

Термоизоляция плазмы в установках «Токамак»

Л. А. АРЦИМОВИЧ, Г. А. БОБРОВСКИЙ, С. В. МИРНОВ,
К. А. РАЗУМОВА, В. С. СТРЕЛКОВ

УДК 533.9

Мерой эффективности термоизоляции плазмы в наших установках может служить величина так называемого времени удержания энергии в плазме τ_E . В работе приведены значения τ_E , вычисленные по измерениям диамагнитного сигнала, для различных режимов разряда на двух установках с существенно разными размерами. Показано, что в течение большей части разряда время жизни существенно превышает величину, вычисленную по известной формуле Бома. Обнаружено существенное различие значений электронной температуры, вычисленных по измерениям диамагнитного сигнала и по электропроводности.

Мерой эффективности термоизоляции в установках, предназначенных для получения и удержания высокотемпературной плазмы, может служить величина τ_E , определяемая из условия

$$\tau_E = \frac{w}{Q - \frac{dw}{dt}} \quad (1)$$

Здесь w — полная энергия плазменной конфигурации, а Q — количество тепла, поступающее в плазму от источников нагрева в единицу времени. Величину τ_E естественно назвать временем удержания энергии в плазме. Максимальная достижимая величина запаса энергии плазмы пропорциональна τ_E и равна $\tau_E Q$. Рассмотрим методы и результаты измерения τ_E на установках «Токамак». Заметим, что в этом случае w и Q могут быть отнесены к единице длины плазменного кольца. Величина w должна включать запас кинетической энергии плазмы и энергии, затрачиваемой на ионизацию атомов. Для атома, потерявшего z электронов, энергия, затраченная на ионизацию, равна $e \sum_{j=1}^z v_j$, где v_1, v_2, \dots, v_z — первый и последующие потенциалы ионизации. Таким образом,

$$w = \frac{3}{2} k \int (n_e T_e + n_i T_i) ds + e \sum_z N_z \sum_{j=1}^z v_{zj} \quad (2)$$

Здесь n_e — концентрация электронов; n_i — суммарная концентрация ионов всех элементов, присутствующих в плазме; N_z — число ионов с зарядом z на 1 см длины плазменного шнура; v_{zj} — потенциал ионизации соответствующего уровня; T_e — электронная температура; T_i — ионная температура (ее можно считать одинаковой для всех компонентов ионной смеси вследствие эффективного теплообмена между ионами). Интегрирование выполняется по поперечному сечению плазменного шнура.

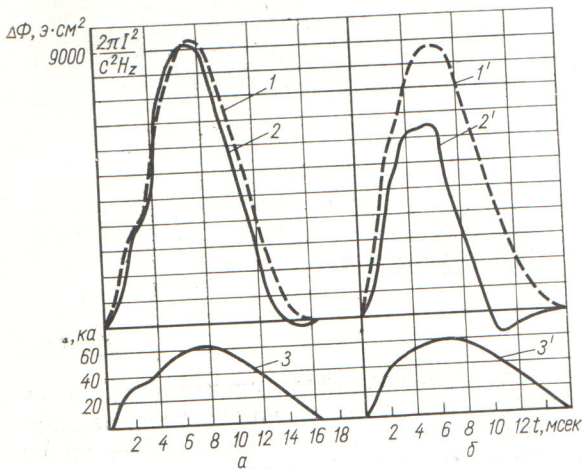
При нагреве током энергия Q , выделяющаяся на 1 см длины плазменного шнура за 1 сек, равна $I^2 \rho$, где I — ток и ρ — сопротивление на единицу длины.

