

О КОЭФФИЦИЕНТАХ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ НА УСТАНОВКЕ ТОКАМАК ТМ-3

23

Г.А.Бобровский, Н.Д.Виноградова, Э.И.Кузнецов, К.А.Разумова

В опубликованных ранее работах [1, 2] удержание плазмы характеризовалось величиной энергетического времени жизни τ_e . Величина τ_e обусловлена суммарной скоростью потерь энергии и не дает сведений о конкретных их механизмах. В действительности энергия из плазмы может теряться: 1) с заряженными частицами, 2) с теплопроводностью (ионной или электронной), 3) с излучением линейчатого и сплошного спектров, а также с быстрыми нейтральными атомами, образующимися в результате перезарядки холодного газа на горячих ионах. Мы провели отдельно оценку потерь каждого вида и охарактеризовали их, соответственно, временами диффузии τ_D , теплопроводности τ_H и излучения + перезарядка τ_r .

Эксперименты проводились на установке ТМ-3 [1] в макроскопически устойчивых режимах разряда в водороде. τ_e измерялось по диамагнитному эффекту и из вольт-амперных характеристик разряда. Для измерения скорости потерь заряженных частиц, кроме радиоинтерферометрических измерений концентрации электронов, проводились измерения скорости ионизации атомов водорода по абсолютной интенсивности бальмеровских линий водорода [3]. Поток энергии, попадающий на стенку лайнера с излучением и быстрыми нейтралами, регистрировался полупроводниковой термопарой. Пользуясь соотношением $1/\tau_e = 1/\tau_D + 1/\tau_H + 1/\tau_r$, можно вычислить величину τ_H .

Интересно сравнить наблюдаемые экспериментально величины с двумя предельными случаями: 1) максимальной скоростью потерь, определяемой формулой Боба, и 2) минимальной — определяемой классическими коэффициентами переноса. При сравнении экспериментальных интегральных характеристик с теоретическими локальными возникают трудности, связанные с отсутствием достоверных сведений о градиентах концентраций и температур. Во всех вычислениях мы условно полагали, что распределение всех величин по радиусу описывается функцией Бесселя нулевого порядка и использовали средние по сечению

значения для температур и концентраций. В этом случае

$$\tau_D = a^2 / (2,4)^2 D; \quad \tau_H = a^2 n / (2,4)^2 \kappa,$$

где a – радиус плазмы, принятый равным радиусу диафрагмы, D и κ – коэффициенты диффузии и теплопроводности. Таким образом, хотя точность измерения времен жизни не хуже 30%, при сравнении экспериментальных и теоретических величин мы не можем претендовать на точность лучшую, чем 200 + 300%.

Развитая Галеевым и Сагдеевым в работе [4] теория дает различные выражения для коэффициентов переноса в зависимости от частоты соударений между электронами ν_e .

I. Область запертых частиц $\nu_e < \nu_1 = (\nu_{Te} H_\phi / a H_z) \epsilon^{3/2}$ (H_z и H_ϕ – напряженность продольного и азимутального магнитных полей, соответственно, ν_{Te} – тепловая скорость электронов, $\epsilon = a/R$, R – большой радиус тора). В этой области коэффициент диффузии

$$D = n \epsilon^{1/2} / H_\phi^2 T_e^{1/2}.$$

II. Переходная область $\nu_1 < \nu_e < \nu_2 = \nu_1 \epsilon^{-3/2}$; $D = (T_e^{3/2} / H_\phi H_z) \times \epsilon^2 / a$.

III. Область, где запертые частицы уже не играют заметной роли, $\nu_e > \nu_2$. $D = n \epsilon^2 / H_\phi^2 T_e^{1/2}$.

Коэффициент теплопроводности $\kappa = \gamma D n$ (где γ – численный коэффициент) в наших экспериментах оказывается ббльшим для ионной компоненты.

