

01;04

Производство энергии в амбиполярных реакторах с D—T, D—³He и D—D топливными циклами

© В.И. Хвесюк, А.Ю. Чирков

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию 20 марта 2000 г.

Проведен кинетический анализ D—T, D—³He и катализированных D—D топливных циклов для амбиполярного реактора. Для этих циклов рассчитаны необходимые для эффективного производства энергии значения параметров плазмы и системы удержания амбиполярного реактора.

В работе представлено сравнение параметров термоядерной плазмы и магнитной ловушки для D—T и альтернативных топлив: D—³He, D—D. Термоядерной мы называем плазму, в которой интенсивно идут термоядерные реакции, так что коэффициент усиления мощности $Q \geq 10$. Выбор амбиполярной системы связан с тем, что для альтернативных топливных циклов $Q \geq 10$ достигается при $\beta > 0.4$ [1,2] (β — отношение давлений плазмы и внешнего магнитного поля). В амбиполярной ловушке МГД-устойчивость может быть реализована при аксиальной симметрии [3], исключающей неоклассический перенос; экспериментально продемонстрирована возможность управления временем поперечного удержания при подавлении аномального переноса радиальным электростатическим полем [4].

Главное преимущество D—³He реактора по сравнению с D—T реактором — очень низкий уровень нейтронных потоков из плазмы, при котором срок службы первой стенки реактора может достигать 30–40 лет. Для D—D реактора не нужен blanket, отпадает необходимость снабжения тритием или гелием-3. В настоящей работе рассматриваются энергобаланс плазмы и система удержания амбиполярного реактора в целом. Главная задача работы — анализ параметров термоядерной плазмы и системы удержания, необходимых для эффективного производства энергии в амбиполярных реакторах, работающих на D—T, D—³He и D—D топливе. Топливный цикл D—D рассматривается в двух вариантах:

1) полностью катализированный, в котором нарабатываемые в D–D реакциях ${}^3\text{He}$ и тритий полностью используются как вторичное топливо; 2) частично катализированный, в котором полностью используется только ${}^3\text{He}$, а не успевший сгореть тритий для снижения нейтронного потока не возвращается в реактор. Для плазмы амбиполярного реактора решается уравнение баланса мощностей

$$P_f + P_c + P_p = P_{\parallel} + P_{\perp} + P_n + P_r + \sum_a (P_{0a} + P_a), \quad (1)$$

где P_f — мощность термоядерных реакций; P_c и P_p — мощности внешнего нагрева плазмы центральной секции и ионного барьера; P_{\parallel} — продольные потери мощности [5]; P_{\perp} — поперечные потери, характеризующиеся временем поперечного удержания τ_{\perp} , принятым одинаковым для всех сортов заряженных частиц; P_n — мощность в нейтронах; P_r — потери на излучение (тормозное и циклотронное); P_{0a} — потери, связанные с рождением заряженных продуктов реакций в области потерь; P_a — мощность, уносимая заряженными продуктами при рассеянии в область потерь. (Индекс "a" закреплен за ионами-продуктами). Циклотронные потери при $T_e = 5\text{--}100\text{ keV}$ даются формулой Трубникова [6], а при $T_e = 100\text{--}1000\text{ keV}$ ее модификацией [7].

Мощности тормозного излучения на ионах P^{e-i} и электронах P^{e-e} вычисляются интегрированием сечений излучения электронов на ионах и электронах по потоку электронов в пространстве скоростей с релятивистской равновесной электронной функцией распределения [8]. Для случая $T_e > 10\text{ keV}$, когда применимо борновское приближение [9], результаты численных расчетов, проведенных с использованием сечений излучения на ионах [10] и электронах [9], можно аппроксимировать (с ошибкой $< 2\%$) формулами

$$P^{e-i} = \frac{32}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha r_e^2 m_e c^3 n_e^2 Z_{eff}^2 V \sqrt{y} \times \left\{ \frac{9}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{y} \left[\ln \left(2y + \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{2} - C \right] + \exp(-2y) \right\}, \quad (2)$$

$$P^{e-e} = \frac{4C_F}{\sqrt{\pi}} \alpha r_e^2 m_e c^3 n_e^2 V y^{3/2} (1 + 1.17y + 0.28y^2 - 0.6y^3), \quad y < 1, \quad (3)$$

$$P^{e-e} = 24\alpha r_e^2 m_e c^3 n_e^2 V y \left[\ln(2y) + \frac{5}{4} - C \right], \quad y \geq 1, \quad (4)$$

