

Вопросы оптимизации плазменных параметров гибридного реактора-токамака

КУКУШКИН А. С., ПИСТУНОВИЧ В. И.

В последние годы выполнены многочисленные расчеты параметров термоядерного реактора-токамака [1, 2], которые в основном касаются параметрического анализа систем и не представляют замкнутых моделей реактора. Отсутствие в настоящее время надежной модели расчета плазменных параметров связано с незнанием поведения плазмы в реакторных режимах. Однако уже имеющиеся сведения позволяют сделать некоторые важные выводы относительно оптимальных значений плазменных параметров реактора.

В настоящей статье приведены данные об оптимальных размерах реактора, а также о его режиме работы, полученные на основе простых уравнений баланса энергии и частиц в плазме токамака и численных расчетов, выполненных с помощью модели продолженного плато для ионной теплопроводности [3, 4]. Рассмотрено также влияние гофрировки тороидального магнитного поля на энергетический баланс плазмы.

Оптимальный размер плазмы гибридного реактора-токамака. Рассмотрим в качестве примера токамак с круглым сечением плазмы радиуса a , blanketом толщиной $d_б$, магнитными катушками толщиной $d_к$, создающими тороидальное магнитное поле, и диверторным слоем $d_д$. Размер $d_б$ определяется из условий защиты магнитной системы от нейтронного и вторичного излучений. В большинстве проектов гибридных реакторов $d_б \approx 1,4$ м [5] и очень слабо зависит от мощности и размеров установки. Поэтому минимальный радиус a определяется чисто экономическими соображениями: при $a < d_б$ тороидальное магнитное поле будет использоваться неэффективно и уменьшится экономичность системы. Отсюда получаем $a \geq d_б \approx 1,4$ м.

Аспектное отношение $A = R/a$, где R — большой радиус плазмы, можно определить из условия длительности поддержания тока в плазме за счет изменения магнитного потока, проходящего через свободную от магнитов центральную часть тора: $\Delta\Phi = 2\pi R_0^2 B_0$ (В·с). Множитель 2 означает, что используется перематывание индуктора, $R_0 = R - a - d_к - d_б - d_д$ ($d_и$, B_0 — соответственно толщина обмотки и магнитное поле индуктора). При $a = 1,4$ м имеем $A = R/a \geq 4$. Верхнюю границу A составляет предельно допустимое значение давления плазмы:

$$p = 2nT \leq \gamma \frac{B_z^2}{q^2 A}, \quad (1)$$

где n , T — плотность и температура плазмы; γ — коэффициент в единицах $8\pi [\beta_0 = (R/a) \gamma]$;

q — запас устойчивости плазменного шнура; B_z — магнитное поле на оси тора. При изменении a от 1 до 5 м A изменяется от 5 до 3.

Для дальнейших вычислений запишем уравнение баланса энергии в плазме объемом V :

$$\frac{3nT}{\tau_E} V = P_0 + \phi S E_\alpha - P_{из}. \quad (2)$$

Здесь τ_E — время жизни энергии в плазме; P_0 — мощность, вводимая в плазму; ϕ — плотность потока термоядерных нейтронов на см² стенки реактора в секунду; S — поверхность камеры реактора; $E_\alpha = 3,52$ МэВ; $P_{из}$ — мощность потерь на излучение.

Подставив выражение (1) в уравнение (2) и учитывая, что $\tau_E = a^2 \tau_0$, получим

$$\phi = \frac{3}{4} \gamma \frac{B_z^2}{q^2 A a \tau_0 E_\alpha} - \frac{P_0 - P_{из}}{S E_\alpha}. \quad (3)$$

Определим коэффициент усиления мощности в плазме Q , как отношение термоядерной мощности к вводимой:

$$Q = \phi S (E_\pi / P_0), \quad (4)$$

где $E_\pi = 17,6$ МэВ.

Из выражений (3) и (4) видно, что основные плазменные характеристики ϕ и Q гибридного реактора, в котором достигаются предельно допустимые значения давления плазмы (1), достаточно просто зависят от его размеров. Так, при прочих равных условиях ϕ уменьшается с ростом a , а Q остается постоянной в системах с $P_0 = \text{const}$. Лишь в условиях, близких к зажиганию термоядерной реакции, величина Q растет за счет уменьшения P_0 . Этот результат был ранее получен в работе [1]. Для гибридных реакторов $Q \leq 5$ и практически не зависит от a .

