

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана



МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

*к выполнению научно-исследовательских работ школьников
по научно-образовательной программе «Шаг в будущее – Москва»*

Тема: ЭНЕРГОБАЛАНС ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Автор: Чирков А.Ю.,
доцент кафедры «Теплофизика» (Э6)

Москва – 2012 г.

Содержание

Пояснительная записка	3
Введение	4
Модель энергобаланса	6
Движение частиц плазмы и магнитное удержание	11
Приложение: материалы лекций	15
Список литературы	33

Пояснительная записка

Настоящие методические материалы составлены для организации и руководства научно-исследовательскими работами школьниками, участвующими в научно-образовательной программе «Шаг в будущее». Работы выполнены в рамках субсидии правительства города Москвы «Реализация механизмов развития и эффективного использования потенциала МГТУ им. Н.Э. Баумана по социальному обслуживанию населения города Москвы в части предоставления образовательных услуг» согласно плану мероприятий «Организация и проведение для обучающихся научно-образовательного конкурса проектных работ, направленных на выявление и поддержку одаренных детей и молодежи, на развитие и повышение качества профильного образования по научным направлениям: робототехника, нанотехнологии, биоинженерия, лазерная техника, транспорт, энергетические системы, космическая техника, интеллектуальные системы управления, моделирование оборудования и технологических процессов машиностроения».

Материалы включают методические разработки по направлению работ, проводимых на кафедре «Теплофизика» Э6 МГТУ им. Н.Э. Баумана и предназначены для освоения материалов школьниками при выполнении ими проектных работ, а также для использования в качестве методических материалов справочного характера при проведении экспертиз конкурсных работ по научным направлениям кафедры Э6, связанным с высокотемпературной плазмой и теплофизикой наноструктур.

В качестве дополнения приведен комплект иллюстративного материала, используемого в комплексе лекций по соответствующей тематике.

Введение

Известно несколько десятков реакций синтеза, протекающих между легкими ядрами с выделением энергии. Некоторые из них представлены в таблице 1. Они отобраны по двум признакам: сравнительно большая скорость и обсуждение их в литературе по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Энергия, выделяемая в термоядерной реакции, как правило, порядка 1–20 МэВ. Скорость реакции в плазме характеризуется произведением $\langle \sigma v \rangle$, где σ – сечение реакции, v – скорость сталкивающихся частиц, угловые скобки означают усреднение по максвелловским функциям распределения реагирующих компонентов. В таблице 1 также приведены значения параметра реакции $\langle \sigma v \rangle$ для различных температур.

Наибольшую скорость при наименьших температурах из всех реакций имеет реакция дейтерия с тритием, что на сегодняшний день делает ее наиболее вероятным кандидатом для производства энергии в термоядерном реакторе. Все остальные термоядерные реакции считаются альтернативными.

Таблица 1. Термоядерные реакции, представляющие потенциальный интерес для УТС.

№ реакции	Реакция и энергосодержание в МэВ	Скорость реакции $\langle \sigma v \rangle$, м ³ /с		
		$T_i=15$ кэВ	100 кэВ	300 кэВ
1	$D+T \rightarrow n(14.1) + {}^4\text{He}(3.5)$	2.6×10^{-22}	8.3×10^{-22}	5.0×10^{-22}
2a	$D+D \rightarrow n(2.45) + {}^3\text{He}(0.817)$	1.5×10^{-24}	0.2×10^{-22}	0.73×10^{-22}
2b	$D+D \rightarrow p(3.02) + T(1.01)$	1.4×10^{-24}	0.2×10^{-22}	0.59×10^{-22}
3	$D+{}^3\text{He} \rightarrow p(14.68) + {}^4\text{He}(3.67)$	2.1×10^{-25}	1.7×10^{-22}	2.57×10^{-22}
4a	$D+{}^6\text{Li} \rightarrow n(2.958) + {}^7\text{Be}(0.423)$		0.9×10^{-23}	0.48×10^{-22}
4b	$D+{}^6\text{Li} \rightarrow n(\sim 0.66) + {}^3\text{He} + {}^4\text{He} + 1.794$		0.6×10^{-23}	0.37×10^{-22}
4c	$D+{}^6\text{Li} \rightarrow p(4.397) + {}^7\text{Li}(0.628)$		1.2×10^{-23}	0.72×10^{-22}
4d	$D+{}^6\text{Li} \rightarrow p+T+{}^4\text{He}+2.257$		1.4×10^{-23}	0.88×10^{-22}
4e	$D+{}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^4\text{He}+22.371$		0.39×10^{-23}	0.17×10^{-22}
5	$D+{}^7\text{Be} \rightarrow p+{}^4\text{He}+{}^4\text{He}+16.766$		1.2×10^{-23}	2.1×10^{-22}
6	$p+{}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He}(2.3) + {}^4\text{He}(1.722)$		1.7×10^{-23}	0.79×10^{-22}
7a	$p+{}^9\text{Be} \rightarrow D+{}^4\text{He}+{}^4\text{He}+0.651$		7.2×10^{-23}	2.2×10^{-22}
7b	$p+{}^9\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He}(1.277) + {}^6\text{Li}(0.851)$		6.3×10^{-23}	1.9×10^{-22}
8	$p+{}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He}+8.681$		6.1×10^{-23}	3.4×10^{-22}
9	${}^3\text{He}+{}^3\text{He} \rightarrow p+p+{}^4\text{He}+12.86$		$\sim 0.5 \times 10^{-24}$	$\sim 10^{-23}$

Модель энергобаланса

В рамках идеализированного приближения проанализируем энергетический баланс термоядерной плазмы с D-T или альтернативными реакциями, удерживаемой магнитным полем. Для упрощенного анализа предполагается, что в гипотетическом реакторе реализуются следующие условия: параметры (температура, концентрация, магнитное поле и др.) постоянны во всем объеме плазмы; температуры всех ионных компонентов одинаковы; может быть обеспечено любое (при необходимости бесконечное) значение времени удержания тепловой энергии плазмы.