Если пренебречь вкладом ионизационных потенциалов в величину w , т. е. учитывать только кинетическую энергию плазмы, то значения τ_E можно получить непосредственно из экспериментальных данных. Запас кинетической энергии плазмы определяется по измерениям так называемого диамагнитного эффекта на основании соотношения

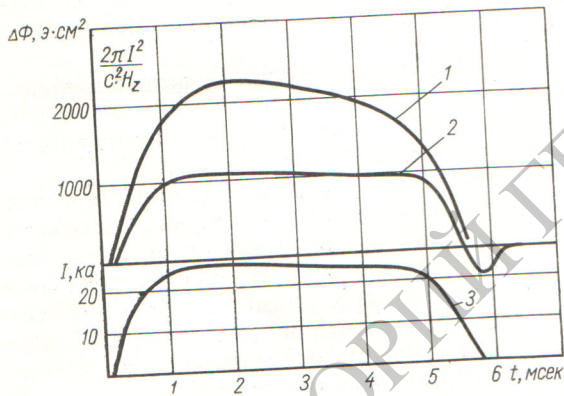
$$w_{\text{кин}} = \frac{3}{2} k \int (n_e T_e + n_i T_i) ds = \frac{3}{4} \left(\frac{I^2}{c^2} - \frac{H_z \Delta \Phi}{2\pi} \right), \quad (3)$$

где $\Delta \Phi$ — изменение потока продольного магнитного поля в области, занятой плазмой; H_z — напряженность этого поля на осевой линии шнура. Равенство (3) справедливо, если предположить, что, во-первых, силы, действующие на плазму, уравновешены; во-вторых, в поперечном сечении плазменного шнура распределение тока и давления имеет азимутальную симметрию.

На рис. 1 и 2 для различных режимов опыта на установках Т-3 и ТМ-3 приведены кривые изменения величин $2\pi I^2/c^2 H_z$ и $\Delta \Phi$, разность



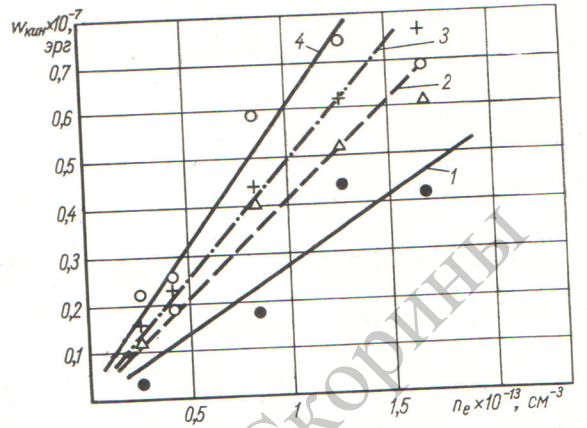
Р и с. 1. Зависимость величины $2\pi I^2/c^2 H_z$ (1), продольного магнитного потока $\Delta\Phi$ (2) от времени для установки Т-3; кривая 3 — осциллограмма тока разряда.
Режим разряда: а — $I_{\text{макс}} = 60 \text{ кА}$, $H_z = 26 \text{ кэ}$, $\rho_0 = 6 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$; б — $I_{\text{макс}} = 57 \text{ кА}$, $H_z = 26 \text{ кэ}$, $\rho_0 = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$



Р и с. 2. Зависимость величины $2\pi I^2/c^2 H_z$ (1), продольного магнитного потока $\Delta\Phi$ (2) от времени для установки ТМ-3; кривая 3 — осциллограмма тока разряда.
Режим разряда: $I_{\text{макс}} = 23 \text{ кА}$, $H_z = 18 \text{ кэ}$, $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

которых, согласно формуле (3), пропорциональна $w_{\text{кин}}$, в зависимости от времени. Показаны также соответствующие осциллограммы тока в плазме.

На рис. 3 можно видеть характер зависимости $w_{\text{кин}}$ от электронной концентрации плазмы. Зависимости получены в серии экспериментов с различными начальными давлениями водорода, но при фиксированных значениях продольного поля ($H_z = 26 \text{ кэ}$) и тока разряда ($I_{\text{макс}} = 52 \text{ кА}$). Внизу представлена осциллограмма разряда. Вид осциллограммы одинаков для всех измерений.



