

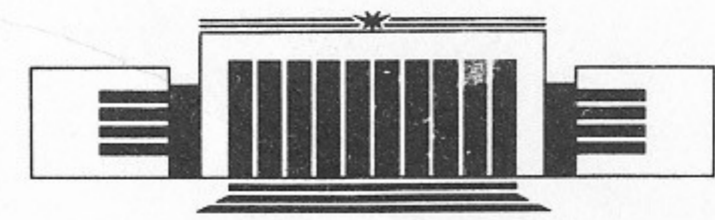
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Б.А. Князев, Д.Д. Рютов

СЛАБОРАДИОАКТИВНЫЙ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР
ОТКРЫТОГО ТИПА НА СМЕСИ D³He

ПРЕПРИНТ 89-11



НОВОСИБИРСК

Слаборadioактивный
термоядерный реактор
открытого типа на смеси D³He

Б.А. Князев, Д.Д. Рютов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Проведен анализ возможности создания «мишенного» варианта термоядерного реактора на D³He топливе. В качестве мишени имеется в виду использовать дейтериевую плазму ($T_D \sim T_e \sim 15-20$ кэВ), в которую будет инжектироваться пучок ³He⁰ с энергией частиц ~ 1 МэВ. Реакции синтеза будут происходить в течение времени торможения захваченных ионов ³He⁺⁺. Малая температура мишени позволяет резко снизить скорость побочных DD и DT-реакций и одновременно (вследствие низкого давления мишенной плазмы) повысить удельную мощность «безнейтронной» термоядерной реакции. Поскольку плазменное усиление Q реактора меньше единицы, для замыкания энергетического баланса требуется высокий КПД систем прямого преобразования энергии. Рассмотрен вариант амбиполярного реактора на D³He-топливе с мощностью термоядерного энерговыделения $P_f = 1$ ГВт и нейтронным выходом в побочных реакциях $\sim 0.001 P_f$.

Low-Radioactive Open-Ended Fusion Reactor
on D³He-Fuel

B.A. Knyazev, D.D. Ryutov

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

Analysis of the possibility of the «target» type's fusion reactor on the D³He-fuel has been conducted. As a «target» we mean to use a cold deuterium plasma ($T_D \sim T_e \sim 15-20$ keV) in which ³He⁰ beam with ~ 1 MeV particle energy will be injected. Fusion reactions will take place during dragging the captured ³He⁺⁺ ions. Due to the low temperature of the target the DD- and DT-side reaction rate is being decreased and at the same time the specific power of the neutronless fusion reaction is being increased. The plasma gain Q of the reactor is less than one therefore the highly efficient systems of direct conversion are necessary to close the power balance. The ambipolar fusion reactor on D³He-fuel with $P_f = 1$ GW and with side reaction's neutron yield of about $0.001 P_f$ has been described.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Принципиальная возможность использования смеси D и ³He в термоядерных реакторах известна практически с самого начала термоядерных исследований (см., например, [1]). Однако, до последнего времени эта возможность рассматривалась скорее как курьез, чем как вопрос, заслуживающий серьезного изучения. Главными причинами скептического отношения к реакторам на основе D³He-топлива были, во-первых, необходимость перехода к существенно более высоким, чем в реакторах DT-типа, параметрам плазмы, во-вторых, резкое снижение объемной плотности термоядерной мощности реакции (из-за малости сечений) и, наконец, в-третьих, отсутствие достаточных запасов ³He на Земле. Все эти соображения сохраняют силу и сегодня. И, тем не менее, наблюдается явное оживление интереса к использованию D³He-топлива^{*}. Это связано с двумя обстоятельствами. Первое — выявление возможности доставки ³He с Луны (и, возможно, с других небесных тел), где ³He имеется в больших количествах [2]. Второе — более глубокое осознание важности преимуществ смеси D³He в смысле существенно меньшей радиоактивности по сравнению с DT-топливом: как было справедливо замечено И.Н. Головиным, притягательность термоядерной энергетики в нынешней экологической ситуации неизмеримо возрастет, если термоядерный

^{*} В частности, в Советском Союзе эта проблематика стала вновь интенсивно обсуждаться И.Н. Головиным с сотрудниками.

