

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПЛАЗМЫ  
ОТ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ ШНУРА В УСТАНОВКЕ Т-8

*Е.И.Доброхотов, Д.П.Петров, А.М.Солнцев,  
А.М.Стефановский, А.Ф.Щербак*

Измерена зависимость энергетического времени жизни плазмы от величины эллиптичности сечения плазменного шнура. Показано, что для одних и тех же значений плотности и температуры плазмы и одинакового распределения плотности тока в шнуре  $\tau_E \sim K^2$ . Проведено сравнение зависимостей  $\tau_E$  от  $V_T$  и  $J_p$ .

Предсказанное теорией [1] увеличение времени удержания энергии  $\tau_E$  для вытянутых вдоль главной оси системы сечений плазменного шнура в токамаках до сих пор исследовалось в двух экспериментах [2, 3]. Известно, однако, что величина  $\tau_E$  зависит также от плотности плазмы [4] и распределения плотности тока в шнуре [5]. В эксперименте [2] переход от круглого сечения к эллиптическому сопровождался увеличением плотности плазмы, поэтому, выделить влияние на  $\tau_E$  именно формы сечения шнура весьма трудно. Аналогичное заключение можно сделать и по результатам работы [3], в которой поведение плотности плазмы и распределение плазменного тока контролировались лишь приблизительно. В настоящей работе приводятся результаты измерений  $\tau_E$  на установке Т-8 для различных значений плотности плазмы ( $\bar{n}_e = 1 \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при изменении эллиптичности шнура  $K = b/z/a_R$  от 1,3 до 1,6.

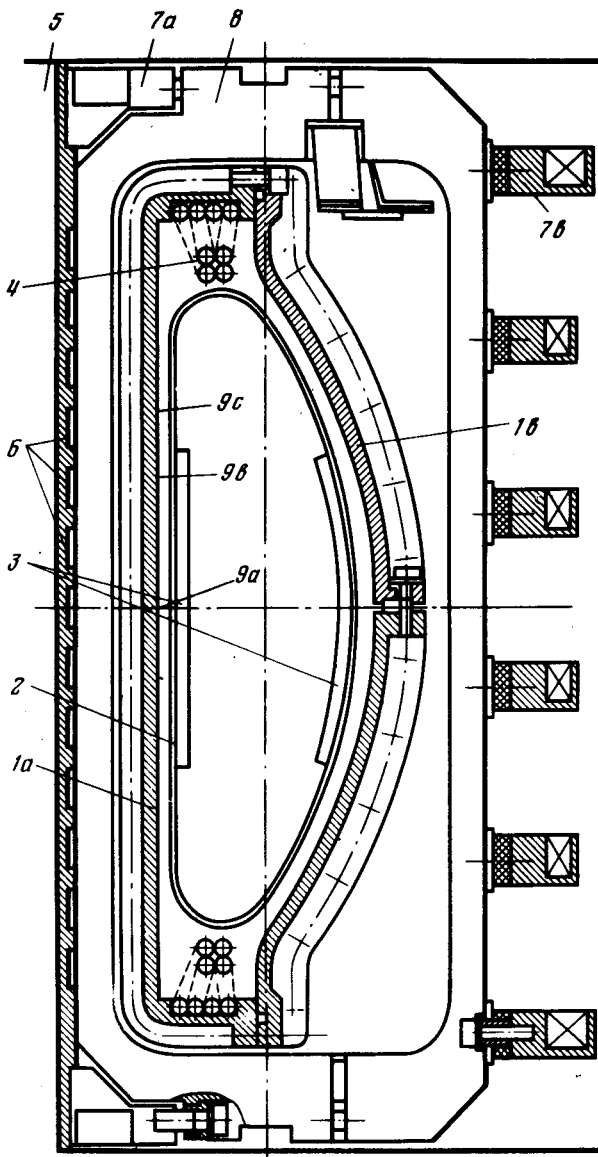


Рис.1. Сечение токамака Т-8: 1а – цилиндрическая и 1б – сферическая части медного кожуха, 2 – лайнер, 3 – элементы стационарной диафрагмы, 4 – витки квадрупольного поля, 5 – сердечник трансформатора, 6 – катушки на сердечнике, 7а – малые и 7б – большие кольца с обмотками, создающими вихревое электрическое и вертикальное магнитное поля, 8 – катушка тороидального магнитного поля, 9а, 9б, 9с – места расположения зондов 0, 4 и 6

