

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ СКИНИРОВАННЫМ ТОКОМ ПРЯМОГО РАЗРЯДА

Л. Е. Аранчук, Е. К. Завойский, Д. Н. Лин, Л. И. Рудаков

Эксперименты проводились на пробкотроне ТП-5 [1,2] в условиях когда ток, нагревающий плазму, сильно скинировался. В данных опытах радиус плазменного столба – 10 см (измеренная толщина скин-слоя ~ 3 см — смотри ниже), длина плазменного столба – 300 см. Амплитуда тока прямого разряда – 20 кА при периоде 7,5 мксек и начальном напряжении 40 кВ. Удерживающее магнитное поле пробкотрона – 5 кэ (в пробках – 8 кэ). Плотность предварительной плазмы – $n_0 \geq 7 \cdot 10^{13}$ см⁻³, а начальное энергосодержание $n_0 T_0 \leq 2 \cdot 10^{14}$ эв·см⁻³.

Полный ток разряда измерялся поясом Роговского, расположенным вне плазмы. Распределение плотности тока по сечению плазменного столба измерялось с помощью гребенки из семи одновитковых магнитных зондов, расположенных по радиусу плазмы в центральной части установки. Очевидно, зная зависимость напряженности H_ϕ магнитного поля тока от расстояния r до оси плазменного столба, можно рассчитать распределение плотности тока j_z по сечению плазмы.

На рис. 1 показано измеренное зондами распределение азимутального магнитного поля H_ϕ по радиусу в различные моменты разряда. Видно, что в течение первых 3-х микросекунд разряда, когда заканчивается турбулентный нагрев, магнитное поле тока практически не проникает в приосевую область плазмы с радиусом ~ 6 см. В этот отрезок времени распределение магнитного поля H_ϕ стабильно, что говорит о макроустойчивости плазменного шнура.

На рис. 2 (кривая 1) показано, как распределена плотность тока j_z по сечению через 2,0 мксек после начала разряда (в этот момент полный ток разряда равен 18 кА). Видно, что основная доля тока протекает в узком поверхностном слое, не выходящем за внешнюю границу предварительной плазмы. Измерения показывают, что толщина скин-слоя тока δ равна ~ 3 см при радиусе токонесущего столба

плазмы $r \approx 10$ см. Зная толщину скин-слоя, можно вычислить проводимость плазмы $\sigma_{пл}$ и эффективную частоту столкновений $\nu_{эфф}$ в скин-слое по формуле $\delta^2 = c^2 / 4\pi\sigma\omega = c^2\nu_{эфф} / \omega\omega_{pe}$, где ω — частота колебаний тока прямого разряда. Отсюда находим $\nu_{эфф} \sim 10^9$ сек⁻¹.

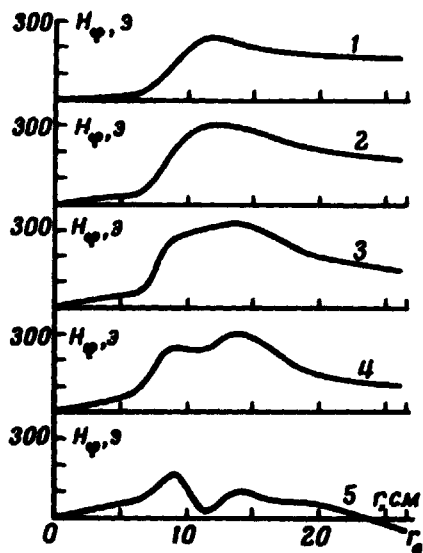


Рис. 1. Распределение азимутального магнитного поля по радиусу в различные моменты времени: 1 — 1,0 мксек; 2 — 1,5 мксек; 3 — 2,0 мксек; 4 — 2,5 мксек; 5 — 3,5 мксек

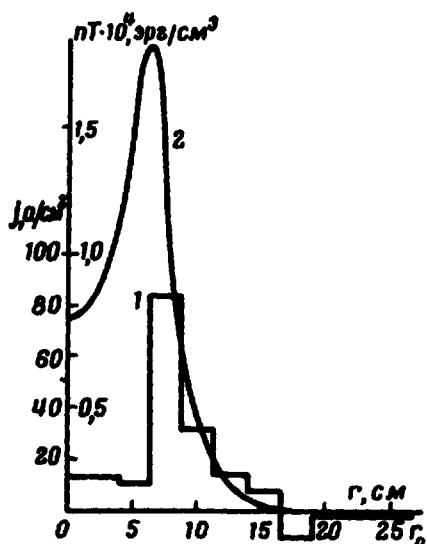


Рис. 2. 1 — Распределение плотности тока в момент времени 2,0 мксек, 2 — распределение тепловой энергии плазмы nT_1 по радиусу в момент времени 2,5 мксек

