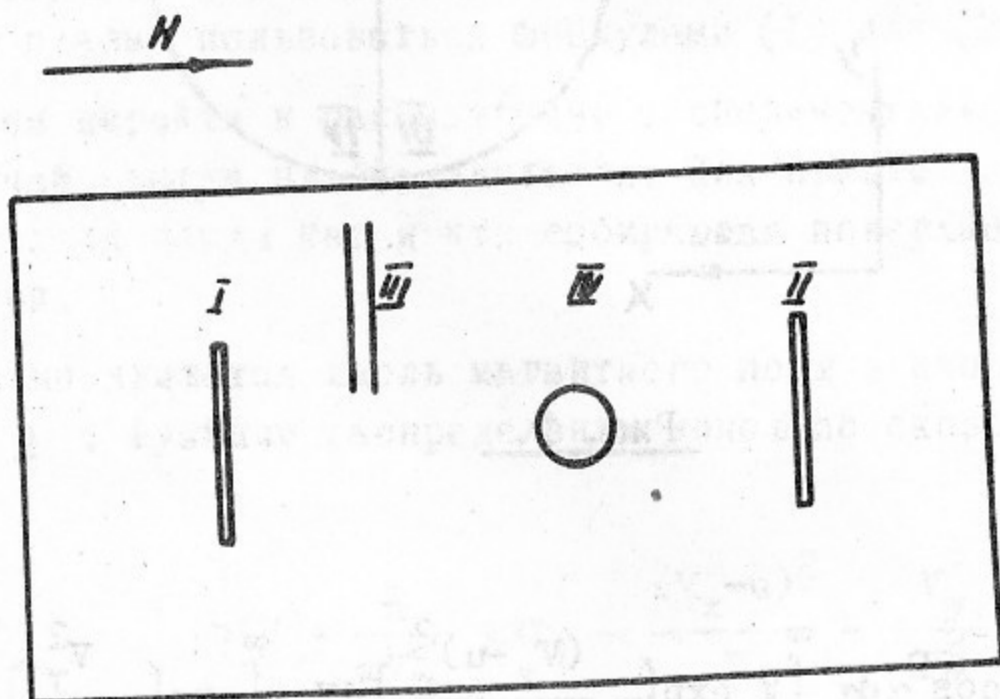


Рис.2а.

I - ионизатор; II - пластина; III - зонды; IV - рупора СВЧ.

Плазма образуется при поверхностной ионизации на вольфрамовой пластине (ионизаторе), нагретой до $T \sim 2000^\circ\text{K}$. При этом плазма является практически изотермической. Столб плазмы ограничен по длине ионизатором и пластиной. В случае, когда пластина холодная, плазма дрейфует вдоль оси камеры со скоростью \sim ионной тепловой /9/.

Для измерений использовались вольфрамовые зонды диаметром 0,025 см и длиной 0,2 см. Часть измерений выполнена зондами диаметром 0,05 см. Измерения плотности плазмы проводились в схеме двойного зонда или по ионной ветке одиночного зонда. Было показано, что в обоих

случаях результаты совпадают.

Плотность измерялась также по сдвигу фазы СВЧ-сигнала, проходящего через плазму. Схема расположения рупоров приведена на рис.26.

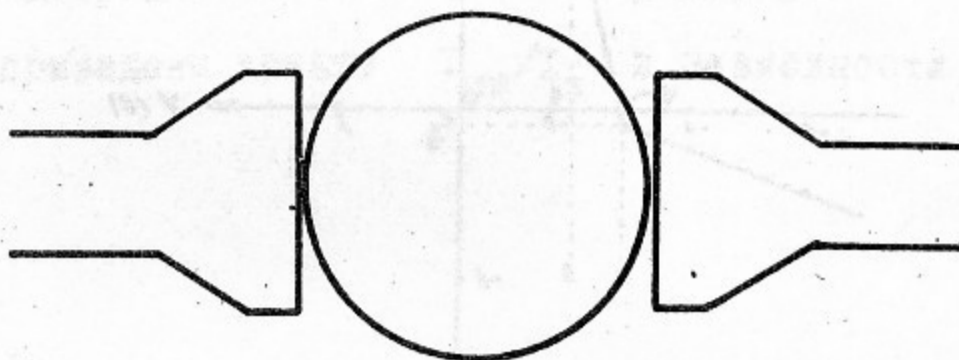


Рис. 26.

Диаметр столба плазмы (установка Ц-1) 4 см, диаметр рупоров 3 см, длина волны СВЧ-сигнала 8 мм, угол расходимости луча $\sim 30^\circ$.