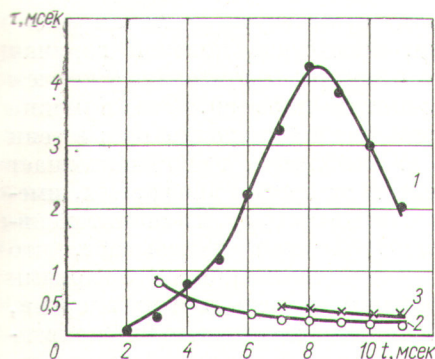
Р и с. 3. Зависимость энергии плазмы ($w_{\text{кин}}$) от концентрации электронов для установки Т-3 в различные моменты времени t в процессе разряда, мсек:
1 — 6; 2 — 7; 3 — 8; 4 — 9.

Величина Q вычисляется по данным измерения электротехнических параметров (тока и напряжения за вычетом индуктивной составляющей). Показания магнитных зондов позволяют на основании уравнения равновесия плазмы по большому радиусу тора [1, 2] найти индуктивность плазменного шнура, если величина $w_{\text{кин}}$ известна по измерениям диамагнетизма.

Следует отметить, что в этих расчетах используются только непосредственно измеримые макроскопические величины. Поэтому результаты математической обработки, так же как и численные значения τ_E , полученные с их помощью, однозначны и не зависят от каких-либо специальных предположений о характере распределения параметров плазмы по сечению шнура.

Обработка данных ведется с помощью электронно-вычислительной машины М-20 Института атомной энергии.

На рис. 4 и 5 приведены результаты определения среднего времени удержания энергии для нескольких режимов опыта на установках Т-3 и ТМ-3. Построенные на этих рисунках кривые показывают, как величина τ_E изменяется в течение отдельного разрядного импульса. Отметим, что при вычислении τ_E в этих слу-



Р и с. 4. Зависимость энергетического времени жизни (1), бомовского времени жизни τ_B (2) при $\gamma = 0$ от времени для установки Т-3; кривая 3 — то же при $\gamma = 1$. Режим разряда: $I_{\text{макс}} = 57$ кА, $H_z = 26$ кэ, $p_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

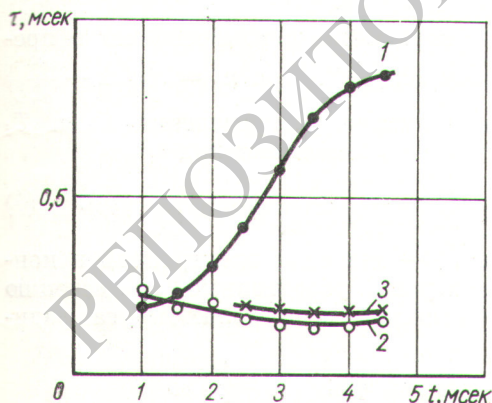
чаях учитывается только кинетическая энергия плазмы.

Из приведенных данных о величинах τ_E и $w_{\text{кин}}$ можно сделать следующие выводы:

1. При прочих равных условиях запас кинетической энергии плазмы возрастает с увеличением начального давления, т. е. с увеличением n_e .

2. Среднее время сохранения энергии в аналогичных условиях на установке Т-3 в несколько раз больше, чем на установке ТМ-3. По-видимому, это объясняется различием в диаметре плазменного шнура.

3. Величина τ_E , измеренная на установке Т-3 в начальной стадии разряда, очень мала.



Р и с. 5. Зависимость энергетического времени жизни τ_E (1), бомовского времени жизни τ_B (2) при $\gamma = 0$ от времени для установки ТМ-3; кривая 3 — то же при $\gamma = 1$.

Режим разряда: $I_{\text{макс}} = 23$ кА, $H_z = 18$ кэ, $p_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

Она достигает максимума через 8 мсек после пробоя, т. е. в той фазе процесса, когда ток начинает быстро уменьшаться. Максимальное значение τ_E составляет 4 мсек (в импульсах с $H_z = 26$ кэ, $I_{\text{макс}} = 50$ кА и $n_e \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³). На установке ТМ-3 максимум τ_E достигается к 3 мсек разрядного импульса.