реактор удастся сделать не в 10—100 раз менее радиационно опасным, чем стандартный реактор деления (на что можно рассчитывать при использовании DT-смеси), а полностью (или почти полностью) нерадиоактивным.

При всем том, проблемы, связанные с необходимостью использования исключительно горячих смесей и заметным снижением мощности реакции (из-за малости сечений), остаются очень серьезными: достаточно сослаться на проект D³He-реактора — токамака APOLLO [3], который выглядит просто устрашающе (ток в плазме 80 MA!). Кроме того, реактор остается радиоактивным — нейтроны (и тритий) рождаются при столкновениях ядер дейтерия.

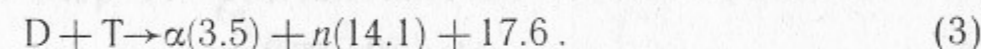
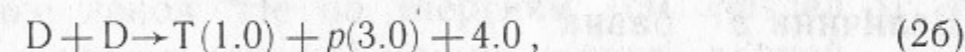
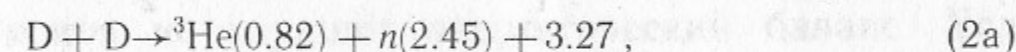
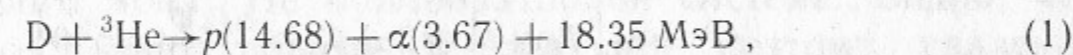
В настоящем сообщении обсуждается возможность преодоления этих трудностей путем перехода к «мишенному» варианту реактора, в котором реакции будут происходить при инжекции высокоэнергичных частиц ³He в холодную и плотную дейтериевую плазму (являющуюся в этом смысле мишенью). Вследствие низкой температуры плазменной мишени ($T_D \sim 10$ кэВ) скорость DD-реакций в ней очень мала, что решает проблему устранения радиоактивности^{*)}. Малость температуры мишени позволяет также, при заданном полном давлении плазмы (определяемом свойствами системы удержания), повысить плотность мишени и, тем самым, увеличить объемную мощность реакции D³He. Разумеется, малость температуры мишени означает большую скорость торможения ³He и невозможность получения больших коэффициентов усиления Q. Именно поэтому мы ориентируемся на реактор открытого типа: в нем можно применить высокоэффективные рекуператоры энергии, вытекающей через торцы, и свести энергетический баланс даже при $Q < 1$. Кроме того, как это надежно установлено экспериментально, в открытых ловушках можно иметь высокие значения параметра β (отношения давления плазмы к магнитному давлению)^{**)}.

Конечно, нужно понимать, что производство энергии в термоядерном реакторе при $Q < 1$ — задача исключительно сложная. Ведь для ее решения нужно обеспечить близкие к единице коэффициен-

ты полезного действия всех подсистем установки (рекуператоров энергии, о которых уже упоминалось, а также атомарных инжекторов) и свести к абсолютному минимуму энергетические расходы на поддержание вакуума, выделение непрореагировавшего ³He из продуктов термоядерного «выхлопа» и др. В целом, по мнению авторов, трудность решения этих проблем придает всему подходу, рассматриваемому в статье, сильный оттенок научной фантастики (впрочем, не более сильный, чем в других проектах использования D³He-топлива). При всем том, авторы полагают, что время от времени следует обращаться к этой проблематике, поскольку даже при невозможности найти внутренне согласованную схему реактора некоторые возникшие в ходе работы предложения могут оказаться полезными при следующем обращении к проблеме (на более высоком уровне физических и технических знаний).

2. ОПТИМИЗАЦИЯ СОСТАВА СМЕСИ

Проведем оптимизацию системы по параметру α — отношению плотностей гелия-3 и дейтерия, считая целевой функцией объемную плотность термоядерного энерговыделения. При вычислениях ядерного энерговыделения следует учитывать следующие основные реакции:



Скорости этих реакций в максвелловской плазме показаны на рис. 1.