На рис. 1 приведены результаты экспериментальных измерений диффузионных потерь плазмы и вычисленные для тех же параметров плазмы теоретические значения. На том же рисунке приведены значения скорости потерь, вычисленные по формуле Бома. Все экспериментальные данные взяты для конца прямоугольного импульса тока, где характеристики плазмы можно считать установившимися. По оси абсцисс отложено отношение ν_e / ν_1 . Во всей рассматриваемой области изменения ν_e / ν_1 экспериментально измеренная скорость потерь оказывается в 5 + 10 раз больше той, которую можно ожидать из классической теории. Бомовская скорость потерь в 15 + 100 раз превышает экспериментальную скорость диффузии и в 10 + 30 раз – экспериментальную скорость потерь с теплопроводностью. Так как при малых концентрациях ион-ионные соударения остаются достаточно частыми из-за низкой ионной температуры, все рассмотренные режимы с точки зрения

классической теплопроводности относятся к переходной области. На рис. 2 приведены зависимости измеренного экспериментально и рассчитанного теоретически обратных времен жизни относительно теплопроводности в функции концентрации электронов. Величина r_H в эксперименте характеризует поток энергии изо всей плазмы, а не только из ионной компоненты, поэтому для теоретических расчетов мы также выбрали выражение, имеющее аналогичный смысл:

$$r_H = (\sigma^2 / (2,4)^2 \kappa) (n_e (T_e + T_i) / T_i).$$

При малых концентрациях экспериментально измеренная величина $1/r_H$ оказывается существенно больше теоретической, в то время как при $n_e \sim 3 \cdot 10^{13}$ эти величины совпадают.

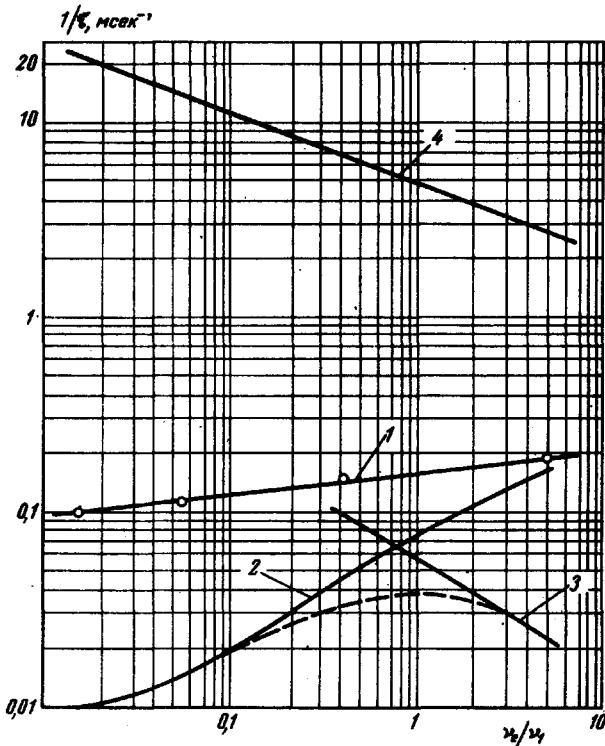


Рис. 1. Величина обратного времени жизни относительно диффузии в зависимости от ν_e / ν_i : 1 – эксперимент, 2 – теория в I области, 3 – теория во II области, 4 – скорость боровской диффузии. Пунктир – предполагаемый переход от одной области к другой

Следует отметить, что большая скорость потерь энергии из плазмы при малых концентрациях не может быть объяснена ионной теплопроводностью в рамках классической теории, поскольку при кулоновских

