

Энергетическое время жизни и диффузия частиц в системах токамак

Ю. Н. ДНЕСТРОВСКИЙ, Д. П. КОСТОМАРОВ, Н. Л. ПАВЛОВА

УДК 621.039.643

В наших предыдущих работах [1—3] изучался баланс энергии в плазме на основе неоклассической теплопроводности для ионов [4, 5] и феноменологического описания аномальной проводимости и теплопроводности электронов. Результаты расчетов для температуры ионов и электронов и времени диффузии тока в плазму находятся в хорошем согласии с экспериментом. Вместе с тем измеряемое в эксперименте энергетическое время жизни τ_E оказывается в несколько раз меньше расчетного. Это означает, что существует дополнительный уход энергии из плазмы, не учитываемый в работах [1—3].

В настоящей работе изучаются две модели, позволяющие согласовать результаты теории и эксперимента. По первой модели, дополнительный уход тепла происходит за счет повышенной теплопроводности электронов. Поскольку в работах [2, 3] теплопроводность электронов уже была аномальной, такую, еще раз увеличенную теплопроводность естественно назвать «супераномальной». Вычисления показали, что при постоянном факторе супераномальности (равном 7) экспериментальные и расчетные значения τ_E совпадают в широком диапазоне изменения тока и плотности плазмы.

По второй модели, дополнительные потери энергии происходят через ионы. Если в работах [1—3] теплообмен ионов с электронами и теплопроводность ионов считались классическими, то теперь они принимаются аномальными с той же аномальностью, какую имеют сопротивление плазмы и теплопроводность электронов. Результаты вычислений по этой модели также достаточно хорошо согласуются с экспериментом, хотя ионная температура и время диффузии тока в плазму оказываются несколько завышенными.

В рамках феноменологического описания нельзя отдать предпочтение какой-нибудь одной модели и требуются весьма тонкие экспериментальные данные для определения канала выноса энергии из плазмы.

Измерения зависимости плотности плазмы от времени указывают на существенную роль локализации нейтралов в балансе частиц. Для учета роли нейтралов в настоящей работе система уравнений теплового баланса дополняется уравнением для нейтралов. Показано, что имеющиеся экспериментальные данные

о плотности плазмы и потоке нейтралов со стенок можно согласовать с расчетными при предположении о неоклассическом характере диффузии частиц плазмы.

Основные уравнения. Для описания поведения плазмы используем следующую систему уравнений относительно плотности плазмы $n(x, t)$, функции, пропорциональной магнитному полю тока $\mu(x, t) = \frac{RH_0}{RH}$ и температур ионов и электронов $T_i(x, t)$ и $T_e(x, t)$:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{x} \cdot \frac{d}{dx} (x\gamma_2 DS) + P; \quad (1)$$

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{A}{x} \cdot \frac{d}{dx} \left[\frac{\gamma}{T_e^{3/2}} \cdot \frac{1}{x} \cdot \frac{d}{dx} (x^2\mu) \right]; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_i}{dt} = & \frac{1}{nx} \cdot \frac{d}{dx} (xn\chi_i\gamma_3 \frac{dT_i}{dx}) + \\ & + \frac{Cn}{T_e^{3/2}} (T_e - T_i) \gamma_3 + Q_i; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} = & \frac{1}{nx} \cdot \frac{d}{dx} (xn\chi_e\gamma\gamma_1 \frac{dT_e}{dx}) - \frac{Cn}{T_e^{3/2}} \gamma_3 (T_e - T_i) + \\ & + \frac{B\gamma}{nT_e^{3/2}} \left[\frac{1}{x} \cdot \frac{d}{dx} (x^2\mu) \right]^2 + Q_e. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $x = \frac{r}{a}$; $A = 6,4 \cdot 10^3/a^2$; $B = 2 \cdot 10^7 H^2/R^2$; $C = 470$; H — продольное магнитное поле в килоэрстедах; R и a — большой и малый радиусы плазменного тора в сантиметрах. Через D , DS , χ_i и χ_e обозначены неоклассические выражения для коэффициента диффузии, потока частиц, ионного и электронного коэффициентов теплопроводности [4, 5]. Время измеряется в миллисекундах, температура — в электронвольтах, плотность — в 10^{13} см^{-3} .