При низкой температуре мишенной плазмы функция распределения ионов ³He будет определяться, главным образом, торможением на электронах. Мы будем здесь считать, что ионы ³He, замедлившиеся до некоторой энергии $W_{\min} < W_*$, где W_* — энергия инжекции, тем или иным способом удаляются из системы^{*)}. Из

^{*)} Другие способы снижения радиоактивности обсуждаются в недавней публикации И.Н. Головина и В.И. Хвесьюка с сотрудниками [4].

^{**)} Значительные (возможно, решающие) преимущества открытых ловушек перед другими системами удержания плазмы в отношении их перспектив для использования D³He-топлива неоднократно отмечались и ранее (см., например, обзор [5]).

^{*)} Желательность удаления замедлившихся ионов ³He связана с тем, что они греют, в основном, ионы дейтерия, что, как будет показано далее, ухудшает характеристики описываемой схемы реактора. Предполагается, что энергия удаленных ионов ³He с высокой эффективностью рекуперуется в электроэнергию.

формулы (16), приведенной в следующем разделе нашей работы, видно, что поперечное давление ${}^3\text{He}$ в этих условиях равно:

$$p_{\text{He}}^{\perp} = \frac{n_{\text{He}} W_* F_e}{2} \sin^2 \theta, \quad (4)$$

где θ — угол инжекции по отношению к оси системы, а F_e — численный множитель порядка единицы, определяемый равенством $F_e = \left(1 - \frac{W_{\min}}{W_*}\right) [\ln(W_*/W_{\min})]^{-1}$. Чтобы избежать излишнего загромождения формул, в большинстве численных примеров (там, где это не оговаривается особо) мы будем полагать W_{\min} равным некоторому конкретному значению: $W_{\min} = W_*/e \simeq W_*/2.73$ (при этом $\ln(W_*/W_{\min}) = 1$, а $W_* - W_{\min} = 0.63W_*$). Как будет видно из дальнейшего, такое значение W_{\min} близко к оптимальному.

Полное поперечное давление плазмы равно:

$$p^{\perp} = n_D T_D + n_e T_e + p_{\text{He}}^{\perp}. \quad (5)$$

Имея в виду, что

$$n_{\text{He}} = \alpha n_D, \quad n_e = (1 + 2\alpha) n_D, \quad (6)$$

находим:

$$p^{\perp} = n_D \left[T_D + (1 + 2\alpha) T_e + \frac{\alpha F_e W_*}{2} \sin^2 \theta \right]. \quad (7)$$

Величина p^{\perp} равна

$$p^{\perp} = \beta \frac{B^2}{8\pi},$$

где B — величина удерживающего магнитного поля, β — известная величина, меньшая единицы. Задача состоит в том, чтобы при заданных p^{\perp} , T_D , T_e и W_* подобрать α , при котором объемная мощность ядерного энерговыделения q_f была бы максимальной. Имеем

$$q_f = n_D n_{\text{He}} \langle \sigma_f v \rangle E, \quad (8)$$

где $E = 18.35$ МэВ — энергия, выделяющаяся в одном акте реакции. Мы будем ориентироваться на энергию инжекции $W_* = 1.2$ МэВ. На рис. 1 приведена (справа вверху) зависимость величины $\sigma_f v$ от