Следовательно, для получения максимальной нейтронной нагрузки на стенку гибридный реактор должен иметь минимальный размер a ; очень хорошее удержание плазмы не требуется, так как ϕ падает с ростом τ_0 . Однако существует минимальное значение параметра удержания $n\tau_0$, ниже которого для достижения термоядерной температуры требуется достаточно большая мощность инжекции и ϕ уменьшается из-за роста P_0 .

Приведенные рассуждения и численные расчеты [3, 4] энергетического баланса плазмы гибридного реактора в модели продолженного плато позволяют заключить, что оптимальный размер a приходится выбирать по экономическим показателям для реактора в целом, т. е. $a \approx d_б \approx 1,4$ м. В настоящее время существуют доста-

точные основания надеяться, что процессы теплопроводности в реакторной плазме не потребуют существенного увеличения ее малого радиуса.

Влияние продольной гофрировки магнитного поля на явления переноса в токамаке. Одномерные расчеты переноса энергии и частиц в токамаке основаны на усреднении коэффициентов переноса по магнитным поверхностям. Обычные неокласические и классические коэффициенты рассчитывают в предположении азимутальной симметрии рассматриваемой системы (например, [6, 7]). При этом не учитывается неоднородность магнитного поля на магнитной поверхности вдоль большого обхода тора.

В действительности, тороидальное магнитное поле создается набором катушек и, естественно, неоднородно вдоль магнитной оси. Эта неоднородность (гофрировка) приводит к дополнительному запертию части ионов плазмы. Запертые в гофрах ионы «не чувствуют» вращательного преобразования магнитного поля и за счет тороидального дрейфа уходят на стенки камеры. Столкновения выбивают частицы из этого состояния и прешаствуют их уходу, поэтому коэффициенты переноса, обусловленного захватом частиц в гофрах магнитного поля, уменьшаются с увеличением частоты столкновений. Коэффициенты диффузии и теплопроводности такого вида впервые были получены, по-видимому, Коннором, Хастис и Тейлором [9]:

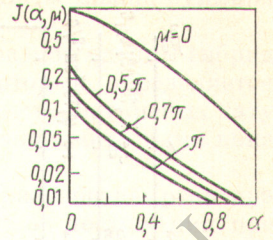
$$D = 4,34 \delta^{3/2} v_{ei}^{-1} \left(\frac{c T_e}{e B R} \right)^2, \quad \chi_i = 46,5 \delta^{3/2} v_{ei}^{-1} \left(\frac{c T_i}{e B R} \right)^2, \quad (5)$$

где $v_{ii} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi} n e^4 \ln \Lambda}{\sqrt{m_i T_i}^3}$ — частота столкновений (здесь все величины взяты в системе СГС; T_i , T_e — температура ионов и электронов; m_i — масса ионов; e — заряд электрона; c — скорость света; n — плотность плазмы; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм); δ — амплитуда гофрировки магнитного поля; v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений.

В работах [8, 10–12] указаны два эффекта, уменьшающие эффективную глубину гофрировки поля, и, следовательно, коэффициенты переноса (5). Первый, рассмотренный Стрингером [11], состоит в том, что эффективная глубина гофрировки уменьшается при наложении тороидальной неоднородности поля. В работах [8, 10, 12] учтено также уменьшение коэффициентов переноса из-за непараллельности катушек продольного поля.

Так как перенос, обусловленный гофрировкой поля, сильно зависит от значения δ , которое уменьшается по направлению к центру шнура, то важно знать поведение $\delta(r)$ на краю шнура. Окончательное выражение для коэффициента переноса

Рис. 1. Эффективное уменьшение коэффициентов переноса, вызванного гофрировкой поля при наложении тороидальной неоднородности



$$\chi_i = 4,7 \cdot 10^{17} \delta(r)^{3/2} \frac{T_i^{7/2}}{B^2 R^2 n} J(\alpha), \text{ см}^2/\text{с} \quad (6)$$

(здесь и далее T измеряется в эВ, B — в кГс, R — в см, n — в см⁻³) аналогично выражениям (5), в которых δ надо заменить на $\delta(r)$ и добавить множитель $J(\alpha, \mu)$:

$$J(\alpha, \mu) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f^{3/2}(\alpha, \theta) \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{\mu \theta^2}{\pi}\right) \sin^2 \theta d\theta, \quad (7)$$