Эксперименты проводились в магнитном поле ~ 1000 э (при этом ларморовский радиус ионов $\rho_1 \sim 0,3$ см $\gg a$) и плотности плазмы $1 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. При этом $r_d \approx 7 \cdot 10^{-3}$ см при $n = 1 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ и отношение r_d/a меняется от $\sim 0,6$ до $0,03$ (для зонда диаметром 0,025 см).

Вольтамперная характеристика одиночного зонда приведена на рис.3. Плотность плазмы, найденная из тока в точке перегиба ионной ветки (точка a на рис.3) по формуле (6), равна $1 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. Если справедлива теория /7/ и формулы (3) и (4), то расчетная характеристика должна совпадать с экспериментальной, а плотность, найденная при разных потенциалах ϕ , должна быть одинакова. Экспериментальные и расчетные данные приведены в таблице. При расчете использовался потенциал зонда относительно плазмы (точка b на рис.3) и расчетная характеристика строилась в предположении, что ток зонда равен экспериментальному при $\phi = -I v$ ($I_z = 0,1 \mu a$).

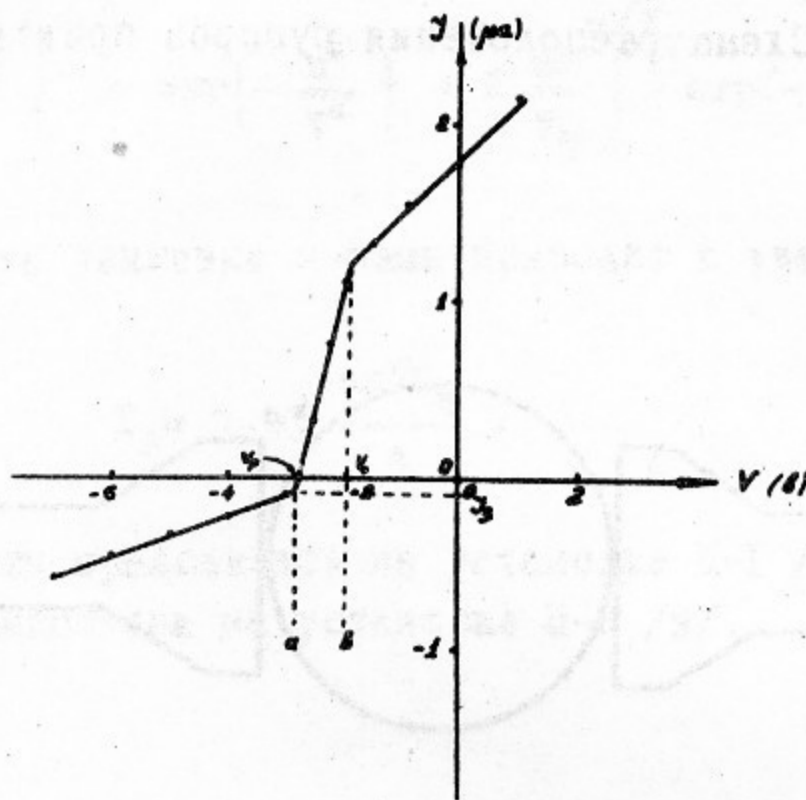


Рис. 3.

Таблица. Сравнение экспериментальной и расчетной вольтамперных характеристик одиночного зонда.

Φ [v]	I_z эксп [μa]	I_z расч [μa]	n расч [см ⁻³] × 10 ⁸
- 1	0,1	0,1	1,5
- 2	0,23	0,14	3,1
- 3	0,34	-	4,3
- 4	0,46	0,21	5,3
- 5	0,58	-	6,4
- 6	0,68	0,27	7,2

Чётко видно, что экспериментальная характеристика отличается от расчетной, а плотность, найденная по формулам (3) и (4), различна при разных значениях Φ . Обращает на себя внимание тот факт, что расчетная плотность растет с увеличением потенциала зонда. Таким образом, выводы теории /7/ в данном случае не подтверждаются.

Можно предположить, что в точке перегиба ионного тока собирающая поверхность совпадает с геометрической поверхностью зонда. Если это так, то она не должна меняться при изменении плотности плазмы и ток зонда в точке перегиба должен быть пропорционален плотности, т.е.

$$I_z/n = \text{const.}$$

Для определения этого отношения измерялись ток зонда и ионный ток насыщения на пластине II (рис.2а). Как было показано ранее /9/, холодная пластина работает как плоский зонд, так что ток насыщения её определяется формулой (1) и пропорционален плотности, т.е. $I_{пл}/I_z \sim n/I_z$. Было проверено, что при наличии тока плотность плазмы и $n(r)$ не изменяются. Зонд находился в 3-х см от пластины, градиента плотности вдоль оси практически не было, т.е. можно утверждать, что зонд и пластина измеряли одинаковую плотность. Отметим, что при расчете $I_{пл}$ учитывалась неоднородность плотности по радиусу.