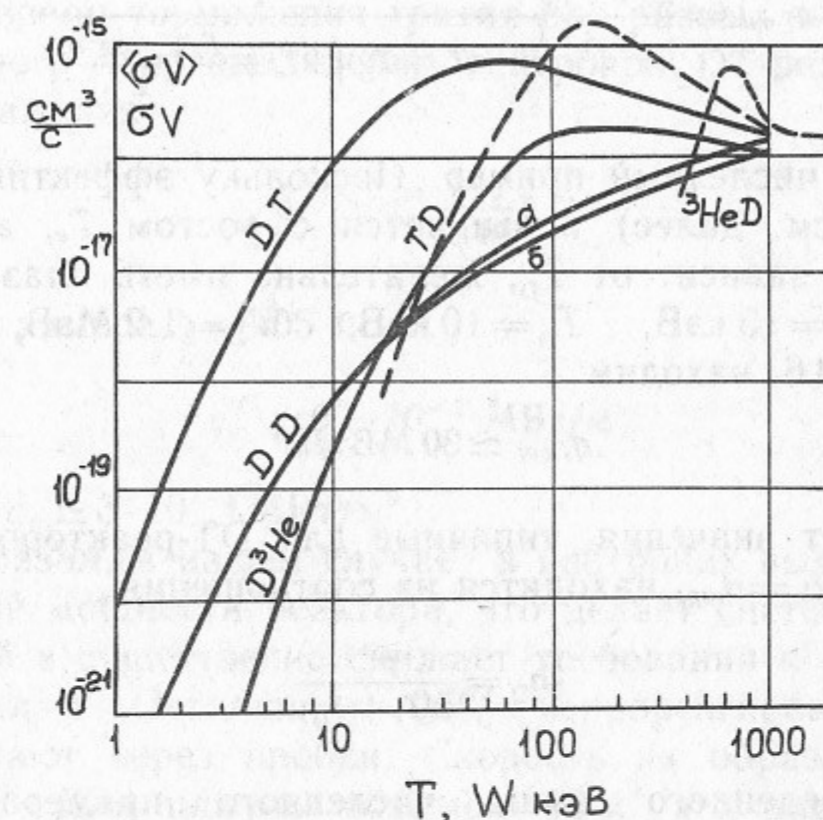


Рис. 1. Усредненные по максвелловскому распределению скорости ядерных реакций [6] и зависимость скорости реакции от энергии пучка при взаимодействии быстрых ионов ${}^3\text{He}$ и трития с холодным дейтерием (штриховые кривые).

энергии быстрого иона ${}^3\text{He}$ в лабораторной системе. Видно, что сечение резко падает вблизи $W \simeq 400$ кэВ, поэтому удаление замедлившихся ионов не ухудшит энергетический баланс. Если учесть распределение ионов ${}^3\text{He}$ по энергиям (см. раздел 3), то для грубых оценок скорость реакции можно принять равной

$$\langle \sigma_f v \rangle \simeq 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{c}. \quad (9)$$

Зависимость q_f от α дается (при $p^{\perp} = \text{const}$) формулой:

$$q_f = E \langle \sigma_f v \rangle p^{\perp 2} \frac{\alpha}{\left[T_D + T_e + \alpha \left(2T_e + \frac{F_e W_* \sin^2 \theta}{2} \right) \right]^2}. \quad (10)$$

Максимум q_f достигается при

$$\alpha = \alpha_{\text{opt}} = \frac{T_e + T_D}{\frac{F_e W_* \sin^2 \theta}{2} + 2T_e} \quad (11)$$

и равен

$$q_{f \text{ opt}} = \frac{E \langle \sigma_f v \rangle p^{\perp 2}}{4} \frac{1}{(T_e + T_D) \left(2T_e + \frac{F_e W_* \sin^2 \theta}{2} \right)} \quad (12)$$

Приведем численный пример. Поскольку эффективность нагрева плазмы (см. далее) повышается с ростом T_e , а нейтронный выход сильно зависит от T_D , желательно иметь плазму с $T_e > T_D$. Полагая $T_e = 15$ кэВ, $T_D = 10$ кэВ, $W_* = 1.2$ МэВ, $\sin^2 \theta = 1/2$, $B = 4$ Тл, $\beta = 0.6$, находим

$$q_{f \text{ opt}} \simeq 30 \text{ МВт/м}^3,$$

что превышает значения, типичные для DT-реакторов. Плотность дейтронов при $\alpha = \alpha_{\text{opt}}$ находится из соотношения

$$n_D = \frac{p^{\perp}}{2(T_e + T_D)} \quad (13)$$

и для приведенного выше численного примера составляет $4.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Плотность ${}^3\text{He}$ равна $5.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($\alpha_{\text{opt}} = 0.11$).

Приятной особенностью рассматриваемой системы является относительно слабая зависимость q_f от α (при $p^{\perp} = \text{const}$): при изменении α от $\alpha_{\text{opt}}/3$ до $3\alpha_{\text{opt}}$ q_f убывает не более чем на 25% по отношению к $q_{f \text{ opt}}$. Это обстоятельство будет использовано далее.