где $\hat{\alpha} = \hat{\alpha}(r, \theta) = \epsilon \exp(\mu \theta^2 / \pi) / q N \delta(r) \equiv \alpha \times \exp(\mu \theta^2 / \pi)$;

θ — угол; N — число катушек по малому обходу тора; $\epsilon = r/R$. Значение μ определяется из расчетов магнитного поля для конкретной установки. Зависимость $J(\alpha, \mu)$ [12] приведена на рис. 1. Видно, что эффективное уменьшение глубины гофрировки при усреднении по магнитной поверхности может быть более чем на порядок уменьшить коэффициенты переноса. В наших расчетах зависимость $\delta(r)$ задавалась выражением

$$\delta(r) = \delta \frac{I_1(0,7 N r/R)}{I_1(0,7 N a/R)},$$

где I_1 — модифицированная функция Бесселя; $N = 16$; $\mu = 2,4$. Такой вид $\delta(r)$ был выбран по аналогии с расчетами для установки T-10 [13] (катушки круглой формы). Коэффициент теплопроводности χ_i^r , связанный с гофрировкой поля,

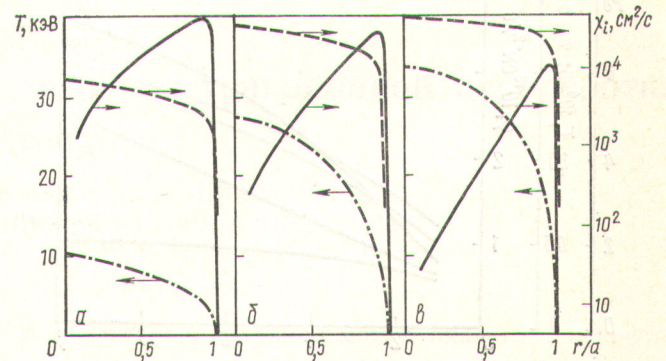
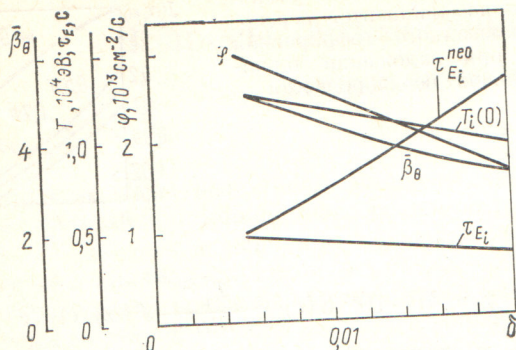


Рис. 2. Радиальное распределение коэффициентов переноса χ_i^r (—), χ_i^{pl} (---) и температуры T_i (- · -) при $\xi = 10$ и $\delta = 0,05$ (а); $0,01$ (б); $0,005$ (в)

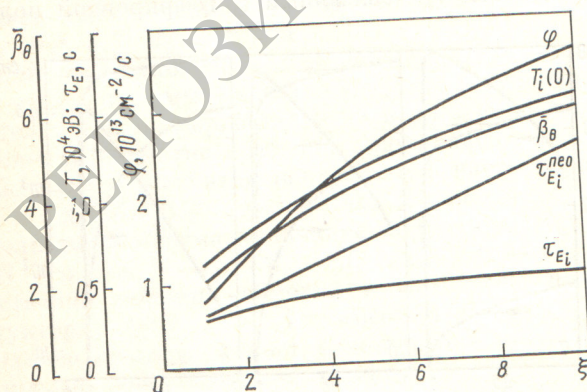


Р и с. 3. Зависимость нейтронного потока на стенку реактора φ энергетического времени жизни τ_{Ei} и «неоклассического» τ_{Ei}^{neo} (без учета гофрировки поля) при $R = 4$ м, $a = 1$ м, $B_0 = 6$ Т, $\xi = 5$, $P_0 = 60$ МВт, $E_0 = 400$ кэВ [$T_i(0)$ — ионная температура в центре шнура]

прибавляя к коэффициенту χ_i^{pl} в модели продолженного плато [3, 4]:

$$\chi_i = \frac{1}{\xi} \chi_i^{pl} + \chi_i^r, \quad \chi_i^{pl} = 7,3 \cdot 10^4 q T_i^{3/2} / R B^2. \quad (8)$$