Поперечное сечение Т-8 приведено на рис.1. Большой радиус камеры – 28 см, расстояние между неподвижными вертикальными молибденовыми стержнями (3, рис. 1) определявшими радиальный размер плазменного шнура – 9,6 см. (Подробное описание технических параметров Т-8 приведено в [6]). Равновесные конфигурации плазменного шнура с током в этой системе были рассчитаны по методике, описанной в [7]. Плотность тока в плазме принималась равной

$$j = j_0 C^2 \left[ \frac{1 + C^2}{\left(1 - \frac{\psi}{\psi_0}\right)^2 + C^2} - 1 \right] \left( \beta \frac{R}{R_0} + (1 - \beta) \frac{R_0}{R} \right),$$

где  $\psi$  — полоидальный поток,  $\psi_0$  — его величина на оси шнура,  $\psi_{\text{Гран}} = 0$ ,  $\beta$  — величина, пропорциональная давлению плазмы, а  $C$  — константа, определяющая распределение тока и меняющаяся от 0,3 до 4. В исходном состоянии, когда ток в квадрупольных витках (4, рис.1) равен нулю, эллиптичность граничной магнитной поверхности оказалась равной 1,37 для  $C = 0,3$  и 1,45 для  $C = 4$ . Возбуждая в квадрупольных витках ток того или иного знака можно получить сжатие или растяжение поперечного сечения шнура. В экспериментах квадрупольное поле (длительностью 10 мсек) ключалось спустя 1 мсек после начала разряда, полная длительность которого также равна 10 мсек. При этом величина тока в квадрупольных витках  $I_{CB}$  достигала 42 кА ( $4 \times 10,5$ ) при токе плазмы  $I_p = 14$  кА. Тороидальное поле во всех экспериментах равнялось 0,9 Т (что соответствует  $q(a) \cong 3,3$  при  $K = 1,3$  и  $q(a) \cong 4,3$  при  $K = 1,6$ ). Подавление аксиально-симметричной неустойчивости шнура, возникавшей при его растяжении, а также стабилизация радиального положения шнура в камере осуществлялись с помощью систем обратной связи. При этом отклонения шнура от центрального положения были  $|\Delta Z_p| < 0,5$  мм,  $|\Delta R_p| < 1$  мм. Во время разряда измерялись: а) показания магнитных зондов "0" и "4" — наиболее чувствительных к изменению конфигурации ("9a" и "9b", рис. 1); б) разность сигналов с зондов "0" и "6", включенных по схеме, дававшей нуль сигнала, когда  $I_{CB} = 0$ ; в) фазовые сдвиги микроволн (2 мм) вдоль вертикальной и радиальной осей сечения шнура; г) интенсивность свечения примесных линий; д) диамагнитный сигнал; е) ток плазмы и ж) напряжение обхода.

В нескольких режимах с помощью метода лазерного рассеяния была измерена температура электронов на оси шнура. Все экспериментальные результаты, приводимые ниже, относятся к последней миллисекунде разряда (спустя 8,5 мсек после включения квадрупольного поля), при постоянной плотности плазмы в течение всего разряда.

Изменение магнитной конфигурации при переходе от исходного состояния ( $I_{CB} = 0$ ) к сжатому или растянутому шнуру сопровождается весьма малыми (на уровне процентов) изменениями магнитных полей на поверхности медного кожуха, где расположены измерительные зонды. Поэтому, для измерения влияния квадрупольного поля на разряд необходима жесткая стабилизация положения шнура, хорошая повторяемость разрядов и высокая точность измерений. Последнее качество наилучшим образом реализуется в измерении разности показаний зондов "0" и "6", которая не зависит от конечной проводимости кожуха, дает сигнал, пропорциональный только изменению магнитных полей при переходе от одной конфигурации к другой и, поэтому, вместе с результатами численного счета может быть использована для определения "K" и "C". Значения этой разности, полученные в измерениях, показывают, что величина "C" остается постоянной при включении квадрупольного поля того или иного знака и равной  $0,7 \div 1$ , и, следовательно, распределение плотности тока в шнуре практически не меняется при переходе от одной магнитной конфигурации к другой. Сравнение диамагнитного сигнала и температуры электронов на оси шнура подтверждает это заключение. В соответствии с численными расчетами эллиптичность плаз-