На рис.4 приведены кривые $I_{пл}/I_z$ в зависимости от плотности.

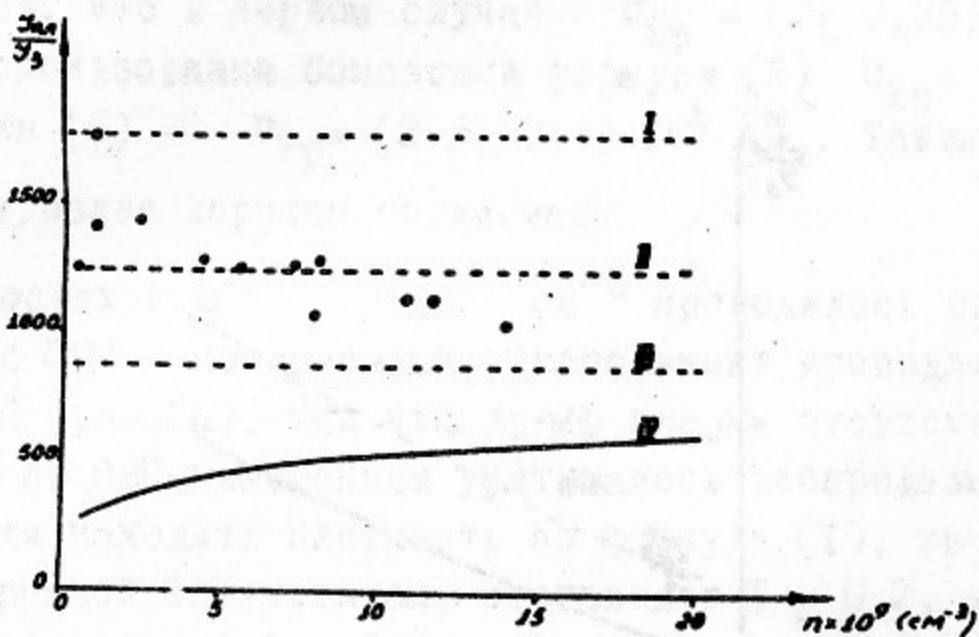


Рис. 4.

Экспериментальные точки представляют собой отношение тока пластины к току зонда в точке перегиба, причем точка на оси абсцисс представляет собой плотность, найденную по формуле (6). Пунктирная прямая I представляет собой расчетное отношение $I_{пл}/I_z$, причем I_z определялось по формуле (1), а $I_{пл}$ - по формуле (5) для плотности в данной точке оси абсцисс. Прямая II дает то же отношение для случая, когда I_z определяется по формуле (6), а прямая III - по формуле (2). Кривая IV дает расчетное отношение $I_{пл}/I_z$ в случае, если собирающая поверхность зонда меняется. При этом I_z рассчитано по формулам (3) и (4).

Из рис.4 ясно видно, что экспериментальное отношение $I_{пл}/I_z$ практически не зависит от плотности плазмы и совпадает с прямой, определенной с помощью формулы (6). Абсолютные значения и зависимость от

плотности явно отличаются от расчета по формулам (2) и (3) - (4).

Таким образом, подтверждается предположение о том, что в точке перегиба ионного тока собирающая поверхность зонда совпадает с геометрической. Кроме того, оказывается, что эксперимент лучше описывается формулой (6), чем боровской формулой (2), т.е. можно предположить, что в изотермической плазме провисание потенциала зонда не играет существенной роли, а движение плазмы правильно учитывается расчетом.

Следует ожидать, что теория /7/ и формулы (3)-(4) будут справедливы при больших значениях ϕ . Для проверки этого предположения была проведена дополнительная обработка эксперимента (рис.5). Точки на оси абсцисс определялись по формуле (6) из тока зонда в точке перегиба, а в отношении $I_{пл}/I_z$ бралось I_z при $\phi = -4$ в.