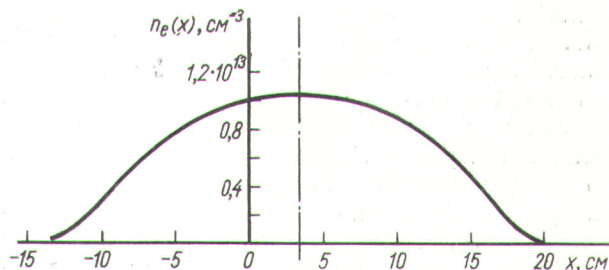
4. Максимум $w_{\text{кин}}$ на установке Т-3 сдвинут по фазе на 1–2 мсек по отношению к максимуму тока.

Для сравнения измеренных значений τ_E с теоретическими предсказаниями необходимо знать основные параметры, от которых зависит состояние плазмы: электронную концентрацию, температуру электронов и ионов и радиус плазменного шнура.

Выполненные Е. П. Горбуновым и Б. Ф. Мульченко радиоинтерферометрические измерения по нескольким каналам, смещенным относительно друг друга в плоскости поперечного сечения камеры, дают возможность построить профиль распределения n_e по радиусу плазменного шнура. На рис. 6 для иллюстрации приведена кривая распределения n_e для типичных условий разряда. В пределах точности измерений эта кривая может быть аппроксимирована с помощью параболической функции $n_e = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{a_n^2}\right)$.

Ионная температура T_i измерялась сотрудниками Ленинградского физико-технического института АН СССР с помощью разработанного ими метода регистрации и анализа по энергиям быстрых нейтральных атомов, испускаемых плазмой в результате процесса перезарядки [3].

В большинстве работ, посвященных исследованию нагревания плазмы в установках «То-



Р и с. 6. Распределение n_e для установки Т-3 по сечению разрядной камеры, измеренное с помощью многоканального радиоинтерферометрического зондирования. Пунктиром показана ось симметрии плазменного шнура, смещенная относительно оси камеры к внешней части тора.

Режим разряда: $I_{\text{макс}} = 50$ кА, $H_z = 26$ кэ; $p_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

камак», электронная температура T_e вычислялась по измерениям электропроводности плазменного шнура. При этом делались следующие предположения: 1) электропроводность одинакова по сечению плазменного шнура; 2) радиус шнура можно определить по величине индуктивности; 3) скин-эффект не играет заметной роли; 4) сопротивление плазмы обусловлено только классическим механизмом парных кулоновских соударений; 5) относительная концентрация примесей настолько мала, что для вычисления T_e по измеренной электропроводности можно пользоваться теоретической формулой, выведенной для водородной плазмы. Из этих предположений наибольшее сомнение вызывает последнее. Как показывает опыт, проводимость плазмы σ при прочих равных условиях сильно зависит от того, насколько хорошо оттренированы стенки камеры. При одинаковых значениях I , H_z и n_e величины σ могут различаться в два-три раза в опытах с различными начальными вакуумными условиями. Разброс значений σ можно объяснить только влиянием примесей, которые могут изменять как эффективный заряд ионов, так и величину энергетических потерь, обусловленных излучением примесей.

При заданной величине омического сопротивления плазмы, измеряемого экспериментально, среднее значение σ обратно пропорционально квадрату радиуса a поперечного сечения шнура, а средняя величина температуры, приписываемая плазме, изменяется как $a^{-4/3}$. Встает вопрос о выборе радиуса шнура. Радиус сечения шнура a_I , измеренный по индуктивности (предполагается, что распределение плотности тока равномерное), оказывается меньше, чем радиус a_n , вычисленный по кривой распределения электронной концентрации. Так, например, в режиме разряда, соответствующем рис. 5, величина a_I в течение процесса уменьшается от 14 до 8 см, тогда как a_n за тот же промежуток времени изменяется от 18 до 16 см.