менного шнура для  $C = 0,7 \div 1$  равна  $1,3 \div 1,32$  для  $I_{CB} = -3I_p$  (сжатие),  $1,39 + 1,41$  при  $I_{CB} = 0$  и  $1,56 - 1,6$  для  $I_{CB} = +3I_p$  (растяжение), что согласуется с результатами зондовых и микроволновых измерений.

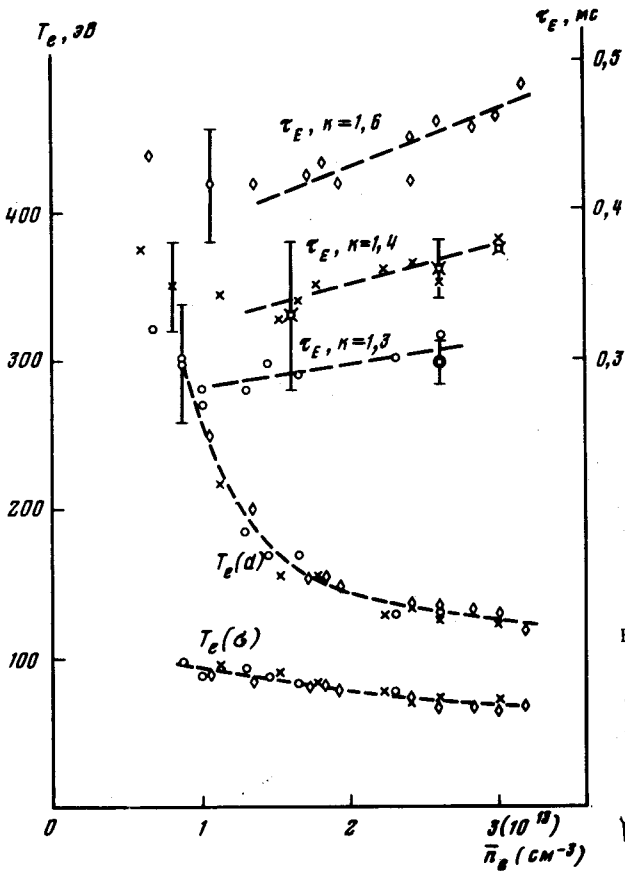


Рис.2. Энергетическое время жизни плазмы  $\tau_E$  и температура электронов по проводимости  $T_e(\sigma)$ , диамагнитному сигналу ( $T_e(d)$ ) и лазерному рассеянию  $T_e(0)$   $\circ - I_{CB} = -3I_p$ ;  $\times - I_{CB} = 0$ ;  $\diamond - I_{CB} = +3I_p$ ;  $\blacklozenge - T_e(0) - I_{CB} = +3I_p$ ;  $\bullet - T_e(0) - I_{CB} = -3I_p$ ;  $\square - T_e(0) - I_{CB} = 0$

На рис.2 приведены значения средней температуры электронов, вычисленные из проводимости плазмы ( $Z_{\text{эфф}} = 1$ ), и средней температуры электронов по диамагнитному сигналу (температура ионов в центре в соответствии с формулой Арцимовича предполагалась равной 70 эВ). Видно, что значения средней температуры ( $T_{e,d}$  и  $T_{e,\sigma}$ ) не зависят от эллиптичности шнура, а только от плотности. Поэтому для одной и той же средней плотности плазмы (измеренной вдоль неизменной, малой оси сечения шнура) энергосодержание плазмы  $Q = 3\pi R \pi a^2 K \bar{n} \bar{T} \cong AK$ , а полная мощность джоулева нагрева (при неизменном токе)  $I_p V = I_p^2 2\pi R / \bar{\sigma} \pi a^2 K \cong BK^{-1}$  откуда  $\tau_E = Q/I_p V \cong cK^2$  при всех значениях плотности плазмы. Величина  $\tau_E$ , вычисленная по диамагнитному сигналу, показана на том же рисунке. Потери энергии с излучением при этом не учитывались ( $Z_{\text{эфф}}$  равно  $2,2 \div 2,7$ ).