При указанных приближениях баланс мощностей в 1 м^3 плазмы для ионных и электронной компонент записывается следующим образом:

$$\alpha_i(P_{fus} - P_n) + P_{ext} = P_{i-e} + \sum_i \frac{\frac{3}{2}n_i k_B T_i}{\tau_E}, \quad (1)$$

$$\alpha_e(P_{fus} - P_n) + \sum_i P_{i-e} = P_{br} + P_s + \frac{\frac{3}{2}n_e k_B T_e}{\tau_E}. \quad (2)$$

Здесь α_i и α_e – доли энергии заряженных продуктов, передаваемые ионам и электронам, соответственно; P_{fus} – мощность, выделяемая в термоядерных реакциях; P_n – мощность, выделяемая в нейтронах; P_{ext} – мощность внешнего нагрева; P_{i-e} – мощность, передаваемая от ионов к электронам при столкновениях; P_{br} – мощность тормозного излучения; P_s – мощность циклотронного излучения; τ_E – время удержания энергии (характерное время потерь, связанных с переносом энергии частиц).

Термоядерная мощность равна

$$P_{fus} = \sum_{i,j,k} R_{ij} n_i n_j \langle \sigma v \rangle_k W_k, \quad (3)$$

где i, j – сорта реагирующих ионов; k – номер реакции между ними; $R_{ij} = 1$ при $i \neq j$, $R_{ij} = 1/2$ при $i = j$; $\langle \sigma v \rangle_k$ – параметр скорости соответствующей реакции; W_k – суммарная энергия, выделяющаяся в реакции.

Мощность P_n , выделяемая с нейтронами, вычисляется аналогично (3), но в качестве W_k необходимо использовать энергию нейтронов. Нейтроны мгновенно покидают плазму, не передавая ей своей энергии, поэтому в балансе они рассматриваются как потери.

Мощность, передаваемая от ионов к электронам при столкновениях

$$P_{i-e} = \frac{\frac{3}{2} n_i k_B (T_i - T_e)}{\tau_{ie}}, \quad (4)$$

τ_{ie} – время столкновений ионов рассматриваемого сорта с электронами.

Мощность тормозного излучения складывается из мощностей излучения при столкновениях электронов с ионами и с электронами

$$P_{br} = P^{e-i} + P^{e-e}. \quad (5)$$

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.

Результаты численных расчетов для $T_e > 10$ кэВ можно аппроксимировать (с ошибкой $< 2\%$) формулами [Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 21. С. 61–66]:

$$P^{e-i} = \frac{32}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha r_e^2 m_e c^3 n_e^2 Z_{\text{eff}}^2 \sqrt{y} \left\{ \frac{9}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{y} \left[\ln\left(2y + \frac{1}{2}\right) + \frac{3}{2} - C \right] + \exp(-2y) \right\}, \quad (6)$$

$$P^{e-e} = 4C_F \pi^{-1/2} \alpha r_e^2 m_e c^3 n_e^2 y^{3/2} (1 + 1.17y + 0.28y^2 - 0.6y^3), \quad y < 1, \quad (7)$$

$$P^{e-e} = 24\alpha r_e^2 m_e c^3 n_e^2 y \left[\ln(2y) + \frac{5}{4} - C \right], \quad y \geq 1, \quad (8)$$

где $y = k_B T_e / m_e c^2$ – температура электронов в единицах энергии покоя электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ), α – постоянная тонкой структуры, r_e – классический радиус электрона, m_e – масса покоя электрона, c – скорость света в вакууме, $C = 0.5772\dots$ – константа Эйлера, $C_F = (5/9)(44 - 3\pi^2) \approx 8$, $Z_{\text{eff}}^2 = \sum_i Z_i^2 n_i / \sum_i Z_i n_i$ – квадрат эффективного заряда ионов плазмы.

Мощность циклотронного излучения, испускаемого единицей объема плазмы с нерелятивистскими электронами равна

$$P_{s0} = \frac{32\pi}{3} r_e^2 m_e c^3 n_e^2 \frac{B_0^2 (1 - \beta)}{2\mu_0 n_e k_B T_e} \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right)^2, \quad (9)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, B_0 – вакуумное магнитное поле.

При расчете циклотронных потерь необходимо учитывать поглощение. Это сильно осложняет задачу. Для практических оценок

мощность циклотронных потерь из простых плазменных конфигураций представляют в виде

$$P_s = \Phi P_{s0}, \quad (10)$$

где Φ – коэффициент выхода, учитывающий поглощение во всем плазменном объеме и отражение от стенок.

При $T_e = 5...100$ кэВ коэффициент выхода можно вычислить по формуле Трубникова

$$\Phi = \frac{60y^{3/2}}{\sqrt{\rho}}, \quad (11)$$

где $\rho = \frac{\omega_p^2}{c\omega_{ce}} \frac{a}{\sqrt{1-\Gamma_s}(1+\chi)}$; a – размер плазменного образования (толщина

слоя, радиус цилиндра или малый радиус тора); ω_p – плазменная ленгмюровская частота; ω_{ce} – электронная циклотронная частота; Γ_s – коэффициент отражения стенкой циклотронного излучения; χ – параметр

неоднородности, для тора равный $\chi = \frac{2a}{R\sqrt{2\pi y}}$; R – большой радиус тора.

При более высоких и релятивистских температурах ($T_e = 100...1000$ кэВ) можно воспользоваться модификацией формулы Трубникова в виде

$$\Phi = \frac{1 + \frac{T^*}{204} + \frac{T^*}{341(1+1/y)}}{1 + 320(\rho^*)^\alpha (T^*)^{-3/2}}, \quad (12)$$

где T^* – температура электронов в кэВ, $\rho^* = \frac{\omega_p^2}{c\omega_{ce}} \frac{a}{1-\Gamma_s}$, $\alpha = 0.39 + 10/T^*$.

Режим самоподдерживающейся термоядерной реакции с $P_{ext} = 0$ называется зажиганием. С точки зрения высокой эффективности, приемлемыми считаются режимы с коэффициентом усиления мощности в плазме

$$Q = P_{fus} / P_{ext} > 10. \quad (13)$$

В режиме зажигания $P_{ext} = 0$, $Q \rightarrow \infty$.

Движение частиц плазмы и магнитное удержание

Рассмотрим движение заряженных частиц в магнитных и электрических полях. Уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле \mathbf{B} под действием электрического поля \mathbf{E}

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (14)$$

в проекциях на оси декартовой системы координат дает

$$m \frac{dv_x}{dt} = q(E_x + v_y B_z - v_z B_y), \quad (15)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = q(E_y + v_z B_x - v_x B_z), \quad (16)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = q(E_z + v_x B_y - v_y B_x), \quad (17)$$

где m – масса частицы, q – заряд, $v_x = \frac{dx}{dt}$, $v_y = \frac{dy}{dt}$ и $v_z = \frac{dz}{dt}$ – компоненты скорости частицы, символическая запись $\frac{df}{dt}$ обозначает производную по времени от функции f .