Перейдем теперь к оценке радиоактивности реактора, которая обусловлена рождением нейтронов и трития в побочных реакциях (2) — (3). Объемная мощность образования нейтронов в DD-реакции равна

$$q_n^{(a)} = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma_{DD}^{(a)} v \rangle E_{na}, \quad (14)$$

где E_{na} — энергия нейтрона, равная 2.45 МэВ. Отсюда для приведенного выше численного примера находим

$$q_n^{(a)} = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ МВт/м}^3.$$

Из образовавшихся в реакции (2б) ионов трития с энергией 1 МэВ некоторая часть сразу вылетает через пробки, а остальные (направления скоростей которых лежат вне конуса потерь) тормозятся в плазме до температуры $\sim T_D$ и теряются за счет рассеяния на ионах. На стадии замедления, пока тритоны имеют большую энергию, вероятность их реакции с дейтронами достаточно высока

(см. рис. 1.). Вероятность ζ «сгорания» трития в DT-реакции можно определить, используя зависимость $\sigma_{DT} v$ от энергии и вычислив характерное время торможения трития при разных энергиях. Мощность объемного энерговыделения нейтронов DT-реакции определится из выражения

$$q_n^{(b)} \simeq q_n^{(a)} \frac{14.1}{2.45} \zeta. \quad (15)$$

Для нашего примера $\zeta \sim 0.05$ и

$$q_n^{(b)} \simeq 0.7 \cdot 10^{-2} \text{ МВт/м}^3,$$

т. е. в сумме $q_n \simeq 3 \cdot 10^{-2} \text{ МВт/м}^3$.

Таким образом, в нашем случае*) в нейтронах выделяется лишь $1 \cdot 10^{-3}$ полной мощности реактора, что делает систему практически безопасной и существенно снижает требования к конструкционным материалам. Оставшиеся 95% непрореагировавших ионов трития вытекают через пробки. Скорость их образования равна $6 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Для плазмы объемом 30 м^3 это даст 0.8 г/сутки. Это количество очень мало по сравнению с количеством трития, циркулирующим в DT-реакторе.

Поскольку, как показано в разделе 4, получить в открытых ловушках плазму с $T_e > T_D$ достаточно трудно, в заключение раздела рассмотрим вариант реактора, в котором $T_e \simeq T_D = 15$ кэВ. При этом в оптимуме получим

$$q_{f \text{ opt}} \simeq 26 \text{ МВт/м}^3, \quad q_n \simeq 4 \cdot 10^{-2} \text{ МВт/м}^3.$$

Видно, что в этом случае относительный выход нейтронов возрастает в полтора раза, но все еще остается приемлемым.

Некоторым резервом снижения нейтронного выхода в обоих случаях может быть увеличение α в 2—3 раза по отношению к α_{opt} . При этом, при фиксированном давлении плазмы, плотность дейтерия уменьшается в 1.5—2 раза, что вызывает снижение нейтронного выхода в 2—4 раза, тогда как мощность основной реакции уменьшается, согласно сказанному выше, лишь на 25%.

*) При расчетах выхода нейтронов здесь предполагалось, что плазма — максвелловская. Отклонение функции распределения по скоростям от максвелловской (см. раздел 4) может уменьшить образование нейтронов и трития.

3. УРАВНЕНИЕ БАЛАНСА ЧАСТИЦ И ЭНЕРГИИ

Чтобы избежать излишне громоздких формул и расчетов (которые могли бы только затемнить суть дела в проводимом нами первичном «рекогносцировочном» анализе), мы воспользуемся простой моделью плазмы. Конкретно, мы будем считать радиальные профили всех величин «ступенчатыми» (или, как принято сейчас говорить, ограничимся нульмерной моделью), а при отыскании формы функции распределения быстрых ионов ${}^3\text{He}$ будем учитывать только их торможение на электронах, пренебрегая торможением на дейтонах (т. е. будем считать энергию инжекции достаточно большой). При рассматриваемых нами параметрах реактора погрешность, связанная с последним допущением, составляет 20—30%. Мы не учитываем также столкновений между ионами ${}^3\text{He}$, что оправдывается их относительно низкой концентрацией.

