

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 449 – 452

5 мая 1970 г.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ИОНОВ
В ПЛАЗМЕ УСТАНОВОК ТОКАМАК**

Л.А.Арцимович, А.В.Глухов, М.П.Петров

В работах [1, 2] показано, что при достаточно большой величине отношения напряженности внешнего магнитного поля H_z к напряженности H_ϕ – поля, создаваемого током, текущим в плазме в замкнутых магнитных ловушках Тока-

мак, можно создать макроскопически устойчивый плазменный виток, который хорошо сохраняет накопленную в нем энергию. Благодаря этому оказалось возможным нагревать электроны до температуры $T_e \sim 1 \cdot 10^3$ эв и ионы до температуры $T_i \sim 5 \cdot 10^2$ эв в водороде и $T_i \sim 4 \cdot 10^2$ в дейтерии.

Важнейшая задача исследований, выполняемых на установках Токамак, состоит в том, чтобы установить и объяснить закономерности тепловых и диффузионных процессов в плазме. Рассмотрим входящий в эту общую задачу вопрос об энергетическом балансе ионной компоненты. Измерения ионной температуры методом анализа энергетического спектра атомов перезарядки показывают, что при прочих равных условиях T_i возрастает с увеличением концентрации плазмы и уменьшается с ростом массы ионов (при замене водорода дейтерием). Эти факты говорят в пользу предположения о том, что ионы нагреваются главным образом за счет теплообмена с электронами при кулоновских столкновениях. Мы принимаем это предположение в качестве рабочей гипотезы и будем пренебрегать другими возможными источниками нагрева ионной компоненты. Энергия q , передаваемая от электронов к ионам за 1 сек в 1 см^3 , определяется известным

выражением $q = 1,1 \cdot 10^{-19} n^2 f(T_e / T_i) \frac{1}{A} T_i^{-1/2}$, где A – атомный вес ве-

щества и n – электронная концентрация. Функция $f(T_e / T_i)$ равна $\left(\frac{T_e}{T_i} - 1\right) \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{-3/2}$

При изменении $\frac{T_e}{T_i}$ от 1,6 до 10 величина $f(T_e / T_i)$ изменяется не более,

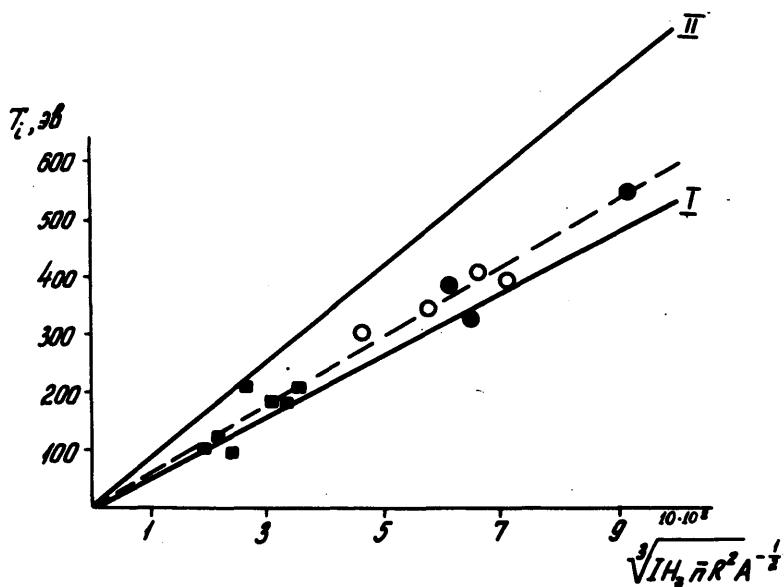
чем на 15% относительно среднего значения, равного 0,33. В условиях эксперимента отношение T_e / T_i практически всегда находится в указанных пределах.

Следовательно, для приближенных оценок можно положить $q = 3,7 \cdot 10^{-20} n^2 / A T_i^{1/2}$. В это выражение T_e не входит. Поэтому при обычных режимах процесса на установках Токамак энергетический баланс ионов можно анализировать вне связи с энергетическим балансом электронов.

Тепловые потери ионов могут быть вызваны тремя различными явлениями: теплопроводностью, диффузией и перезарядкой. Анализ экспериментальных данных показывает, что на долю процессов диффузии и перезарядки приходится по совокупности не более 20% от общей величины тепловых потерь. Поэтому в первом приближении можно считать, что ионы теряют энергию только за счет теплопроводности. Существующие теории предлагают два основных механизма ионной теплопроводности: 1) классическую теплопроводность на запертых частицах [3], 2) потери энергии, обусловленные развитием температурно-дрейфовой неустойчивости [4]. Теория теплопроводности на запертых частицах дает необходимые формулы для вычисления коэффициента теплопроводности применительно к различным условиям эксперимента. Пользуясь этими формулами и выражением для q , можно показать с помощью анализа размерности, что в установках Токамак ионная температура плазменного витка в стационарном состоянии (т. е. при установившемся равновесии между притоком и потерями тепла) должна быть пропорциональна $\sqrt[3]{I H R^2 n A^{-1/2}}$, где I – сила тока, R – радиус тороидальной системы, n – средняя величина концентрации. Коэффициент пропорциональности можно определить, решая уравнение теплопроводности при заданном распределении тока и концентрации по сечению витка.