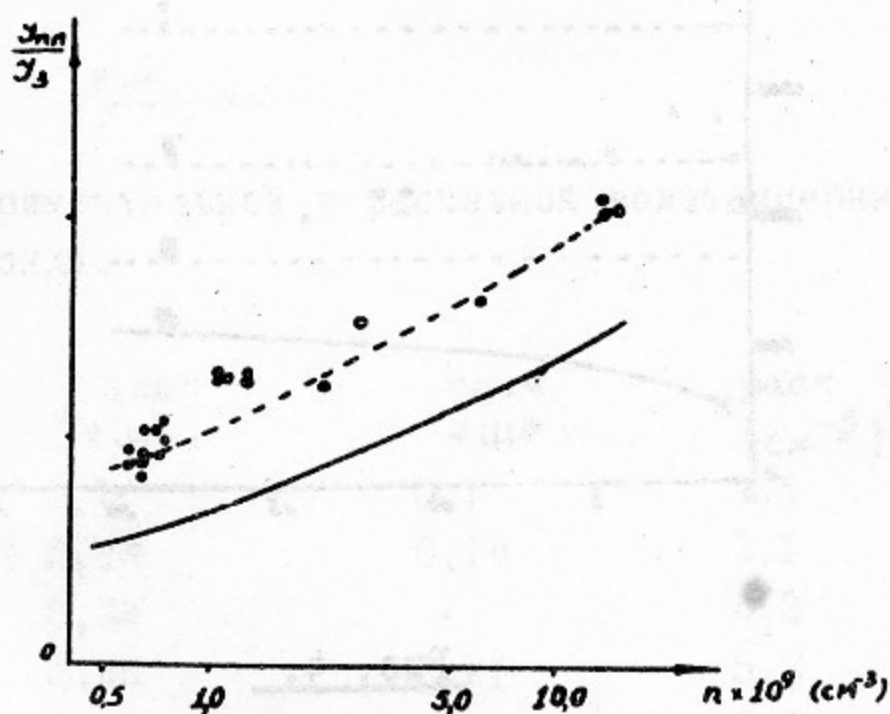


Рис. 5.

Расчетная кривая построена подобно кривой IU (рис.4) по формулам (3) и (4), причем при определении плотности взято I_z при $\phi = -4$ в.

Из рис.5 видно, что зависимость от плотности удовлетворительно согласуется с расчетной, т.е. при больших потенциалах зонда теория /7/ правильно описывает изменение собирающей поверхности зонда.

Для того, чтобы сделать выбор между формулами (2) и (6), был проанализирован эксперимент по определению критической скорости дрейфа электронов $U_{кр}$ для возбуждения косых ионно-звуковых волн /10/.

$U_{кр}$ определялась двумя способами. В первом сравнивались ионный ток насыщения пластины

$$I_{пл} = 0,9en\bar{V}S_{пл}$$

и критический ток

$$I_{кр} = enU_{кр}S_{пл}$$

Зная \bar{V} , из отношения токов можно найти $U_{кр}$. При этом плотность не входит в расчетную формулу.

Другой способ заключается в расчете $U_{кр}$ по формуле (7), причем n находится по току зонда. Найденное таким способом значение $U_{кр}$ должно, следовательно, зависеть от того, по какой формуле определялась плотность плазмы.

Оказалось, что в первом случае $U_{кр} = (2 \pm 0,25) \cdot 10^6 \frac{см}{сек}$, во втором при использовании бомовской формулы (2) $U_{кр} = (5,5 \pm 0,8) \cdot 10^6 \frac{см}{сек}$ и формулы (6) - $U_{кр} = (2,5 \pm 0,4) \cdot 10^6 \frac{см}{сек}$. Таким образом, формула (6) дает более хорошее согласие.

При плотностях $4 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ проводилось сравнение зондовых измерений с СВЧ-измерениями. Эксперимент проводился при нагретых пластинах I и II (рис. 2а), так что дрейф плазмы отсутствовал. При расчете плотности по СВЧ-измерениям учитывалось распределение плотности по радиусу. Если находить плотность по формуле (1), то отношение её к величине, измеренной СВЧ-методом, составляет $1 \pm 0,2$, в то время как бомовская формула дает $0,4 \pm 0,1$, т.е. и этот эксперимент указывает на отсутствие провисания поля зонда в плазму.

Как было показано в работе /II/, при больших магнитных полях (> 4000 эрст) и температурах ионизатора $\sim 2500^\circ K$ в калиевой плазме существенную роль начинает играть рекомбинация на зонде. Были проведены эксперименты для проверки того, что этот эффект не влияет на измерение плотности в нашем случае. В эксперименте контрольный зонд располагался вблизи измеряющего на расстоянии I - I,5 мм от него или между штырями измеряющего двойного зонда. При этом не наблюдалось изменения плотности, и результаты, полученные с помощью обоих зондов, совпадали. Таким образом, можно утверждать, что в нашем случае рекомбинация не влияет на зондовые измерения плотности.