Здесь ξ — «коэффициент оптимистичности» модели (диффузия плазмы не рассматривалась, плотность плазмы считалась распределенной по параболе). Естественно, в центральной области шнура $\chi_i^r \ll \frac{1}{\xi} \chi_i^{pl}$, тогда как на периферии они сравнимы, и гофрировка может существенно ухудшить параметры плазмы. На рис. 2 приведены радиальные распределения коэффициентов ионной теплопроводности, связанной с гофрировкой поля, $\chi_i^r(6)$ и в модели продолженного плато $\chi_i^{pl}(8)$. Видно, что при $\xi = 10$ изменение амплитуды гофрировки δ от 5 % до 0,5 % качественно изменяет природу выноса энергии на стенку реактора. Если в первом случае потери определяются



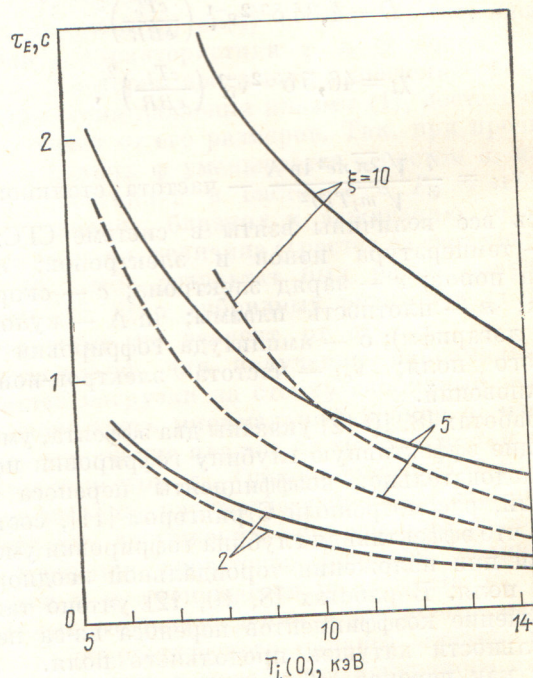
Р и с. 4. Зависимость плотности нейтронного потока на стенку реактора φ , τ_{Ei}^{neo} и τ_{Ei} от «коэффициента оптимистичности»

гофрировкой поля, то при $\delta = 0,5$ % гофрировка уже практически не влияет на энергетический баланс плазмы.

На рис. 3 приведены зависимости энергетического времени плазмы и нейтронной нагрузки на стенку в реакторе с параметрами $R = 4$ м, $a = 1$ м, $B_0 = 6$ Т, ток плазмы $I = 2,5$ МА от δ , а на рис. 4 — от ξ . Видно, что в случае больших ξ ($\xi \geq 5$) при $\delta \geq 0,01$ (глубина гофрировки на внешней границе шнура ≥ 2 %) время удержания энергии и, следовательно, экономика реактора определяются гофрировкой поля.

На рис. 5 приведена зависимость энергетического времени жизни ионов τ_{Ei} от температуры ионов на оси плазменного шнура с учетом гофрировки тороидального поля ($\delta = 0,01$) и без нее для различных значений параметра ξ . Видно, что во всех случаях, представляющих практический интерес ($\xi \geq 2$), амплитуда гофрировки $\delta = 0,01$ оказывает существенное влияние на поведение плазмы. Поэтому при проектировании реактора-токамака гофрировка тороидального поля должна быть, по-видимому, не более ± 1 %, чтобы время удержания плазмы было достаточно большим.

Модель продолженного плато для расчета реактора-токамака. В работах [3, 4] авторами использовалась так называемая модель продолженного плато для ионного коэффициента теплопроводности (8). В отличие от других существующих



Р и с. 5. Зависимость ионного энергетического времени жизни плазмы τ_{Ei} от температуры ионов в центре шнура с учетом гофрировки (—) и без него (---) для разных значений ξ при $\delta = 0,01$

моделей расчета плазменной части реактора-токамака модель продолженного плато является наиболее пессимистической. Однако с ее помощью удалось получить ряд важных результатов.