Множители γ , γ_1 , γ_2 и γ_3 в уравнениях (1) — (4) позволяют феноменологически описать аномальное увеличение коэффициентов переноса. При вычислениях для аномальности сопротивления γ использовалась локальная модель, описанная в работах [2, 3]. Значение остальных аномальных поправок обсуждается ниже.

Величины P , Q_i и Q_e в уравнениях (1), (3), (4) описывают изменения плотности плазмы и температуры ее компонент за счет процессов

ионизации и перезарядки:

$$P = 60nN \sqrt{T_e} \sigma_e; \quad Q_e = -60N(T_e - T_n) \sqrt{T_e} \sigma_e; \\ Q_i = -56N(T_i - T_n)(\sqrt{T_i} \sigma_p + 1,07 \sqrt{T_e} \sigma_e).$$

Здесь $N(x, t)$ и $T_n(x, t)$ — плотность и температура нейтральных атомов водорода в единицах 10^{13} см^{-3} и электронвольтах; $10^{-16} \sigma_e \text{ см}^2$ — сечение ионизации атомарного водорода электронами; $4 \cdot 10^{-15} \sigma_p \text{ см}^2$ — сечение перезарядки.

Система (1) — (4) дополнялась необходимыми начальными и граничными условиями. В частности, граничное условие для уравнения (2) имеет вид $\mu(1, t) = 0,2 \frac{RI(t)}{a^2 H}$, где $I(t)$ — полный ток, который считался заданной функцией времени.

Распределение нейтралов в плазме. Полная задача о функции распределения нейтралов в цилиндре плазмы приводит к весьма громоздкому уравнению. Поскольку, однако, нейтралы не играют заметной роли в энергетическом балансе плазмы, разумное упрощение задачи не должно привести к радикальному изменению физической картины процесса. Исходя из этих соображений, рассмотрим задачу о нейтралах не в цилиндрической, а в плоской геометрии. При этом на периферии плазмы решения этих двух задач мало различаются, а в центре плазмы, где различие существенно, при достаточно большой плотности плазмы плотность нейтралов невелика. Будем, кроме того, считать, что при перезарядке в точке x в момент времени t рождается нейтральный атом с энергией, равной температуре ионов в этой точке, и равновероятными направлениями скорости вперед и назад. В этом случае для определения функции распределения нейтралов $f(x, v)$ в слое $-a < x < a$ будем иметь следующую задачу:

$$v \frac{df}{dx} + sf = FN \frac{1}{2v_0} \left[\delta \left(\frac{v-v_i}{v_0} \right) + \delta \left(\frac{v+v_i}{v_0} \right) \right]; \quad (5)$$

$$f(\pm a, v) = \frac{N_0}{v_0} \delta \left(\frac{v \pm v_0}{v_0} \right) \quad \text{при } v \geq 0, \quad (6)$$

где $s = s(x) = F + 10^{-3} \sigma_e n v_e$; $F = F(x) = 0,04 \sigma_p n v_i$; $v_i = v_i(x) = 1,4 \cdot 10^6 \sqrt{T_i}$; $v_e = v_e(x) = 0,6 \cdot 10^8 \sqrt{T_e}$; $\frac{mv_0^2}{2}$ — энергия входящих нейтралов. Из выражений (5), (6) легко вывести интегральное уравнение для плотности нейтралов $N(x)$:

$$N(x) = N_0(x) + \int_0^a K(x, \xi) N(\xi) d\xi, \quad (7)$$

где

$$K(x, \xi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{F(\xi)}{v_i(\xi)} \{ \Phi(\xi, x, v_i(\xi) \text{ sign}(x - \xi)) + \\ + \Phi(0, \xi, v_i(\xi)) \Phi(0, x, v_i(x)) \};$$

$$N_0(x) = N^0 \{ \Phi(x, a, v_0) + \Phi(0, a, v_0) \Phi(0, x, v_0) \};$$

$$\Phi(\xi, x, v) = \exp \left[-\frac{1}{v} \int_{\xi}^x s dx' \right].$$

Уравнение (7) решалось численно с помощью метода последовательных приближений:

$$N(x) = \sum_{k=0}^{\infty} N_k(x); \quad N_{k+1}(x) = \int_0^a K(x, \xi) N_k(\xi) d\xi. \quad (8)$$

Нулевой член этого ряда $N_0(x)$ соответствует плотности нейтралов без учета вторичных нейтралов перезарядки, а каждый следующий член дает нейтралы, появляющиеся при k -кратной перезарядке.