В рамках принятой модели функция распределения ${}^3\text{He}$ по энергии имеет вид

$$f(W) = \begin{cases} 0, & W > W_* \\ \frac{A}{W}, & W_{\min} < W < W_* \\ 0, & W < W_{\min} \end{cases} \quad (16)$$

где W_{\min} — энергия, при которой замедлившиеся ионы «выбрасываются» из системы. Нормировка функции распределения находится из соотношения

$$\int f(W) dW = n_{\text{He}}, \quad (17)$$

где n_{He} — плотность ионов ${}^3\text{He}$ в системе. Отсюда имеем:

$$A = \frac{n_{\text{He}}}{\ln(W_*/W_{\min})}. \quad (18)$$

Скорость потерь энергии иона ${}^3\text{He}$ с энергией W при столкновениях с электронами определяется формулой (см. [7]):

$$\dot{W}_e = \frac{32\sqrt{2\pi}}{9} \frac{\sqrt{m_e}}{m_p} \frac{n_e e^4 \Lambda_1}{T_e^{3/2}} W, \quad (19)$$

где m_e и m_p — массы электрона и протона, e — заряд электрона, а Λ_1 — кулоновский логарифм для рассматриваемого процесса ($\Lambda_1 \simeq 15$). Мощность, передаваемая электронам в единице объема плазмы, равна

$$q_e \int_{W_{\min}}^{W_*} \dot{W}_e f(W) dW = \frac{32\sqrt{2\pi}}{9} \frac{\sqrt{m_e}}{m_p} \frac{n_e n_{\text{He}} e^4 \Lambda_1}{T_e^{3/2}} \frac{W_* - W_{\min}}{\ln(W_*/W_{\min})}. \quad (20)$$

Скорость потерь энергии иона ${}^3\text{He}$ при столкновениях с дейтонами есть [7]:

$$\dot{W}_D = \frac{4\pi\sqrt{6}}{\sqrt{m_p}} \frac{e^4 \Lambda_2}{\sqrt{W}} n_D, \quad (21)$$

где Λ_2 — кулоновский логарифм для столкновений быстрых ионов с дейтонами ($\Lambda_2 \simeq 20$). Мощность q_D , передаваемая дейтонам в единице объема плазмы, вычисляется аналогично (20) и оказывается равной

$$q_D = \frac{8\pi\sqrt{6} n_D n_{\text{He}} e^4 \Lambda_2}{\sqrt{m_p}} \frac{(1/\sqrt{W_{\min}} - 1/\sqrt{W_*})}{\ln(W_*/W_{\min})}. \quad (22)$$

При вычислении q_e и q_D мы совершаем некоторую ошибку, связанную с тем, что функция распределения ионов ${}^3\text{He}$ при учете их столкновений с дейтонами (а не только с электронами) становится несколько отличной от (16), особенно в области малых энергий. Но как уже отмечалось, это отличие при рассматриваемых нами относительно высоких энергиях инжекции и низких температурах электронов должно быть невелико.

Обозначим мощность, которая передается инжектируемыми ионами ${}^3\text{He}$ единице объема плазмы, через q . Очевидно, имеем

$$q = q_e + q_D. \quad (23)$$

Мощность инжекции в плазму q_{inj} связана с q соотношением:

$$q = q_{inj} \left(1 - \frac{W_{\min}}{W_*} \right). \quad (24)$$

Формулы (20), (22) и (23) позволяют выразить плотность ${}^3\text{He}$ через мощность инжекции:

$$n_{\text{He}} = \frac{q_{\text{ini}}}{W_*} \tau_{\text{He}}, \quad (25)$$

где введена величина

$$\tau_{\text{He}} \equiv \frac{9m_p T_e^{3/2}}{32\sqrt{2\pi} \sqrt{m_e n_e} e^4 \Lambda_1} \frac{1 - (W_{\text{min}}/W_*)}{F}, \quad (26)$$

которая имеет смысл характерного времени жизни ионов ${}^3\text{He}$ в системе. Безразмерный фактор F , определяемый соотношениями

$$F = F_e + F_D, \quad F_e = \frac{1 - (W_{\text{min}}/W_*)}{\ln(W_*/W_{\text{min}})},$$

$$F_D = \frac{9\sqrt{3}\pi}{4(1+2\alpha)} \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1} \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \left(\frac{T_e}{W_*}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\frac{W_*}{W_{\text{min}}} - 1}}{\ln(W_*/W_{\text{min}})}, \quad (27)$$

в рассматриваемых нами условиях несильно отличается от единицы. Отношение F_e/F , очевидно, представляет собой долю энергии иона ${}^3\text{He}$, отдаваемую им в процессе торможения электронам плазмы.