В случае, когда anomальная проводимость плазмы есть следствие ионнозвуковой неустойчивости, ограничивающей плотность тока на уровне $en(T_e/M)^{1/2}$, формулу для δ можно представить также в виде $\delta = c / \omega_{pi} [H_\phi^2 / 8\pi nT]^{-1/2}$ [3]. В наших

опытах вычисленная по этой формуле величина скин-слоя составляет 2,4 см, что согласуется с измеренным значением δ . Аналогичный результат получен в работе [4].

Распределение давления плазмы $P_{\perp} = nT_{\perp}$ по сечению плазменного столба в различные моменты разряда определялось из измерений распределения полей H_{ϕ} и H_z . В случае аксиальной симметрии, которая имеет место в данных экспериментах, nT_{\perp} в равновесии определяется соотношением

$$\frac{\partial nT_{\perp}}{\partial r} = - \frac{1}{4\pi} \left[\frac{H_{\phi}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_{\phi}) + H_z \frac{\partial H_z}{\partial r} \right].$$

Распределение $H_z(r)$ в различные моменты времени было получено с помощью той же системы магнитных зондов, которая использовалась для измерения $H_{\phi}(r)$.

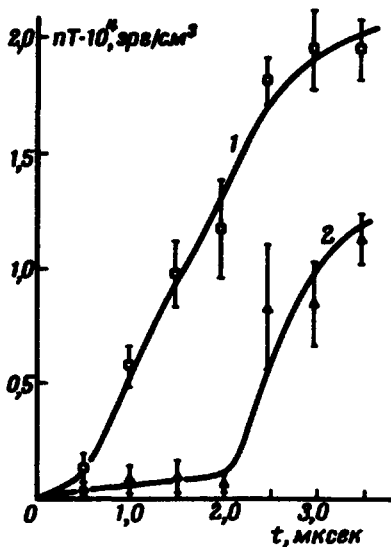


Рис. 3. Зависимость nT_{\perp} от времени: 1. — в скин-слое; 2 — на оси плазменного шнура

На рис. 2 (кривая 2) показано распределение $nT(r)$ в средней части камеры через 2,5 мксек после начала разряда. Сопоставление кривых 1 и 2 рис. 2 показывает, что хотя плотность тока велика лишь в тонком скин-слое, плазма эффективно греется по всему сечению шнура. Рис. 2 показывает также, что при турбулентном нагреве выделенная в плазме энергия остается практически в объеме, занятом предварительной плазмой.

Контрольные эксперименты показали, что появление горячей плазмы в приосевой части шнура не может быть объяснено притоком тепла вдоль магнитного поля из приэлектродных областей.

На рис. 3 показаны кривые роста энергосодержания плазмы в скин-слое и на оси шнура. Согласно этим кривым время запаздывания нагрева плазмы в приосевой области около 1,5 мксек, т.е. ско-

рость распространения тепла поперек магнитного поля к центру камеры чрезвычайно велика. Она достигает $5 \cdot 10^6$ см.сек⁻¹.

Таким образом, опыт показывает, что первоначально ограниченный столб плазмы за время нагрева практически не расширяется, но тепло с большой скоростью переносится из скин-слоя внутрь плазмы.

В заключение следует сказать, что обнаруженная нами особенность турбулентного нагрева дает перспективу существенного снижения общего тока для нагрева плазмы в крупных термоядерных установках за счет скинирования тока.

Поступила в редакцию
25 ноября 1971 г.

Литература

- [1] Е.К. Завойский, С.Л. Недосеев, Л.И. Рудаков, В.Д. Русанов, С.Д. Фанченко. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. Т. II, стр. 679, Вена, 1969.
 - [2] Л.Е. Аранчук, С.Л. Недосеев. ЖЭТФ, 61, 1856, 1971.
 - [3] Б.Н. Брейзман, Н.В. Мирнов, Д.Д. Рютов. ЖТФ, 39, 10, 1817, 1969.
 - [4] Л.В. Дубовой, В.П. Федяков, В.П. Федякова. ЖЭТФ, 59, 5, 1475, 1970.
-