В однородном и постоянном магнитном поле $B = \text{const}$ и $E = 0$, как известно, частицы движутся по спиралям. При этом частицы вращаются вокруг силовых линий магнитного с циклотронной частотой

$$\omega_c = \left| \frac{qB}{m} \right|. \quad (18)$$

Радиус вращения (циклотронный радиус) равен

$$\rho_c = \frac{mv_{\perp}}{|qB|}, \quad (19)$$

где v_{\perp} – компонента скорости, перпендикулярная магнитному полю.

При движении по спирали компонента скорости, параллельная магнитному полю, остается постоянной ($v_{\parallel} = \text{const}$). Поэтому в дальнейшем будем рассматривать движение только в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, полагая $v_{\parallel} = 0$. Пусть $\mathbf{B} \parallel Oz$. Тогда движение частицы описывается уравнениями

$$m \frac{dv_x}{dt} = q(E_x + v_y B), \quad (20)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = q(E_y - v_x B). \quad (21)$$

В слабо неоднородных и медленно меняющихся полях, т. е. при

$$\left| \frac{\nabla B}{B} \right| \ll \frac{1}{\rho_c}, \quad \left| \frac{\nabla E}{B} \right| \ll \frac{1}{\rho_c}, \quad \left| \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll \omega_c, \quad \left| \frac{1}{B} \frac{\partial E}{\partial t} \right| \ll \omega_c. \quad (22)$$

движение может быть разложено на две составляющие: ларморовское вращение вокруг так называемого ведущего центра и дрейф ведущего центра. Траектория ведущего центра определяется уравнением

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V}_{dr}, \quad (23)$$

где \mathbf{V}_{dr} – скорость дрейфа (например, электрического, градиентного и др.).

При исследовании магнитных конфигураций необходимо рассмотреть удержание в них заряженных частиц. В наиболее простом случае применимо дрейфовое приближение, в том числе и для движения заряженных частиц в магнитном поле под действием постоянных, переменных и неоднородных электрических полей. В процессе исследования необходимо получить и сравнить решения в рамках точного динамического подхода (20), (21) и дрейфового приближения (23) и получить условия, аналогичные (22) и определяющие границы применимости дрейфового приближения.

Полезно рассмотреть следующие случаи:

- 1) Постоянное однородное магнитное поле. В этом случае ведущий центр не движется. Этот случай – тестовый.
- 2) Постоянное однородное магнитное поле и неоднородное электрическое поле

$$E_x = E_{x0} + \frac{dE}{dx}x, \quad (24)$$

где $\frac{dE}{dx} = \text{const}$ – неоднородность (градиент) поля.

- 3) Неоднородное магнитное поле

$$B = B_0 + \frac{dB}{dx}x, \quad (25)$$

где $\frac{dB}{dx} = \text{const}$ – неоднородность (градиент) поля.

4) Переменное электрическое поле. Рассмотреть зависимость электрического поля в виде волны

$$E_y = E_{y0} \cos[k(y - v_{ph}t)], \quad (26)$$

где v_{ph} – фазовая скорость, k – волновое число.

Приложение: материалы лекций

**ФИЗИКА ПЛАЗМЫ
И
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ**

Чирков Алексей Юрьевич

*МГТУ им. Н.Э. Баумана,
кафедра «Теплофизика» Э-6*

1. ЧТО ТАКОЕ ПЛАЗМА?

Плазма – частично или полностью ионизированный газ, содержащий положительные и отрицательные заряженные частицы в таких пропорциях, что суммарный электрический заряд равен нулю

$$p_{\text{пл}} = n_i k T_i + n_e k T_e (+ n_0 k T_0)$$

Энергия ионизации $E_{\text{ион}}$ – энергия, необходимая для отделения электрона от ядра

Для атома водорода $E_{\text{ион}} = 13,6$ эВ

Электронвольт (эВ) – единица измерения энергетических величин в ядерной физике и физике плазмы

Электрический потенциал φ :	1 эВ – 1 В
Энергия E :	1 эВ – $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж
Температура T :	1 эВ – 11600 К

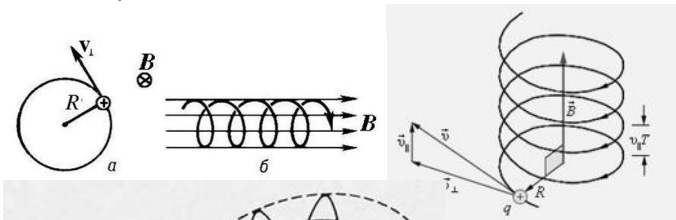
Сильная ионизация при $T \approx 10$ эВ $\approx 100\,000$ К

Для термоядерного синтеза $T > 10$ кэВ ≈ 100 млн. К

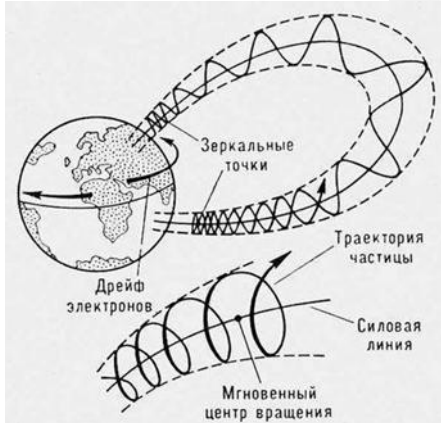
3. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В ЛАБОРАТОРИИ