На рисунке изображены результаты измерений максимальной ионной температуры на установках Т-3 и ТМ-3 серий Токамак. В этих установках $R = 100$ и 40 см , а a (радиус сечения плазменного витка) = 15 и 8 см соответственно.

По оси ординат откладываются значения T_i , где T_i – температура ионов на осевой линии плазменного витка в состоянии теплового равновесия (т. е. в тот момент, когда она достигает максимума). По оси абсцисс даны значения величины $\sqrt[3]{I H_z \bar{n} R^2 A^{-1/2}}$, где \bar{n} – средняя величина электронной концентрации по радиоинтерферометрическим данным. (При параболическом законе распределения n по сечению \bar{n} равно $2/3$ от значения концентрации по осевой линии). Измеренные величины T_i получены при значениях \bar{n} от $1,5 \cdot 10^{13}$ до $3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, I – от 60 до 110 ka , H_z – от 25 до 38 kA – для Т-3 и \bar{n} от $1 \cdot 10^{13}$ до $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, I – от 19 до 37 ka , $H_z = 27 \text{ kA}$ – для ТМ-3. В указанных диапазонах плотности на Т-3 и ТМ-3 кулоновский нагрев ионов можно считать преобладающим. Темными кружками изображены экспериментальные данные, соответствующие водороду на Т-3, светлыми кружками – данные, относящиеся к дейтерию на Т-3 и квадратиками – данные, полученные на ТМ-3 (водород). Мы видим, что результаты измерений находятся в хорошем согласии с зависимостью $\sqrt[3]{I H_z R^2 \bar{n}}$.



Хорошо соблюдается также теоретическая зависимость T_i от массы ионов. Прямые I и II, приведенные на рисунке, изображают ход T_i , вычисленный на основе классической теории при двух разных предположениях о распределении плотности тока и концентрации в плазме. Прямая I соответствует предположению о том, что плотность тока $j(r)$ и концентрация $n(r)$ постоянны по сечению причем для n принимается значение \bar{n} , измеренное радиоинтерферометрически. Прямая II вычислена для случая, когда j и n изменяются по параболическому закону, т. е. $j = j_0(1 - r^2/a^2)$ и $n = n_0(1 - r^2/a^2)$. Прямая, аппроксимирующая экспериментальную зависимость T_i (показана пунктиром), лежит в промежутке между I и II. Из данных, представленных на рисунке, следует, что в интервале изменения величины $\sqrt[3]{I H_z R^2 \bar{n} A^{-1/2}}$ от $1,9 \cdot 10^8$ до $9,2 \cdot 10^8$ (где I – в амперах, H_z – в эрстедах, R – в сантиметрах, \bar{n} – в см^{-3}) имеет место соотношение:

$$T_i = (5,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \sqrt[3]{I H_z R^2 \bar{n} A^{-1/2}}. \quad (1)$$

Это результат говорит в пользу предположения о том, что процессы теплопередачи в плазменном витке в рассматриваемой области изменения физических параметров обусловлены в основном классическим механизмом.

Заметим, что интерпретация приведенных данных не является вполне однозначной, так как пользуясь теорией температурно-дрейфовой неустойчивости и считая, что все тепло уносится вследствие "аномальной" теплопроводности, мы приходим к соотношению $T_i \sim \sqrt[3]{IH_z} a^2 \bar{n} A^{-1/2}$. Это соотношение нельзя экспериментально отличить от зависимости $T_i \sim \sqrt[3]{IH_z} R^2 \bar{n} A^{-1/2}$, так как отношения a/R у установок Т-3 и ТМ-3 практически одинаковы. Однако, указанная теория не позволяет оценить абсолютную величину теплопроводности. Кроме того, следует иметь в виду, что "аномальные" тепловые потери могут играть заметную роль только во внешних слоях плазменного витка, где существует достаточно большой градиент температуры.

Все, что было сказано, относилось к величине ионной температуры в той фазе, когда она достигает максимума. Можно также проанализировать энергетический баланс ионов на протяжении разрядного импульса. Такой анализ показывает, что изменение T_i во времени также хорошо объясняется в рамках теории теплопроводности на запертых частицах.

Авторы выражают благодарность Е.П.Горбунову и Г.А.Бобровскому за помощь при экспериментах.

Поступила в редакцию
6 апреля 1970г.

Литература

- [1] Л.А.Арцимович и др. *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, 1, 157, IAEA Vienna, 1969.
- [2] Л.А.Арцимович А.М.Анашин, Е.П.Горбунов и др. Письма в ЖЭТФ, 10, 130, 1969.
- [3] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 53, 348, 1967.
- [4] Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуц. Сб. Вопросы теории плазмы, вып. 5, стр. 326, М., Атомиздат, 1967.