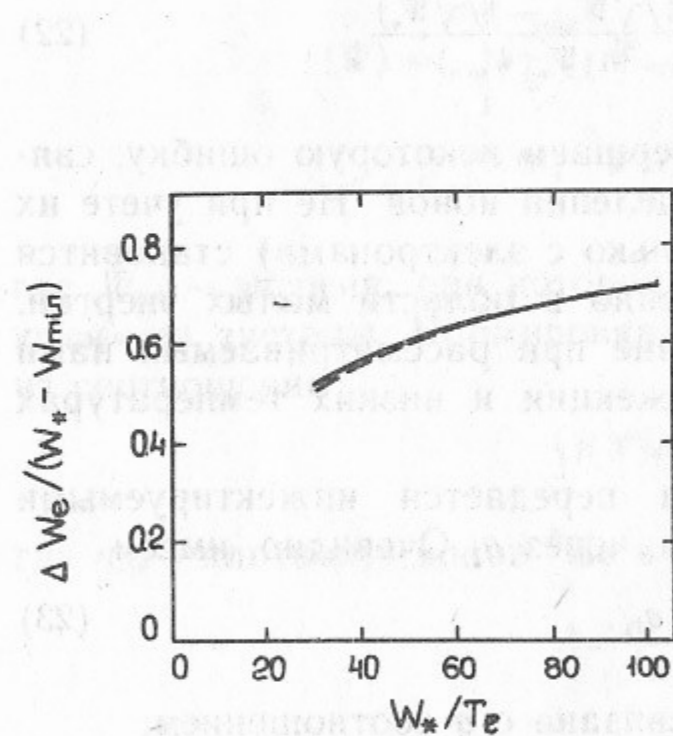


Рис. 2. Относительная эффективность $\Delta W_e/(W_* - W_{\text{min}})$ передачи энергии от быстрых ионов ${}^3\text{He}$ электронам (численные расчеты) в зависимости от величины W_*/T_e при $W_{\text{min}}/T_e = 30$. Штриховая линия — вычисленное из простой модели (16) значение F_e/F .

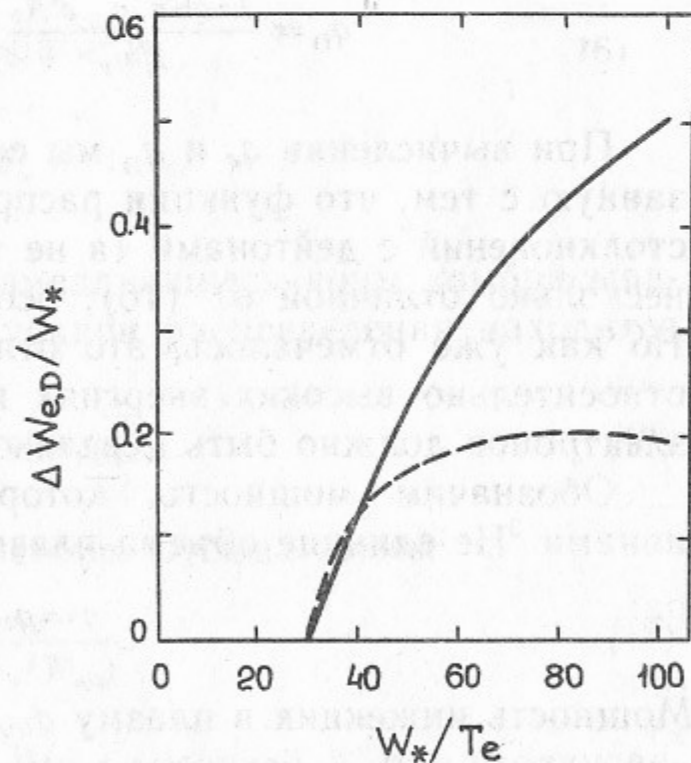


Рис. 3. Доля энергии, передаваемая от ${}^3\text{He}$ к электронам $\Delta W_e/W_*$ (сплошная кривая) и ионам $\Delta W_D/W_*$ (штриховая линия), в зависимости от W_*/T_e при $W_{\text{min}}/T_e = 30$.