Плотность нейтралов $N(x)$ параметрически зависит от времени через функции F , v_i , s и N^0 . При экспериментальных измерениях плотности нейтралов в вакууме было установлено, что она убывает со временем в процессе разряда. Поэтому зависимость N^0 от времени выбиралась в виде $N^0(t) = N_{in} \left(1 + \frac{t}{\tau_n}\right)^{-1}$, где N_{in} и τ_n — постоянные, определяемые из соответствия экспериментальных и расчетных значений плотности плазмы и нейтралов. По плотности $N(x)$ с помощью (7) можно установить пространственное распределение температуры нейтралов $T_n(x)$.

Расчеты, проведенные для уравнения (7), показали, что для плазмы с плотностью $n < 0,5$ нейтралы достаточно свободно проникают в центральную часть: $N(0) \approx \frac{1}{2} N(1)$. Для более плотной плазмы ($n > 2$) основная часть нейтралов ионизуется в периферийном слое: $N(0) < 0,1 N(1)$. Температура ионов и электронов слабо влияет на профиль плотности нейтралов $N(x)$.

Супераномальная теплопроводность электронов. Исследуем возможность согласования теоретических и экспериментальных результатов, относящихся к энергетическому времени жизни, с помощью предположения о дополнительном потоке тепла через электроны, считая в уравнении (4) коэффициент $\gamma_1 > 1$. Вычисления показывают, что наилучшие результаты получаются при $\gamma_1 = 7$. В этом случае удается

согласовать теорию и эксперимент в широкой полосе значений плотности плазмы и тока.

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов при параметрах

$$R = 100, a = 15, H = 25 \text{ кэ}, \\ I_{\text{макс}} = 90 \text{ ка.} \quad (9)$$

Время нарастания тока 4 мсек. Начиная с момента $t = 17$ мсек ток убывает и обращается в нуль при $t = 38$ мсек. При вычислениях использовалась локальная модель аномальности сопротивления плазмы [2, 3] при $\theta_1 = 1, \Delta\theta = 2, \gamma = 15$. Поток нейтронов со стенок определялся параметрами: $N_{in} = 0,0003; \tau_n = 10; \frac{mv_0^2}{2} = 10$.

На рис. 1 приведены экспериментальные [6] и расчетные зависимости полной энергии плазмы E , джоулева тепла W и $\beta_\theta = \frac{\langle nT \rangle}{I^2} = \frac{1330E}{8\pi H^2}$ от времени. Падение тока при $t > 17$ мсек ведет к резкому убыванию W , а затем и полной энергии. Величина β_θ при этом быстро возрастает, что также соответствует эксперименту [6]. На рис. 2 нанесены зависимости от времени максимальных температур $T_{e \text{ макс}}, T_{i \text{ макс}}$, энергетического времени жизни τ_E и времени жизни частиц τ . Диффузия частиц предполагалась неклассической ($\gamma_2 = 1$). Отметим, что основная часть потока частиц на стенку связана с членом, пропорциональным $\frac{\partial T_e}{\partial x}$ в выражении для потока DS (термодиффузия).

Вследствие сильной нелинейной зависимости проводимости от T_e увеличение теплопроводности электронов в семь раз (супераномальная