Различие между a_n и a_I нельзя объяснить только тем, что при вычислении радиуса шнура по индуктивности для распределения температуры и проводимости по радиусу произвольно выбирается прямоугольная функция и поэтому находится некоторая «эффективная» величина a . Если ввести другое предположение и задать для T_e параболический закон распределения (который, как уже говорилось выше, хорошо описывает функцию n_e), то различие между a_n и a_I сохранится, хотя отношение a_n/a_I несколько уменьшится.

Таким образом, существует реальная физическая причина, вследствие которой горячая зона плазменного шнура значительно уже, чем вся область, занятая плазмой. Эта причина состоит в том, что плазма, находящаяся в тени диафрагмы, т. е. в области, где r превышает радиус внутреннего отверстия диафрагмы, имеет очень низкую температуру из-за интенсивного охлаждения. Подсчет показывает, что вследствие взаимодействия плазмы с краями диафрагмы практически весь поток энергии, обусловленный теплопроводностью и конвекцией, т. е. связанный с заряженными частицами, должен выделяться на диафрагме в пределах узкой кольцевой зоны шириной около 1 см. Поэтому можно считать, что радиус области, занятой горячей плазмой, равен расстоянию a_D от осевой линии плазменного шнура до края диафрагмы. Если шнур расположен в центре круглого отверстия диафрагмы, то указанное расстояние просто равно радиусу отверстия. Для сдвинутого шнура оно уменьшается на величину смещения осевой линии. Возникает вопрос о том, как согласовать выбор величины a_D в качестве радиуса плазменного шнура с измерениями индуктивности. Такое согласование достигается совершенно естественным путем, если отказаться от грубо упрощенного предположения о том, что распределение температуры по сечению может быть описано с помощью прямоугольной функции. Если для функции распределения выбрать параболу, приняв $T_e = T_{0e} \times \left(1 - \frac{r^2}{a_D^2}\right)$ и аналогично $T_i = T_{0i} \left(1 - \frac{r^2}{a_D^2}\right)$, то получим значения индуктивности, совпадающие с измеренными в пределах ошибок опыта*. При $n_e = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{a_n^2}\right)$ и выбранном законе распределения T_e и T_i формула для $w_{кин}$ принимает вид

$$w_{кин} = \frac{3}{2} \pi a_D^2 \left(1 - \frac{1}{3} \cdot \frac{a_D^2}{a_n^2}\right) n_0 k (\bar{T}_e + \gamma \bar{T}_i). \quad (4)$$

Здесь \bar{T}_e и \bar{T}_i — значения электронной и ионной температуры, усредненные по сечению плазменного шнура в пределах круга радиусом a_D :

$$\bar{T}_e = \frac{1}{2} T_{0e}; \quad \bar{T}_i = \frac{1}{2} T_{0i}.$$

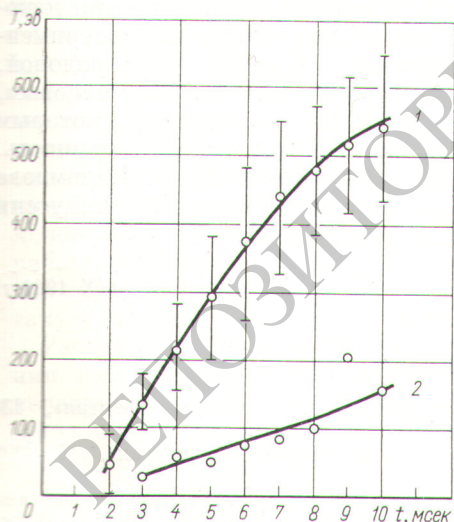
Коэффициент

$$\gamma = \frac{n_i}{n_e} = \frac{1 + \Sigma \eta_z}{1 + \Sigma \eta_z z}, \quad (5)$$

* Практически почти такой же результат дает аппроксимация в виде функции Бесселя.