Оказалось, что для определения параметров реактора, представляющих практический интерес [ток термоядерных нейтронов на первую стенку $\phi \approx 5 \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, $Q \approx 4$], достаточно значение «коэффициента оптимизма» $\xi \approx 3$. Отсюда следует, что в случае лучшего удержания плазмы можно получить большие значения Q за счет уменьшения мощности инжекции. Однако при заданном давлении плазмы ток нейтронов на первую стенку возрастать не будет. Поэтому в настоящее время представляется, что для реактора-токамака наиболее важной проблемой является получение предельно допустимых значений $\beta_0^{\text{пр}} = (2nT/B_0^2) 8\pi$, где B_0 — магнитное поле тока разряда. В наших расчетах принято, что $\beta_0^{\text{пр}} \approx (R/a) \gamma$, где γ — вытянутость поперечного сечения плазмы. При этом значение β по тороидальному полю равно $\beta \approx a\gamma/Rq^2$ и составляет несколько процентов. Расчеты показывают, что при $\beta_0 < (R/a) \gamma$ трудно построить гибридный реактор-токамак, представляющий практический интерес, так как при этом $\phi < 5 \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и $Q < 4$.

Другим важным результатом наших расчетов является то, что длительная работа реактора (~ 900 с) невозможна без интенсивной откачки ионов гелия и топлива. В противном случае тепловые и нейтронные нагрузки на конструкцию системы оказываются импульсными с постоянной времени 20–30 с. Возможна ли работа реактора длительное время (~ 10 лет) в режиме коротких импульсов ~ 50 с с паузой ≤ 5 с, ответить сегодня трудно, однако увеличение числа рабочих импульсов на порядок может качественно изменить ситуацию, поставив на этом пути неразрешимые технические проблемы.

Выводы. Основные результаты можно суммировать следующим образом:

существует оптимальный размер плазмы гибридного реактора-токамака, который определяется, по-видимому, толщиной blankets, магнитных катушек и др. и, следовательно, экономическими показателями системы в целом;

дальнейший прогресс в разработке реактора-токамака во многом зависит от достижения предельных значений давления плазмы, при которых она остается устойчивой;

гибридный реактор-токамак предусматривает наличие мощных устройств (например, дивертора) для эффективной откачки из объема реактора ионов гелия, топлива и защиты плазмы от примесей;

при проектировании реактора-токамака необходимо учитывать то, что гофрировка тороидального магнитного поля не должна превышать $\pm 1\%$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jassby D. «Nucl. Fusion», 1977, v. 17, N 2, p. 309.
2. Bertolini E. e. a. Ibid., N 5, p. 955.
3. Кукушкин А. С., Пистунович В. И. В кн.: Труды второго Советско-американского семинара «Синтез — дело», М., Атомиздат, 1978, с. 123.
4. Абрамов В. А., Кукушкин А. С., Пистунович В. И. Докл. на Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Т. II. Л., изд. НИИЭФА, 1977, с. 178.
5. Велихов Е. П. и др. Там же, т. I, с. 5.
6. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 7. М., Атомиздат, 1973, с. 205.
7. Hinton F., Hazeltine R. «Rev. Mod. Phys.», 1976, v. 48, p. 239.
8. Davidson J. «Nucl. Fusion», 1976, v. 16, p. 731.
9. Connor J. e. a. In: Proc. Conf. «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». V. 1. Vienna, IAEA, 1972, p. 15.
10. Tsang K. «Nucl. Fusion», 1977, v. 17, p. 557.
11. Stringer T. Ibid. 1972, v. 12, p. 689.
12. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Лысенко С. Е. «Ядерный синтез», 1975, т. 15, с. 1185.
13. Днестровский Ю. Н., Лысенко С. Е. Препринт ИАЭ-2566. М., 1975.

Поступила в Редакцию 14.02.79

УДК 621.039.59.001.57

Математическое моделирование процессов экстракционной переработки ядерного топлива

7. РАЗДЕЛЕНИЕ МАКРОКОЛИЧЕСТВ ПЛУТОНИЯ И УРАНА
ВЫТЕСНИТЕЛЬНОЙ РЕЭКСТРАКЦИЕЙ ПЛУТОНИЯ В ТЕХНОЛОГИИ
РЕГЕНЕРАЦИИ ТОПЛИВА БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ (ЧАСТЬ 1)

РЕНАРД Э. В., ЗЕЛЬВЕНСКИЙ М. Я.

Постановка задачи. Вследствие высокого тепло-выделения топлива активной зоны быстрых реакторов, особенностей конструкции тепловыделяющей сборки (ТВС), сложности позонной разделки ТВС центральной зоны при регенерации топлива

наиболее рациональной может оказаться совместная переработка (на стадии разделки и растворения) топлива торцевых экранов и активной зоны [1, 2].