3.1. Магнитное удержание

Частицы в магнитном поле



Плазма в магнитном поле

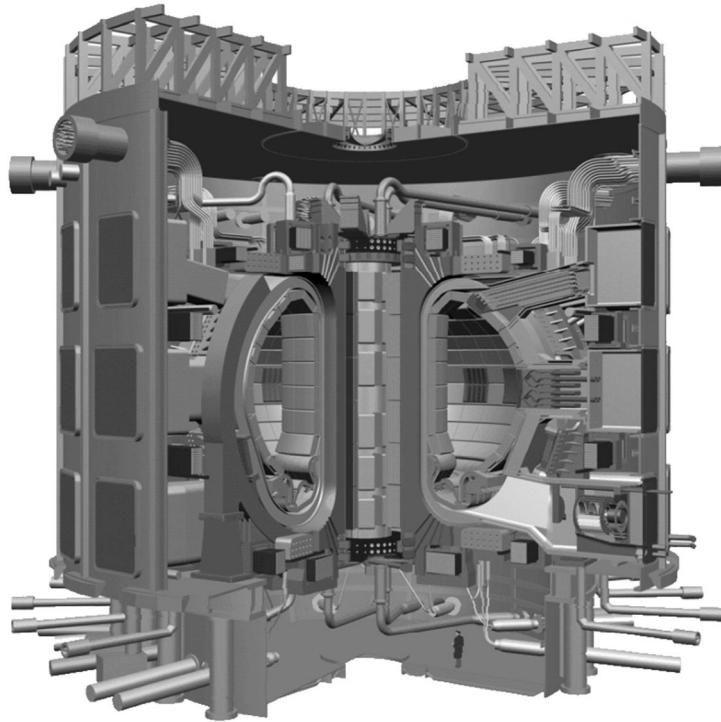


Давление плазмы $p_{пл} = n_i k T_i + n_e k T_e$

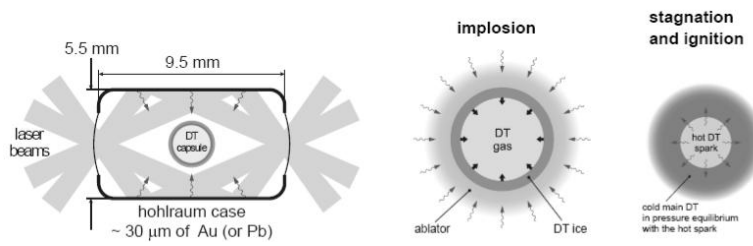
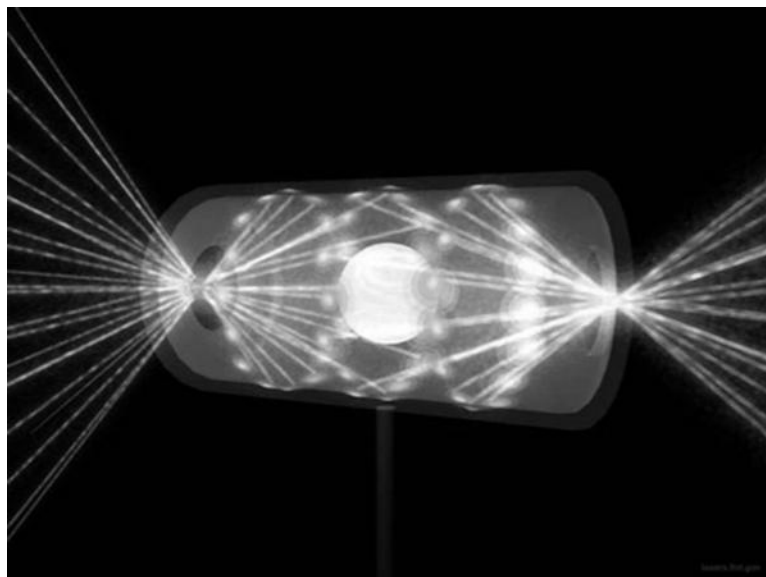
Давление магнитного поля (магнитное давление) $p_M = \frac{B_0^2}{2\mu_0}$

Параметр бета $\beta = \frac{p_{пл}}{p_M} \leq 1$

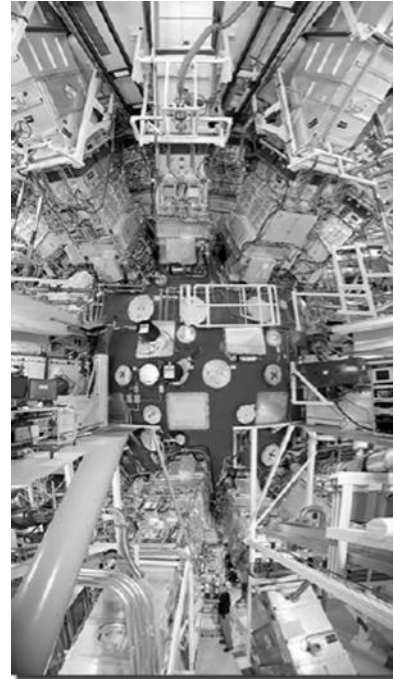
ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)
 $\beta \approx 0.1$



3.2. Инерциальный синтез



NIF (National Ignition Facility)



4. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Таблица 1. Термоядерные реакции, заслуживающие внимания

<i>Реакция</i>	<i>Обеспеченность топливом</i>	<i>Преимущества</i>	<i>Наиболее серьезные недостатки</i>
1) $D + T \rightarrow n (14.1 \text{ МэВ}) + {}^4\text{He} (3.5\text{МэВ})$	Требуется наработка трития	Наиболее легкие условия	Высокая радиоактивность
2) $D + {}^3\text{He} \rightarrow p (14.68 \text{ МэВ}) + {}^4\text{He} (3.67\text{МэВ})$	Изотоп ${}^3\text{He}$ отсутствует на Земле, возможна доставка его с Луны	Низкая радиоактивность	Низкая скорость
3) $D + D \rightarrow n (2.45 \text{ МэВ}) + {}^3\text{He} (0.817 \text{ МэВ})$ 4) $D + D \rightarrow p (3.02 \text{ МэВ}) + T (1.01 \text{ МэВ})$	Запасы дейтерия практически неограниченны	Возможность наработки трития и ${}^3\text{He}$	Низкая скорость
5) $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^3\text{He} + 8.681 \text{ МэВ}$	Значительные запасы водорода и изотопа ${}^{11}\text{B}$	Радиоактивность практически отсутствует	Очень низкая скорость