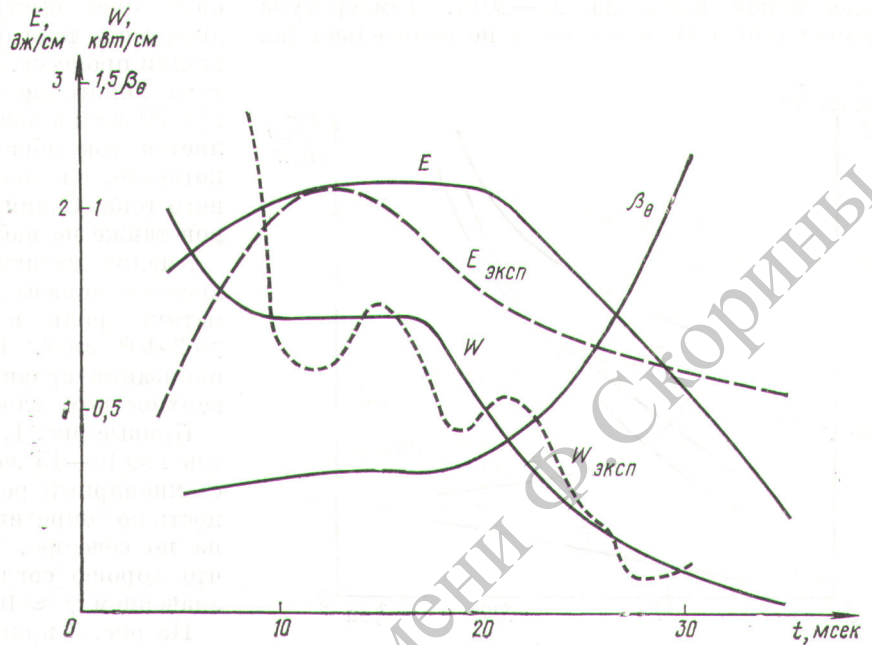


Рис. 1. Зависимость полной энергии плазмы E , джоулева тепла W и β_θ от времени для разряда с параметрами (9).

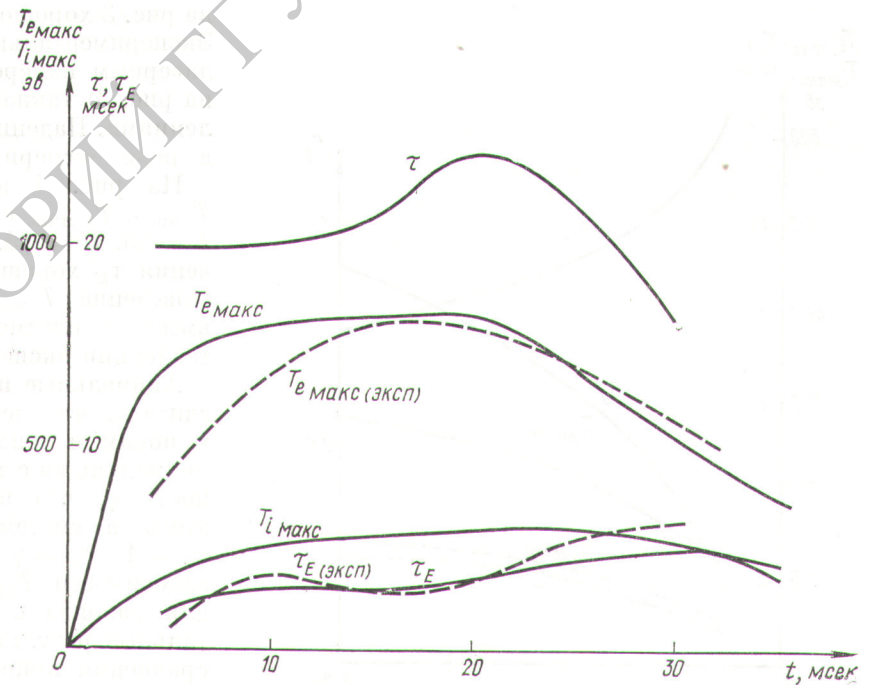


Рис. 2. Зависимость максимальной температуры ионов $T_{i \text{ макс}}$ и электронов $T_{e \text{ макс}}$, энергетического времени жизни τ_E и времени жизни частиц τ от времени для разряда с параметрами (9).

теплопроводность) уменьшает температуру электронов всего на 25—30%. Температура ионов при этом изменяется незначительно (на

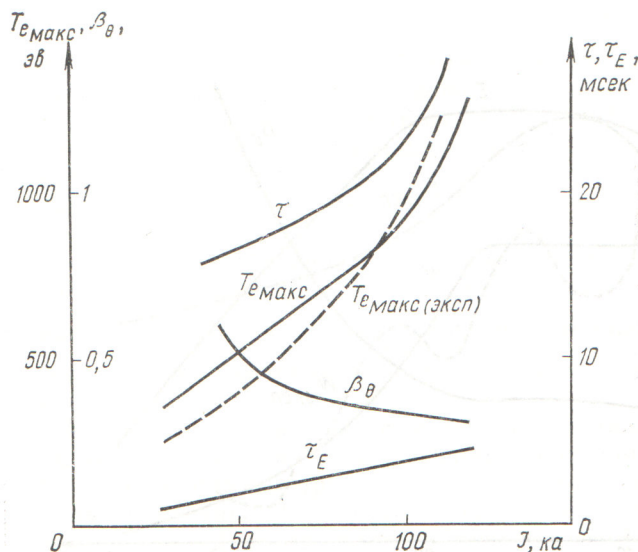


Рис. 3. Зависимость стационарных значений $T_{e\text{ макс}}$, β_θ , τ_E и τ от тока при $H = 25 \text{ кэ}$, $n(0, 0) = 2$.