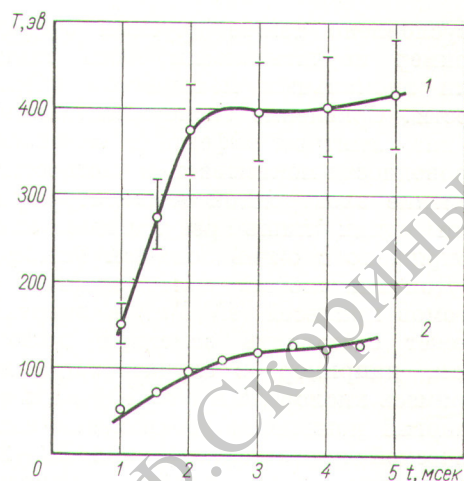
где η_z — отношение концентрации ионов с зарядом z к концентрации ионов водорода (усредненное по сечению плазменного шнура). Используя результаты измерений диамагнитного эффекта и зная из других измерений значения a_n , a_D и n_0 , можно найти величину $T_e + \gamma T_i$ в случае принятых предположений о характере распределения T_e и T_i . На рис. 7 и 8 приведены кривые изменения этой величины в зависимости от времени для установок Т-3 и ТМ-3. На этих же рисунках для сравнения показана величина электронной температуры $T_{e\sigma}$, вычисленная по электропроводности с помощью классической формулы для водородной плазмы. Максимальная температура ионов T_{0i} , найденная по кривой энергетического распределения атомов перезарядки, для установки Т-3 не превышает 150 эв, а для установки ТМ-3 — не выше 100 эв. Средняя температура ионов, согласно сделанным предположениям о характере распределения температуры по сечению, принимается равной половине максимальной величины T_{0i} .

Два крайних значения, между которыми должна лежать величина T_e , можно найти, приняв $\gamma = 1$ (в отсутствие примесей) и $\gamma = 0$ (плазма с очень большой концентрацией тяжелых ионов). Практически оказывается, что при этом разброс крайних значений T_e по сравнению с их усредненной величиной не пре-



Р и с. 7. Зависимость величины $T_e + \gamma T_i$, измеренной по диамагнетизму (1), и электронной температуры $T_{e\sigma}$, вычисленной по электропроводности плазмы (2), от времени для установки Т-3.

Режим разряда: $I_{\max} = 57 \text{ кА}$, $H_z = 26 \text{ кэ}$, $r_0 = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$



Р и с. 8. Зависимость величины $T_e + \gamma T_i$, измеренной по диамагнетизму (1), и электронной температуры $T_{e\sigma}$, вычисленной по электропроводности (2), от времени для установки ТМ-3.

Режим разряда: $I_{\max} = 23 \text{ кА}$, $H_z = 18 \text{ кэ}$, $r_0 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

вышает 20% (вследствие того что в интересующих нас условиях опыта $\bar{T}_i < \frac{1}{2} \bar{T}_e$).

Если предположить, что расхождение между величинами электронной температуры, определенными по измерениям диамагнитного эффекта и по электропроводности плазмы, связано с наличием примесей, то можно попытаться оценить величину эффективного заряда ионов примесей. В случае параболического закона распределения температуры средняя величина σ связана с \bar{T}_e следующим соотношением:

$$\sigma = 1,1 \sigma_0 \frac{1 + \Sigma \eta_z z}{1 + \Sigma \eta_z z^2} \bar{T}_e^{3/2}. \quad (6)$$

Здесь σ_0 — численный коэффициент, связывающий локальные значения σ и T_e для водородной плазмы. Предполагая, что в плазме имеется только один сорт ионов примесей, относительное содержание которых не превышает 10–15%, из уравнений (5) и (6) можно получить довольно грубую оценку величины z . В обычных режимах процесса на установках Т-3 и ТМ-3 определенная таким способом величина z колеблется в пределах 10–20.

Такая большая примесь многозарядных ионов вызывает некоторые сомнения, поэтому нельзя считать исключением, что расхождение между величинами электронной температуры, измеренными по диамагнетизму и по электропроводности, может быть до некоторой степени

обусловлено также другими эффектами, например неучитываемым нами скин-эффектом или аномальным механизмом электропроводности. Сравнение экспериментальных данных о диамагнитном эффекте и величине электропроводности показывает, в частности, что определение электронной температуры на основании одних лишь результатов измерения σ сопряжено с очень большой ошибкой.