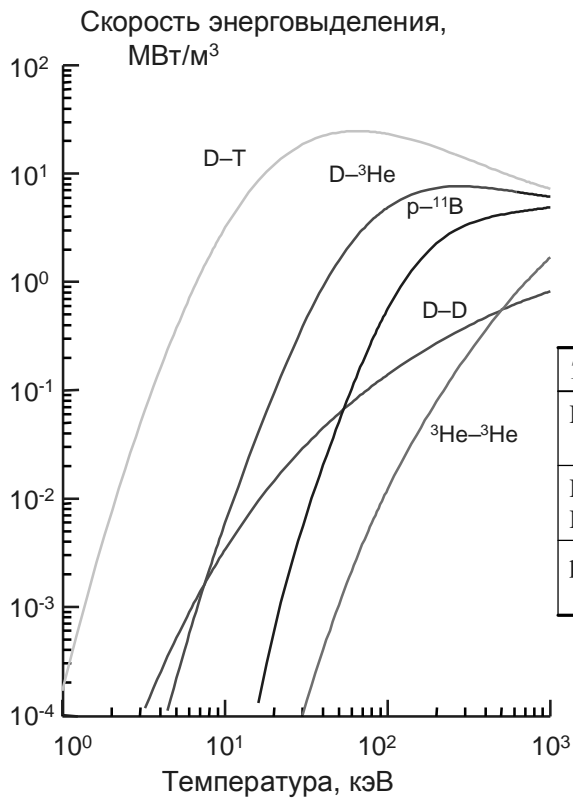


Таблица 2. Минимальные требования к параметрам плазмы и магнитной ловушки

Топливо	Температура	Параметр бета
D-T	$T_i \approx T_e \approx 10 - 15$ кэВ	$\beta = 0,03 - 0,1$
D- ³ He, D-D	$T_i \approx T_e \approx 40 - 80$ кэВ	$\beta > 0,5$
p- ¹¹ B	$T_i \approx 150 - 200$ кэВ $T_e < T_i$	$\beta \approx 1$

5. МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

5.1. Системы для D–T-синтеза

Токамак = ТОроидальная КАмера МАгнитные Катушки
 $\beta \approx 0,1$

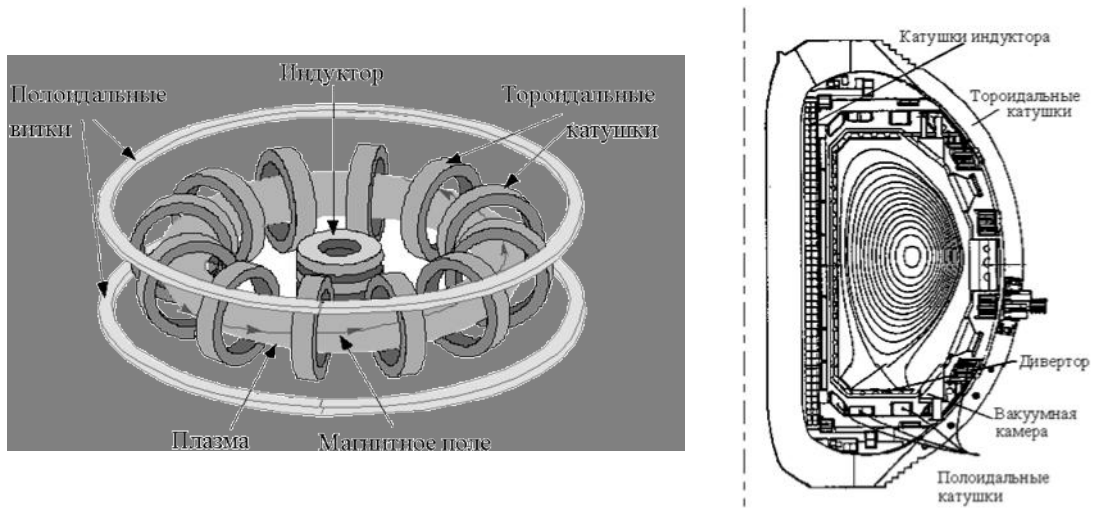


Рис. 5.1. Схема и поперечное сечение магнитной системы токамака

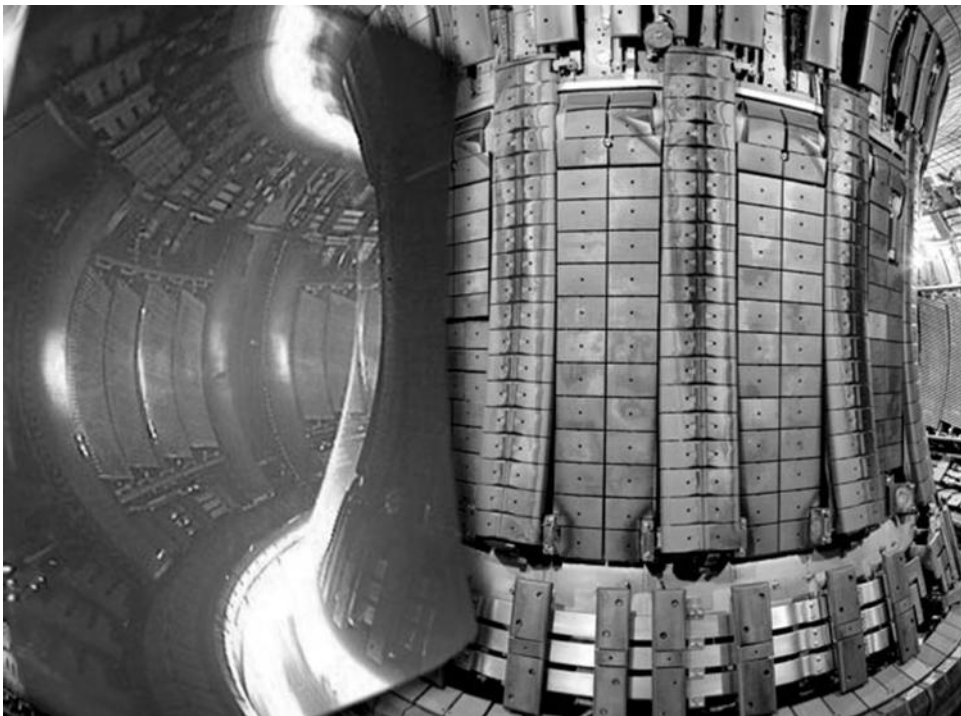


Рис. 5.2. Токамак JET: вид изнутри

Стелларатор
 $\beta \approx 0,05$

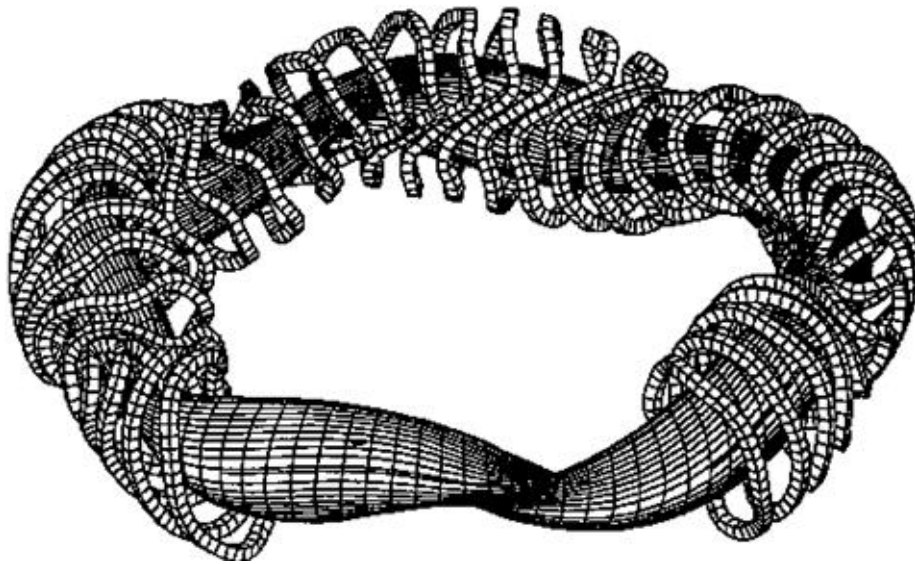


Рис. 5.5. Форма плазмы и магнитных катушек в стеллараторе

5.2. Сферический токамак ($\beta \approx 0,4-0,6$)

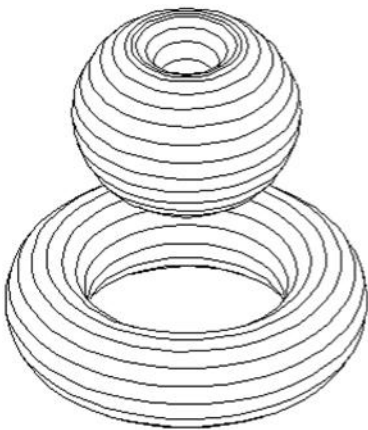


Рис. 5.3. Тороидальные магнитные поверхности в «обычном» (внизу) и сферическом (вверху) токамаках

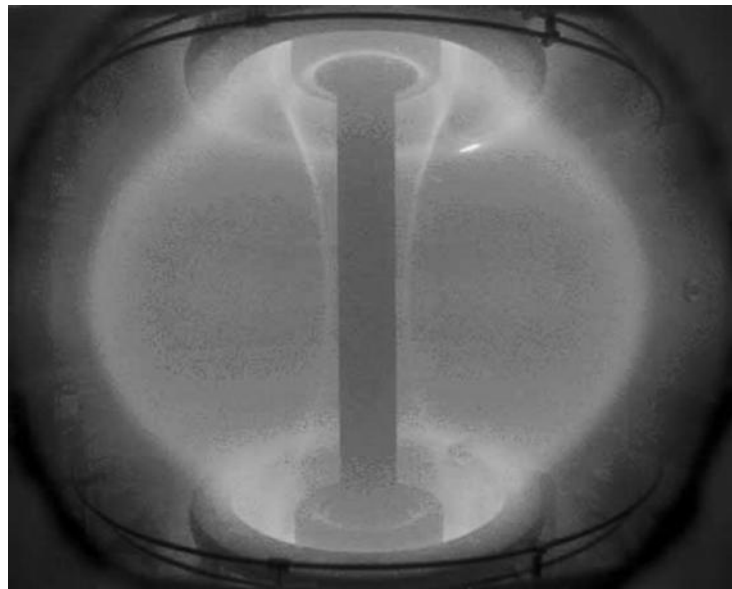


Рис. 5.4. Плазма в сферическом токамаке

5.3. Альтернативные системы с $\beta \approx 1$

Обращенная магнитная конфигурация (FRC = Field Reversed Configuration)

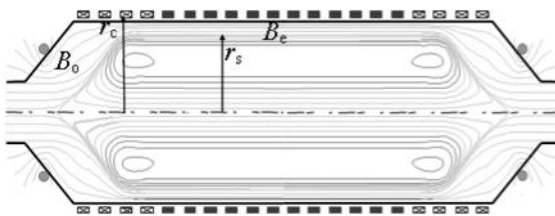


Рис. 5.5. Магнитные силовые линии в FRC (расчет)

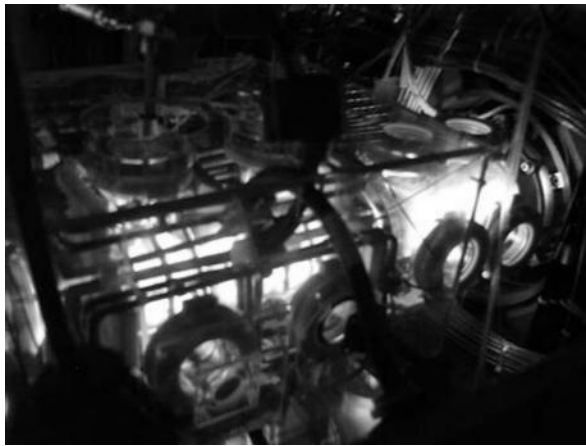


Рис. 5.6. Плазма в установке FRC с кварцевой камерой

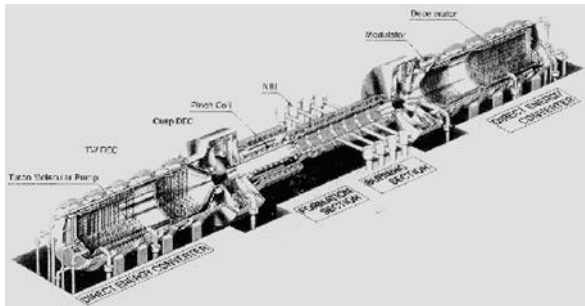


Рис. 5.7. Общий вид термоядерного реактора на основе FRC с системами прямого преобразования энергии (концептуальный проект ARTEMIS)