где α — постоянная тонкой структуры, r_e — классический радиус электрона, m_e — масса покоя электрона, c — скорость света, $C = 0.5772\dots$ — константа Эйлера, $C_F = (5/9)(44 - 3\pi^2) \approx 8$, Z_{eff} — эффективный заряд ионов плазмы, n_e — концентрация электронов, V — объем плазмы, y — температура электронов в единицах энергии покоя $m_e c^2$. Отметим, что формулы (2)–(4) в нерелятивистском и ультрарелятивистском пределах переходят в соответствующие предельные выражения.

Потери энергии продуктов P_a , передача энергии от продуктов к фоновой плазме, концентрация и давление продуктов вычисляются по функциям распределения f_a , которые находятся как решение уравнения Фоккера–Планка с соответствующими граничными условиями [2]. В координатах скорость v иpitch-угол θ стационарное уравнение Фоккера–Планка для продуктов сорта "a" ($a = p, \alpha, {}^3\text{He}, \text{T}$):

$$-\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left[D_{vv}^c \frac{\partial f_a}{\partial v} - (A_v^c + A_v^n) f_a \right] - \frac{1}{v^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta D_{\theta\theta}^c \frac{\partial f_a}{\partial \theta} = S_a - \frac{f_a}{\tau_{\perp}} - \frac{f_a}{\tau_{na}}, \quad (5)$$

где $D_{vv}^c, D_{\theta\theta}^c, A_v^c$ — коэффициенты кулоновской диффузии и кулоновского динамического трения [11]; A_v^n — коэффициент трения за счет упругого ядерного рассеяния, рассчитанный по сечениям процесса [12]; S_a — источник частиц; τ_{na} — время ухода продуктов в область потерь из-за рассеяния на ядрах. Для полученных функций распределения продуктов характерно, что в области тепловых энергий они имеют вид, близкий к максвелловскому, а при высоких (надтепловых) энергиях они близки к решениям, полученным в высокоэнергетичном приближении [13].

Результаты расчетов параметров амбиполярного реактора для случаев работы на D–T, D– ${}^3\text{He}$ и D–D топливе представлены в таблице. Для всех типов топлива величина удельной мощности синтеза принята 5 MW/m^3 , коэффициент отражения циклотронного излучения 0.8, радиус плазмы в центральной секции 1 m, длина ионно-барьерного пробкотрона $L_p = 3 \text{ m}$. Температура электронов в центральной секции T_{ec} и температура ионов топлива T_i считаются одинаковыми. При заданной

Параметры D–T, D–³He и D–D амбиполярных реакторов с $Q = 10$, $Q_c = 20$. (Индекс "c" относится к центральной секции, "p" — к ионному барьеру. B_m — поле в пробках. P_{rc} — радиационные потери из центральной секции)

Параметр	D–T	D– ³ He		D–D	
$x_{3\text{He}} = n_{3\text{He}}/n_{\text{D}}$	—	1	0.5	0.09	0.09
$x_{\text{T}} = n_{\text{T}}/n_{\text{D}}$	1	0.00079*	0.0012*	0.009	0.0028*
$n_{\text{Dc}}, 10^{20} \text{ m}^{-3}$	0.82	1.35	1.87	3.13	3.63
$n_{\text{ec}}, 10^{20} \text{ m}^{-3}$	1.67	4.12	3.86	4.07	4.59
$n_{\text{ep}}, 10^{20} \text{ m}^{-3}$	1.29	1.08	1.00	0.91	1.02
$T_{\text{ec}} = T_{\text{i}}, \text{ keV}$	15	65	65	65	65
$T_{\text{ep}}, \text{ keV}$	25	130	130	130	130
$\varphi_{\text{i}}, \text{ keV}$	60	260	260	300	300
$\varphi_{\text{e}}, \text{ keV}$	114	488	473	520	504
$\varphi_{\text{b}}, \text{ keV}$	90	390	390	450	450
$B_{0\text{c}}, \text{ T}$	3.3	5.4	5.4	5.7	6.1
$B_{\text{c}}, \text{ T}$	3.0	3.0	3.0	3.1	3.4
$B_{0\text{p}}, \text{ T}$	5.1	5.6	5.6	5.8	6.2
$B_{\text{p}}, \text{ T}$	4.9	4.9	4.9	5.2	5.6
$B_{\text{m}}, \text{ T}$	14.8	14.8	14.8	15.6	16.8
β_{c}	0.2	0.7	0.7	0.7	0.7
β_{p}	0.077	0.23	0.22	0.19	0.19
$\tau_{\perp}, \text{ s}$	1.3	7.1	6.3	14	14
$L_{\text{c}}, \text{ m}$	10	44	42	44	56
$P_{\text{f}}, \text{ MW}$	157	685	654	685	885
$P_{\text{c}}, \text{ MW}$	6.25	33.3	31.9	33.7	43.5
$P_{\text{p}}, \text{ MW}$	9.44	35.2	33.5	34.8	44.9
$P_{\text{p-c}}, \text{ MW}$	1.59	0.93	0.77	0.53	0.70
$\xi_{\text{r}} = P_{\text{rc}}/P_{\text{f}}, \%$	1.3	36	29	27	36
$\xi_{\text{n}} = P_{\text{n}}/P_{\text{f}}, \%$	80	1.6	3.6	36	20
$q_{\text{n}}, \text{ MW/m}^3$	2.0	0.04	0.09	0.90	0.50
$q_{\text{w}}, \text{ MW/m}^3$	2.03	0.94	0.82	1.58	1.40