Дополнительный вклад энергии ионизации атомов примесей ($eN_i \sum v_j$) в энергию плазмы может составлять заметную долю от $w_{кин}$. Так, например, в случае когда доминирует примесь кислорода и $\eta \approx 10\%$, а $z = 6$, сумма энергий ионизации добавляет к запасу кинетической энергии плазмы около 10—20%. Вместе с тем очень большая неопределенность в величине этой добавки не позволяет выполнить соответствующую коррекцию данных о среднем энергетическом времени жизни плазмы, поэтому все значения τ_E в настоящей работе приводятся без учета указанной поправки.

Используя величину электронной температуры, полученную из диамагнитных измерений, и принимая радиус плазменного шнура равным радиусу диафрагмы (за вычетом смещения), можно сравнить результаты измерения с формулой Бома. Обозначим время удержания, определяемое по этой формуле, через τ_B . При грубой аппроксимации, принятой в большинстве работ, в которых исследовались потери энергии и время удержания плазмы [4], получим

$$\tau_B = \frac{3a^2 e H_z}{ck T_e} \quad (7)$$

Изменения величин τ_E и τ_B в течение процесса разряда приведены на рис. 4 и 5. Видно, что величина τ_E/τ_B не постоянна, а является функцией основных характеристик состояния плазмы. При больших значениях T_e это отношение составляет 8—15. В то же время при относительно низкой температуре плазмы (в начальной стадии омического нагрева) τ_E может быть значительно меньше, чем τ_B (повидимому, это можно объяснить очень большими потерями энергии на излучение ионов примесей).

Таким образом, формула (7) неприменима для оценки потерь энергии из плазменного шнура в установках «Токамак». В оптимальных режимах при большой величине T_e эти потери

оказываются значительно меньше, чем это следует из указанной формулы.

В настоящее время у нас нет экспериментальных данных, необходимых для того, чтобы вычислить скорость диффузии и определить кроме среднего времени удержания энергии также среднее время удержания частиц в плазменном шнуре. Мы также пока еще не в состоянии указать основные причины, вызывающие потери энергии из плазмы на установках «Токамак».

Результаты измерения τ_E качественно не противоречат расчетам Б. Б. Кадомцева и О. П. Погуде [5], основанным на предположении о том, что главный механизм потерь энергии заключается в развитии дрейфово-температурной неустойчивости, вследствие чего возникает аномальная ионная теплопроводность. Согласно этим расчетам,

$$\frac{w_{кин}}{\tau_E} \approx \frac{T_i^{5/2}}{a H_z H_I(a)}, \quad (8)$$

где $H_I(a)$ — магнитное поле плазменного тока на краю шнура. Количественно проверить теорию пока еще трудно, в частности, из-за того, что численный коэффициент в теоретическом выражении для потери энергии сильно зависит от вида функций распределения $T(r)$ и $n(r)$ и очень чувствителен к выбору граничных условий на краю шнура.

В настоящей работе были использованы некоторые результаты, полученные в экспериментах, проведенных Н. Д. Виноградовой, Е. П. Горбуновым, Э. И. Кузнецовым, Б. Ф. Мульченко и М. П. Петровым, которым авторы выражают искреннюю благодарность.

Авторы благодарят также Б. Б. Кадомцева и В. С. Муховатова за ценные дискуссии и обсуждение результатов.

Поступила в Редакцию 1/X 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Шафранов. «Атомная энергия», 13, 521 (1962).
2. С. В. Мирнов. «Атомная энергия», 17, 209 (1964).
3. Л. А. Арцимович и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. II (Proc. Culham, 1965). Vienna, IAEA, 1965, p. 595.
4. Д. П. Иванов, Д. С. Парфенов. Там же, стр. 659.
5. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуде. Там же, том I, стр. 365.