Магнитный диполь с левитирующим проводником

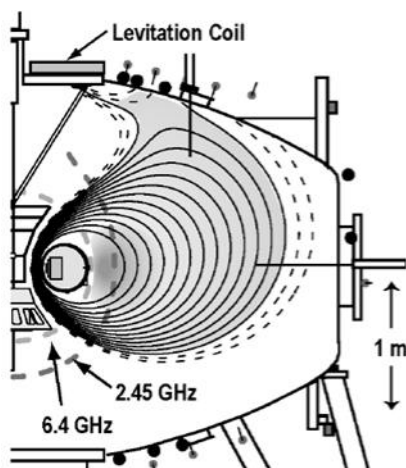


Рис. 5.9 Схема установки LDX (Levitated Dipole Experiment)

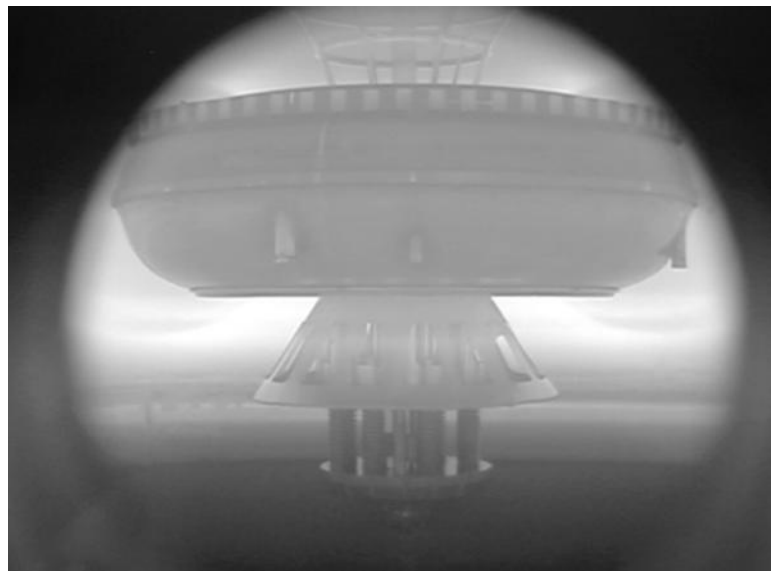


Рис. 5.10. Плазма в LDX

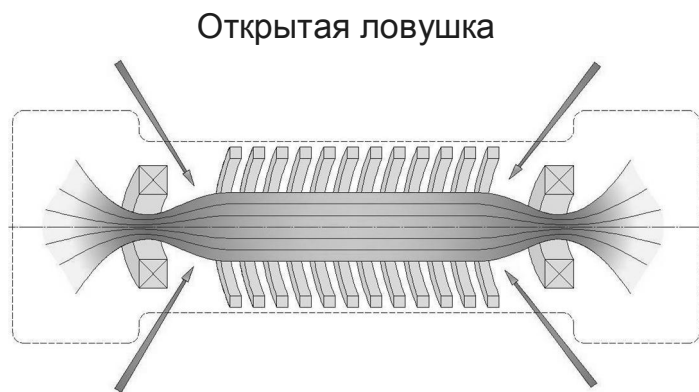


Рис. 5.12. Схема удержания плазмы в открытой ловушке с магнитными пробками

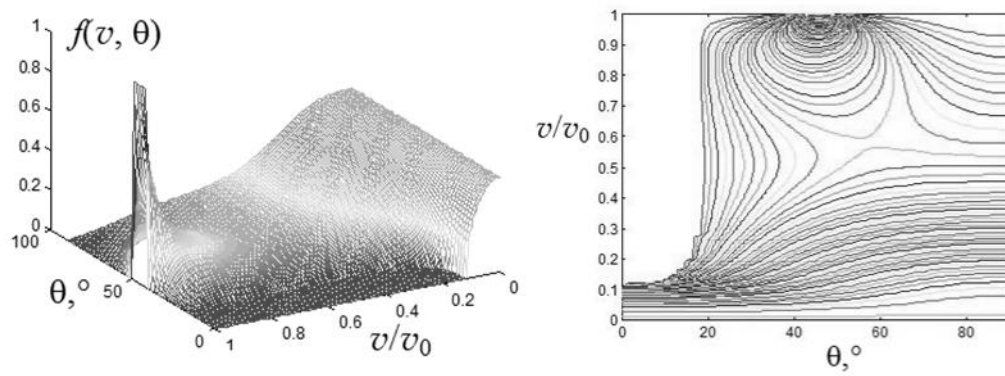


Рис. 5.10. Функция распределения по скоростям инжектируемых частиц и ее линии уровня (расчет)

6. РЕАКТОРЫ С D–³He-циклами

Таблица 6.1. Параметры D–³He-реакторов

Тип реактора	Токамак [12]	Сферический токамак [13]	FRC [14]	Амбиполярный [7]	Мультиполь [15]
Радиус плазмы a , м	2	3	1.6	0.5–1	~ 2
Длина плазмы L , м	–	–	35	50	–
Аспектное отношение	3	1.5	1	–	–
Вытянутость плазмы	2.5	3.8	–	–	–
Внешнее магнитное поле B_0 , Тл	11.3	3.2	5	5–17	~ 14
Ток в плазме, МА	38	200	–	–	–
Среднее бета β	0.09	0.54	0.46	0.7	> 0.5
Состав топлива $x_{\text{He}} = n_{\text{He}}/n_{\text{D}}$	0.2	0.36	1	1	0.3
Максимальная температура плазмы T , кэВ	50	60	60	65/130*	50
Коэффициент отражения стенкой циклотронного излучения Γ_s	0.92	0.65	0.5	0.65	0.6
Время удержания τ , с	14**	16**	4***	7****	6****
Термоядерная мощность P_{fus} , МВт	2500	1500	1000	654–685	~ 1000
Относительная мощность тормозного излучения $P_{\text{br}}/P_{\text{fus}}$	0.40	0.60	0.53	0.25	0.27
Относительная мощность циклотронного излучения P_s/P_{fus}	0.33	0.023	0.06	0.10	0.3
Относительная мощность в нейтронах P_n/P_{fus}	0.12	0.15	0.07	0.016–0.036	0.16
Коэффициент усиления $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{ext}}$	20	20	20	10	20

* в центральной секции/в концевых ячейках; ** по скейлингу ITER; *** гиробомовский скейлинг с учетом сдвигового течения (градиент скорости $dV/dr \sim 3 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$); **** требуемая величина поперечного времени удержания