* Удерживаемые в плазме продукты D–D реакций

величине ионного электростатического барьера φ_{i} удерживающий электроны потенциал φ_{e} определялся по модели Пастухова [5], а глубина термобарьера φ_{b} — по формуле из работы [14]. Температура электронов в ионном барьере T_{ep} соответствует минимальным затратам на внешний

нагрев плазмы реактора. Длина центральной секции L_c определяется условием, наложенным на коэффициент усиления мощности в плазме реактора $Q = P_f / (P_c + P_p) = 10$, а необходимое значение τ_{\perp} соответствует величине коэффициента усиления в плазме центральной секции $Q_c = P_f / (P_c + P_{p-c}) = 10$, где P_{p-c} — мощность, передаваемая в центральную секцию от горячих электронов ионного барьера. Для оценок величин нейтронного потока и полного теплового потока на стенку радиус стенки считался равным радиусу плазмы. В таблице также приведены значения концентраций дейтерия n_D и электронов n_e , вакуумного магнитного поля B_0 , магнитного поля в плазме B и беты плазмы β .

Согласно результатам, полученным в рамках рассматриваемой кинетической модели, амбиполярная ловушка имеет концептуальные реакторные перспективы как для D–T цикла, так и для D– ^3He и D–D циклов. Вместе с тем, очевидны принципиальные трудности, связанные с обеспечением требуемых параметров амбиполярной ловушки: высокие температуры и потенциальные барьеры, достаточно большое (на уровне ~ 10 s) требуемое время радиального переноса.

Список литературы

- [1] Головин И.Н., Костенко В.В., Хвесюк В.И., Шабров Н.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 20. С. 19.
- [2] Хвесюк В.И., Шабров Н.В., Семенов Д.В., Ляхов А.Н. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 7. С. 37.
- [3] Arsenin V.V. // Trans. Fus. Technol. 1999. V. 35. P. 3.
- [4] Mase et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 19. P. 2281; Nucl. Fusion. 1991. V. 31. N 9. P. 2187.
- [5] Пастухов В.П. // Вопросы теории плазмы. В. 13 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 160.
- [6] Трубников Б.А. // Вопросы теории плазмы. В. 7 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат. 1973. С. 274.
- [7] Tamor S. // Nucl. Fusion. 1983. V. 23. N 12. P. 1704.
- [8] Bekefi G. Radiation Processes in Plasmas. New York: John Wiley and Sons, Inc. 1966.
- [9] Haug E. // Z. Naturforsch. 1975. V. 30a. P. 1099.
- [10] Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. 3rd ed. London: Oxford University Press, 1954.

- [11] *Сивухин Д.В.* // Вопросы теории плазмы. В. 4 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. С. 81.
- [12] *Choi C.K., Hsiao M.Y.* // Nucl. Fusion. 1983. V. 23. N 2. P. 195.
- [13] *Ho S.K., Smith G.R., Nevins W.M., Miley G.H.* // Fus. Technol. 1986. V. 10. P. 1171.
- [14] *Димов Г.И.* Препринт № 97-65. Новосибирск: ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 1997.