

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ НА УСТАНОВКЕ ТОКАМАК ТМ-3

Д.А.Щеглов

На установках Токамак Т-3 и ТМ-3 в режимах, отличающихся большими энергоскладами на частицу, диамагнитные измерения дают для средней поперечной энергии частиц T_{\perp} величину порядка нескольких сотен электрон-вольт [1], в то время как температура ионов, определенная по спектру нейтральных атомов перезарядки, составляет десятки электронов-вольт [2]. Следовательно, диамагнитный сигнал связан,

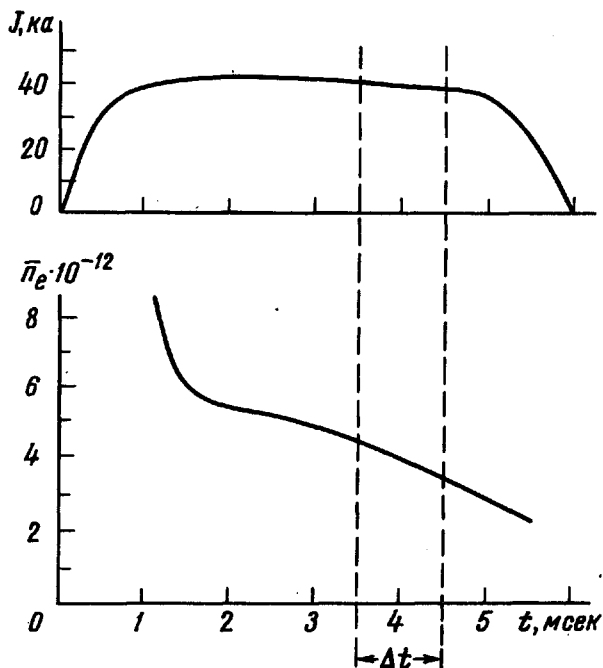


Рис.1. Ток в плазме и средняя плотность электронов n_e на установке ТМ-3. Начальное давление водорода $P_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., продольное магнитное поле $H_Z = 26$ кэ, ток плазмы 40 кэ

в основном, с электронами. Поэтому представляет определенный интерес изучение спектра рентгеновских квантов, излучаемых плазмой в таких режимах.

1. Интересующие нас режимы установки ТМ-3 характеризует: *а* – квазистационарное магнитное поле, с полупериодом равным 80 мсек; *б* – постоянный ток в одной части процесса; слабое изменение со временем таких параметров, как смещение токового шнура, проводимость, плотность и т.д. (рис.1). Это позволяет проводить измерения с усреднением по временному интервалу ~ 1 мсек, например, амплитудный ана-

лиз в "окне" длительностью $\Delta t = 1 \text{ мсек}$; σ — высокая воспроизводимость параметров плазмы от разряда к разряду позволяет компенсировать низкую мощность излучения набором статистики по большому числу разрядов в одном режиме.

2. Мягкое рентгеновское излучение (диапазон энергий квантов 3–12 кэв) изучалось путем проведения амплитудного анализа при помощи газового проточного пропорционального счетчика в качестве детектора. В качестве вспомогательного средства для изучения спектра использовались поглощающие фильтры из различных материалов (алюминий, медь, никель, терилен, свинец). Один из полученных спектров из-

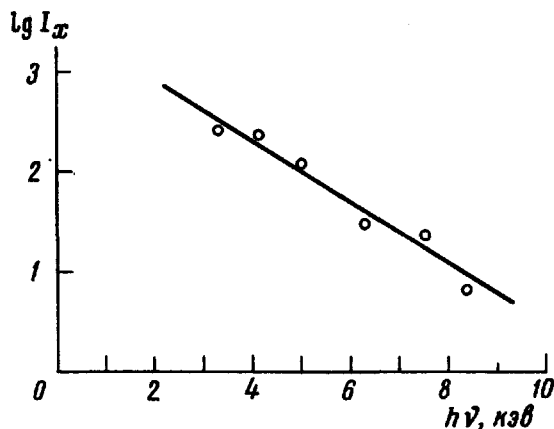


Рис.2. Зависимость логарифма мощности рентгеновского излучения от энергии квантов в режиме рис.1

лучения приведен на рис.2. Видно, что этот спектр приближенно можно представить в виде $I_x \sim \exp(-h\nu/\theta_x)$ и ввести тем самым некий энергетический параметр θ_x , рассматривая функцию распределения электронов в указанном диапазоне энергий электронов как часть максвелловского распределения с температурой θ_x . Для спектра рис.2 θ_x равняется 1,2 кэв .

3. На основании измерений абсолютной интенсивности мягкого рентгеновского излучения и спектроскопического изучения состава и концентрации ионов примесей можно оценить число "горячих" электронов в плазме для различных конкретных типов распределения параметров плазмы по малому радиусу тора. Типичным результатом конкретных оценок такого рода оказалась величина, составляющая $\sim 50\%$ от полного числа электронов.

4. Можно ли полученные результаты объяснить существованием потока ускоренных электронов, имеющих максвелловское распределение по энергиям и движущихся вдоль оси тора? Оказывается, что ток таких электронов превышал бы в несколько раз измеряемый полный ток в плазме. Следовательно, скорости "горячих" электронов должны быть

в достаточной мере хаотизованы по направлениям и имеет смысл сравнивать θ_x с результатами диамагнитных измерений. Для приведенного выше режима диамагнитные измерения дают $T_d = 800 \text{ эв}$, что хорошо согласуется с результатами рентгеновских измерений.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Л.А.Арцимовичу, по инициативе которого была начата эта работа; Г.А.Бобровскому, В.С.Муховатову, К.А.Разумовой за постоянное обсуждение результатов.

Поступило в редакцию
2 октября 1967 г.

Литература

- [1] Л.А.Арцимович, Г.А.Бобровский и др. "Атомная энергия", 22, 259, 1967.
- [2] В.В.Афросимов, М.П.Петров. ЖТФ, 37, 1955, 1967.