7. ВОЗМОЖНОСТИ РЕАКЦИИ p-¹¹B

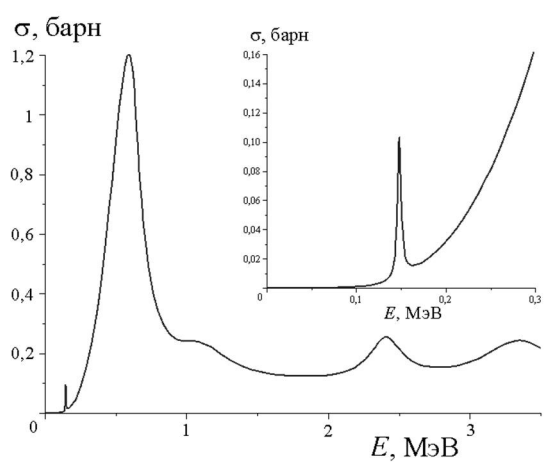


Рис. 7.1. Сечение реакции $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^3\text{He} + 8,6 \text{ МэВ}$ в зависимости от энергии сталкивающихся ядер в системе центра масс (СЦМ). На вставке – область энергий до 0,3 МэВ

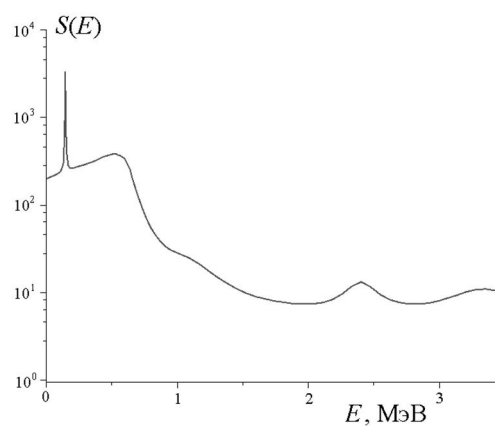


Рис. 7.2. Астрофизический фактор в зависимости от энергии в СЦМ

Максимальная эффективность производства энергии в максвелловской плазме с реакцией $p-^{11}B$ (по данным недавних расчетов)

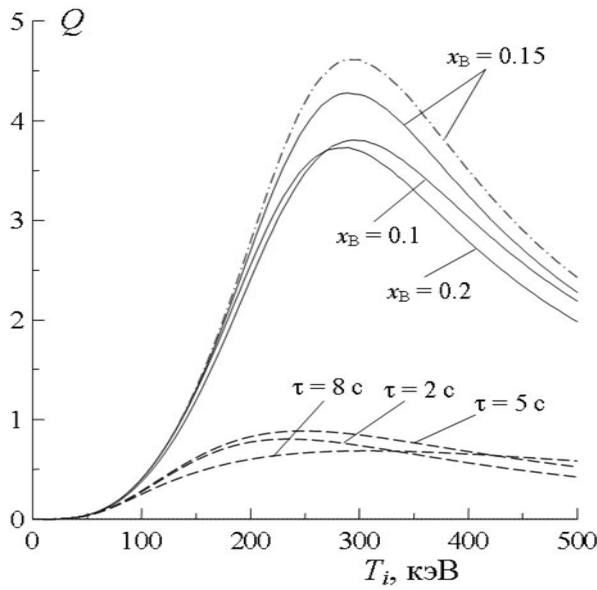


Рис. 7.3. Коэффициент усиления мощности в максвелловской $p-^{11}B$ -плазме при $B_0 = 15$ Тл, $\beta = 1$:
 ———— удерживаются только быстрые альфа-частицы, термализованные «откачиваются»;
 - - - - - без учета концентрации альфа-частиц;
 - - - - - времена удержания частиц и энергии для всех компонентов равны

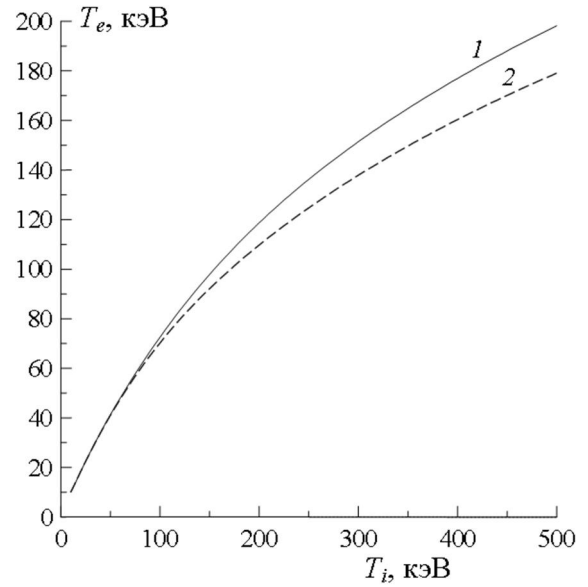


Рис. 7.4. Температура электронов в максвелловской $p-^{11}B$ -плазме при относительном содержании бора $x_B = 0.15$:
 1 – удерживается только быстрая популяция альфа-частиц (термализованная популяция полностью «откачивается»);
 2 – термализованные альфа-частицы не откачиваются, время удержания для всех сортов частиц $\tau = 5$ с при $B_0 = 15$ Тл, $\beta = 1$

Список литературы

1. Чирков А.Ю. Введение в физику плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
2. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Волны и неустойчивости в высокотемпературной плазме. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008.
3. Фельдбахер Р. База данных МАГАТЭ по скоростям термоядерных реакций. МАГАТЭ, 1987.
4. Мак Налли Дж., Физика термоядерных топливных циклов // Ядерные технологии/Синтез. – 1982. – Т. 2. – С. 9–28. Пер. с англ.
5. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Анализ топливных циклов для альтернативных термоядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2000. – Вып. 3. – С. 28–35.
6. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981.
7. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Производство энергии в амбиполярных реакторах с D–T, D–³He и D–D топливными циклами // Письма в ЖТФ. – 2000. – Т. 26, № 21 – С. 61–66.
8. Трубников Б.А. Универсальный коэффициент выхода циклотронного излучения из плазменных конфигураций // Вопросы теории плазмы. Вып. 7. / Под ред. Б.Б. Кадомцева, М: Энергоатомиздат, 1973. С. 274–300.
9. Миямото К. Основы физики плазмы и управляемого синтеза. Пер. с англ. М.: Физматлит, 2007.