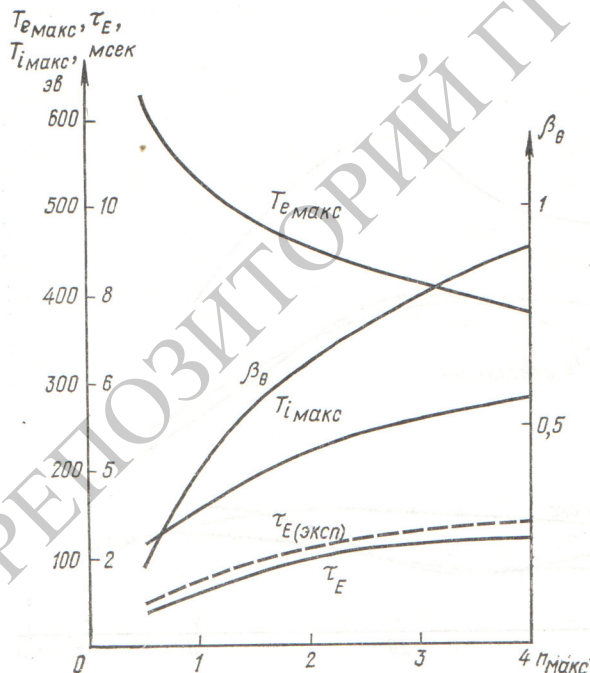


Рис. 4. Зависимость стационарных значений $T_{e\text{ макс}}$, $T_{i\text{ макс}}$, β_θ и τ_E от плотности плазмы при $H = 25 \text{ кэ}$, $I = 45 \text{ ка}$.

3—5%). Большая теплопроводность электронов определяет быстрое размывание скин-слоя и диффузию тока внутрь плазмы на начальной стадии процесса. Уже при $t = 5 \text{ мсек}$ плотность тока монотонно зависит от величины x . При $t > 20 \text{ мсек}$ в поверхностном слое плазмы появляется ток обратного направления, величина которого, однако, не превышает 10—15% полного тока. Сканирования температуры электронов также не наблюдается.

Анализ зависимости плотности плазмы от времени показывает, что нейтралы играют заметную роль в балансе частиц при $N^0 > 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. При меньших значениях N^0 ионизация сравнима с диффузией лишь в поверхностном слое плазмы.

Кривые рис. 1, 2 показывают, что для моментов $t \approx 10\text{—}15 \text{ мсек}$ в разряде устанавливается стационарный режим. В этой стадии аномальность по сопротивлению γ практически постоянна по сечению. При $t \approx 10\text{—}15 \text{ мсек}$ $\gamma \approx 12$, что хорошо согласуется с экспериментальным значением $\gamma \approx 10$.

На рис. 3 приведены зависимости стационарных значений τ_E , τ , $T_{e\text{ макс}}$ и β_θ от тока I при $H = 25$, $n(0, 0) = 2$. В работе [7] экспериментально было установлено, что τ_E растет вместе с током по линейному закону. Кривая для τ_E на рис. 3 хорошо подтверждает эту зависимость. Экспериментальные результаты для $T_{e\text{ макс}}$ по лазерным измерениям [8] (пунктирная кривая на рис. 3) также согласуются с нашими вычислениями. Падение β_θ с ростом тока наблюдалось в ряде экспериментов.

На рис. 4 представлены зависимости τ_E , $T_{e\text{ макс}}$, $T_{i\text{ макс}}$ и β_θ от плотности плазмы n при $I = 45$, $H = 25$. Видно, что теоретические значения τ_E хорошо соответствуют эксперименту. Поведение $T_{e\text{ макс}}$, $T_{i\text{ макс}}$ и возрастание β_θ вместе с плотностью плазмы также отражает тенденции экспериментальных данных.