Итак, можно утверждать, что в изотермической калиевой плазме при плотностях $\geq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ($r_d/a \leq 0,3$) при измерении плотности плазмы зондом следует пользоваться формулой

$$I_z = \frac{en\bar{V}S_z}{4}$$

$U_{кр}$ определялась двумя способами. В первом сравнивались ионный ток насыщения пластины

$$I_{пл} = 0,9en\bar{V}S_{пл}$$

и критический ток

$$I_{кр} = enU_{кр}S_{пл}$$

Зная \bar{V} , из отношения токов можно найти $U_{кр}$. При этом плотность не входит в расчетную формулу.

Другой способ заключается в расчете $U_{кр}$ по формуле (7), причем n находится по току зонда. Найденное таким способом значение $U_{кр}$ должно, следовательно, зависеть от того, по какой формуле определялась плотность плазмы.

Оказалось, что в первом случае $U_{кр} = (2 \pm 0,25) \cdot 10^6 \frac{см}{сек}$, во втором при использовании боровской формулы (2) $U_{кр} = (5,5 \pm 0,8) \cdot 10^6 \frac{см}{сек}$ и формулы (6) - $U_{кр} = (2,5 \pm 0,4) \cdot 10^6 \frac{см}{сек}$. Таким образом, формула (6) дает более хорошее согласие.

При плотностях $4 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ проводилось сравнение зондовых измерений с СВЧ - измерениями. Эксперимент проводился при нагретых пластинах I и II (рис. 2а), так что дрейф плазмы отсутствовал. При расчете плотности по СВЧ-измерениям учитывалось распределение плотности по радиусу. Если находить плотность по формуле (1), то отношение её к величине, измеренной СВЧ-методом, составляет $1 \pm 0,2$, в то время как боровская формула дает $0,4 \pm 0,1$, т.е. и этот эксперимент указывает на отсутствие провисания поля зонда в плазму.

Как было показано в работе /II/, при больших магнитных полях (> 4000 эрст) и температурах ионизатора $\sim 2500^\circ K$ в калиевой плазме существенную роль начинает играть рекомбинация на зонде. Были проведены эксперименты для проверки того, что этот эффект не влияет на измерение плотности в нашем случае. В эксперименте контрольный зонд располагался вблизи измеряющего на расстоянии I - I,5 мм от него или между штырями измеряющего двойного зонда. При этом не наблюдалось изменения плотности, и результаты, полученные с помощью обоих зондов, совпадали. Таким образом, можно утверждать, что в нашем случае рекомбинация не влияет на зондовые измерения плотности.

Итак, можно утверждать, что в изотермической калиевой плазме при плотностях $\geq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ($r_d/a \leq 0,3$) при измерении плотности плазмы зондом следует пользоваться формулой

$$I_z = \frac{en\bar{V}S_z}{4}$$

или же при наличии дрейфа плазмы со скоростью

$$I_3 = 1,43 \frac{enVs}{4} \text{ а}$$

При этом ток зонда следует брать в точке перегиба ионной ветки.

Авторы выражают благодарность М.В.Незлину за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- I. I. Langmuir and H. Matt-Smith. Gen. Electr. Rev. 27, 449, 538, 616, 762 (1924).
2. I. Langmuir and H. Matt-Smith. Phys. Rev. 28, 727 (1926).
3. И.А.Капицов. "Электрические явления в газах и вакууме", Гостехиздат, 1947.
4. "The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field", by Guthrie and R. Wakerling, New-York, 1949.
5. Д.М.Каган и В.И.Перель. ДАН СССР 91, 1321, 1953.
6. Д.В.Русанов. "Современные методы исследования плазмы". Госатомиздат, 1962.
7. Д.М.Каган и В.И.Перель. УФН LXXX, 410, 1963.
8. Н.С.Бучельникова. Теплофизика высоких температур 2, 309, 1964.
9. Н.С.Бучельникова и Р.А.Салимов. Теплофизика высоких температур (в печати).
10. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов и Ю.И.Эйдельман. "Исследование токовой неустойчивости в неоднородной плазме". Препринт Института ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск, 1965.
- II. N. D'Angelo and Gøeler S. V. . Princeton University, Plasma Physics Laboratory Report Matt-314 (1964).

Ответственный за выпуск А.М.Кудрявцев

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР
Тираж 200 экз. Бесплатно
ял.