На рис.3 приведены значения  $\tau_E$  для разных значений  $q(a)$  при изменении тока  $I_p$  ( $B_T$  и  $K$  постоянны), эллиптичности  $K$  ( $I_p$  и  $B_T$  постоянны).

ны) и поля  $B_T$  ( $I_p$  и  $K$  постоянны). Сравнение величин  $\tau_E$  с одинаковыми  $q$  и  $B_T$  (для разных  $K$  и, следовательно,  $I_p$ ) дает еще большее увеличение  $\tau_E$  для более вытянутых систем. Однако, этот эффект может быть следствием зависимости  $\tau_E$  от  $I_p$  в установке Т-8. В то же время изменение  $q$  за счет тороидального поля приводит практически к таким же изменениям  $\tau_E$ , как и за счет эллиптичности. Таким образом, не исключено, что измеренное увеличение  $\tau_E$  с ростом эллиптичности шнура может быть следствием увеличения  $q(a)$ , что представляется довольно вероятным в условиях высокой аномальности электронной теплопроводности ( $25 \div 30$ ) и соответствует зависимости  $\tau_E \sim q$ , наблюдаемой на других установках. В этом случае увеличение эллиптичности при постоянном токе должно приводить к росту  $\tau_E$  в  $(1 + K^2)/2$  раз, что лежит в пределах точности проведенных нами измерений.

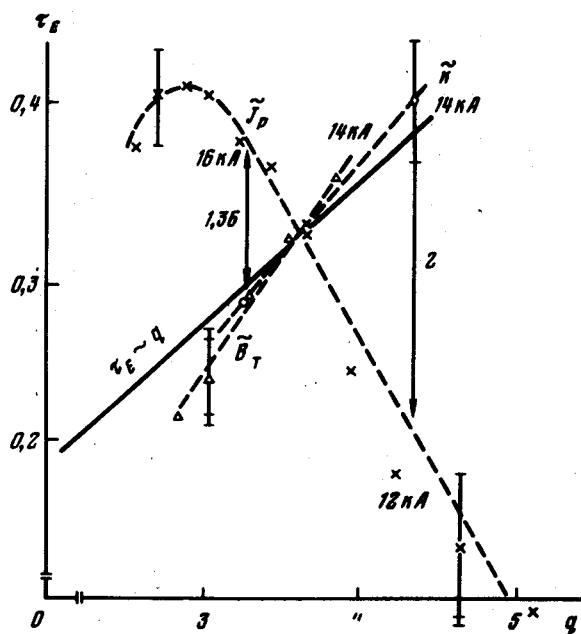


Рис.3.  $\tau_E$  как функция  $q$ :  $\times$  — зависимость от  $I_p$  ( $B_T = 0,9 T$ ,  $K = 1,4$ );  $\Delta$  — зависимость от  $B_T$  ( $I_p = 14 \text{ кА}$ ,  $K = 1,4$ );  $o, \times, \diamond$  — зависимость от  $K$  ( $I_p = 14 \text{ кА}$ ,  $B_T = 0,9 T$ )

Авторы благодарны В.Мережкину за обсуждение результатов, Ю.И. Самойленко и В.К.Бутенко за предоставление регуляторов тока и технического персоналу установки Т-8.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
12 апреля 1980 г.

### Литература

- [1] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы, т.7, Атомиздат, 1973.
- [2] R.L.Freeman et al. 6-th Int. Conf. Plasma Physics and CNR Proceedings I. IAEA, Berchtesgadem, 1976, 317.

- [3] K. McGuire et al. 7-th Int. Conf. Plasma Physics and CNR IAEA/CN/37 I-1-1 Innsbruck, 1978.
- [4] M. Gaudreau et al. Phys. Rev. Lett., 39, 1266, 1977.
- [5] R. I. Hawryluk et al. Препринт PPPL-1534, 1979.
- [6] В. Н. Гарнов и др. Препринт ИАЭ-3120, 1979.
- [7] Л. Е. Захаров. ЖТФ, XLIV, 1606, 1974.
-