Аномальные ионные процессы. Будем теперь считать, что передача энергии от электронов к ионам и теплопроводность ионов являются аномальными с тем же коэффициентом аномальности γ , что и сопротивление плазмы. Для этого в системе (1) — (4) положим $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 1$, $\gamma_3 = \gamma = \gamma(\theta)$. На рис. 5 приведены зависимости $T_{e\text{ макс}}$, $T_{i\text{ макс}}$ и τ_E от времени для разряда с параметрами (9). Экспериментальные результаты нанесены пунктиром. Для сравнения приведена кривая $T_{i\text{ макс}}$ в предыдущей модели с классическими ионными процессами и супераномальной электронной теплопроводностью. Отметим прежде всего хорошее

согласие теории и эксперимента для $T_{e\max}$ и τ_E . Слабым местом модели является завышенная (примерно на 100 эв) температура ионов. Кроме того, диффузия тока в плазму оказывается замедленной, и вплоть до $t \sim 7$ мсек распределение тока немонотонно по радиусу. Слабая немонотонность на этой стадии разряда наблюдается и в распределении температуры электронов по радиусу. Таким образом, результаты вычислений по двум моделям мало отличаются. Требуется весьма детальные эксперименты для того, чтобы иметь основания отбросить одну из использованных моделей в предпочтительность ей другую.

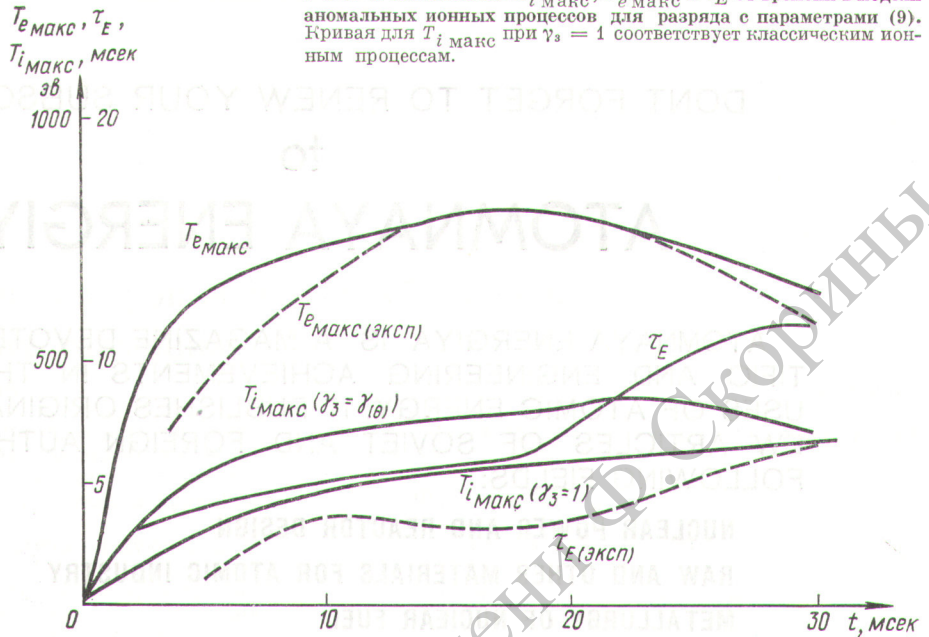
Авторы выражают глубокую благодарность Л. А. Арцимовичу за постановку задачи и обсуждение результатов, а также И. Н. Голозину, В. С. Стрелкову, К. А. Разумовой, В. С. Муховатову, Е. П. Горбунову, С. В. Мирнову за многочисленные советы и полезные дискуссии.

Поступила в Редакцию 21/VII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров. «Атомная энергия», 29, 434 (1970).

Р и с. 5. Зависимость $T_{i\max}$, $T_{e\max}$ и τ_E от времени в модели аномальных ионных процессов для разряда с параметрами (9). Кривая для $T_{i\max}$ при $\gamma_3 = 1$ соответствует классическим ионным процессам.



2. Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров, Н. Л. Павлова. Баланс энергии и диффузия тока в тороидальных плазменных установках. Труды ВЦ МГУ, Москва, 1970.
 3. Y. Dnestrovskii, D. Kostomarov, N. Pavlova. IV European Conf. on Thermonucl. Reaction and Plasma Physics, Roma, 1970, p. 17.
 4. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев. ЖЭТФ, 53, 348 (1967).
 5. Л. М. Коврижных. ЖЭТФ, 56, 877 (1969).
 6. Л. А. Арцимович и др. Международная конференция по замкнутым системам. Дубна, 1969.
 7. Л. А. Арцимович и др. Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1969, p. 157.
 8. H. Reacock et al. Nature, 224, 448 (1969).

РЕПОЗИТОРИЙ ИМЕННИ Ф. СКОРИНЫ