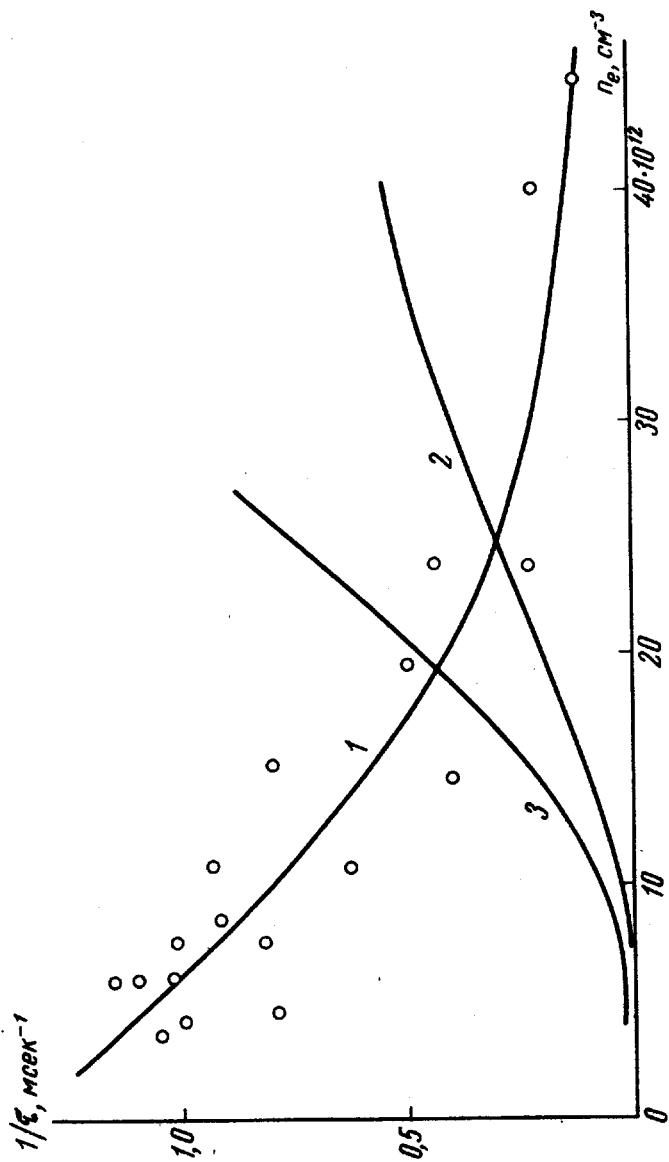


Рис. 2. Величина обратного времени жизни относительно теплопроводности в зависимости от n_e : 1 — эксперимент, 2 — теория, 3 — скорость передачи энергии от электронов к ионам при кулоновских столкновениях

столкновениях передаваемая от электронов к ионам энергия слишком мала (см. кривую 3 на рис. 2). Классическая электронная теплопроводность также оказывается малой. По-видимому, плазма с малой концентрацией характеризуется наличием неклассических процессов.

Аномальное сопротивление, наблюдаемое в этих условиях [5], возможно, также свидетельствует о развитии неустойчивостей.

С другой стороны, мы везде предполагали, что примеси в плазме отсутствуют. Наличие, при малых концентрациях электронов, существенной доли примесей может значительно увеличить классические коэффициенты переноса.

Совпадение, при достаточно больших концентрациях, скорости потерь энергии из реальной плазмы с вычисленными тоже, однако, не может служить доказательством существования классических коэффициентов переноса, поскольку не наблюдаются функциональные зависимости, предсказываемые теорией. Лишь отсутствие зависимости коэффициентов переноса от величины продольного магнитного поля находится в согласии с теорией. Вероятно, и классические механизмы и неустойчивости в равной мере ответственны за потери, что сильно затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов.

Авторы выражают благодарность Л.А.Арцимовичу, А.А.Галееву, Б.Б.Кадоцеву и В.С.Муховатову за полезные дискуссии и интерес к работе.

Поступило в редакцию
10 января 1969 г.

Литература

- [1] Л.А.Арцимович, Г.А.Бобровский, С.В.Миронов и др. АЭ, 22, 259, 1967.
- [2] Л.Л.Горелик и др. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 2, 647, Vienna 1966.
- [3] Э.И.Кузнецов. АЭ, 25, 315, 1968.
- [4] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 53, 348, 1967.
- [5] Г.А.Бобровский и др. Доклад на II Европейской конференции по физике плазмы, Стокгольм, 1967.