Чтобы оценить степень точности используемого нами приближения, сравним значения F_e/F , полученные в рамках данной модели, с точными значениями той же величины, найденными численным интегрированием по формулам работы [7]. Результаты сравнения, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о хорошей точности модели.

Отметим здесь, что те же численные расчеты показывают, что для обеспечения более высокой эффективности нагрева плазмы и преимущественного нагрева электронной компоненты энергию W_{min} «выбрасываемых» ионов ${}^3\text{He}$ нужно выбирать вблизи значения $W_{\text{min}}/T_e \sim 30$ *, а начальную энергию W_* поднимать как можно выше (см. рис. 3). Ограничение W_* сверху, как будет видно из дальнейшего, возникает вследствие снижения «коэффициента усиления» термоядерного реактора Q при высоких W_* .

Запишем уравнения энергетического баланса электронов и дейтронов (рис. 4). Обозначим время жизни дейтона в ловушке через τ . Так как топливо вводится в систему в виде нейтральных атомов дейтерия и ${}^3\text{He}$, в единицу объема плазмы в единицу времени попадает $\frac{n_D}{\tau} + 2\frac{n_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}}$ электронов. В стационарном состоянии, очевидно, столько же электронов теряется из системы. Мы будем считать, что имеются только продольные потери плазмы.

Так как вылетающий из ловушки электрон должен преодолеть высокий амбиполярный барьер (обеспечивающий равенство потоков электронов и дейтронов на стенку), то с каждым потерянным электроном на стенку выносится энергия $A_e T_e$, где A_e заметно превышает единицу (обычно $A_e = 5 \div 6$). Поэтому потери энергии по электронному каналу, отнесенные к единице объема плазмы, равны $\frac{A_e n_e T_e}{\tau} + \frac{2A_e n_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}}$. Аналогично, потери энергии по дейтронному каналу равны $\frac{A_D n_D T_D}{\tau}$ (коэффициент A_D может быть, в принципе, как больше, так и меньше единицы — в зависимости от деталей системы удержания).

С учетом всех сделанных замечаний, можно записать следующие уравнения энергетического баланса электронов и ионов:

* Удерживать в системе ионы ${}^3\text{He}$ с энергией, меньшей 0.3—0.4 МэВ, не имеет смысла и потому, что в этой области энергий величина $\langle \sigma v \rangle$ резко падает (рис. 1).

ния q_f к полной мощности, вводимой в плазму:

$$Q = \frac{q_f}{q} \quad (33)$$

Чем больше Q , тем мягче становятся требования к КПД различных подсистем установки (заранее заметим, что в нашем случае Q относительно мало, $Q \sim 0.1 \div 0.3$, так что эти требования очень жесткие). Учитывая соотношения (8), (25), (26) и (33), находим

$$Q = \frac{E}{W_*} \frac{\langle \sigma_f v \rangle}{\frac{32\sqrt{2\pi} \sqrt{m_e}}{9m_p} \frac{e^4 \Lambda_1}{T_e^{3/2}} (1+2\alpha) F} \quad (34)$$

Заменяя здесь величины E , m_e , m_p , e и Λ_1 их численными значениями, приведем эту формулу в «практических» единицах:

$$Q = \frac{0.93 \cdot 10^{16} \langle \sigma_f v \rangle T_e^{3/2}}{W_* (1+2\alpha) F} \quad (35)$$

Здесь T_e и W_* измеряются в килоэлектронвольтах, а величина $\langle \sigma_f v \rangle$ усредняется по функции распределения (16). Если зафиксировать $W_{\min} = 440$ кэВ и варьировать W_* , то получим зависимость

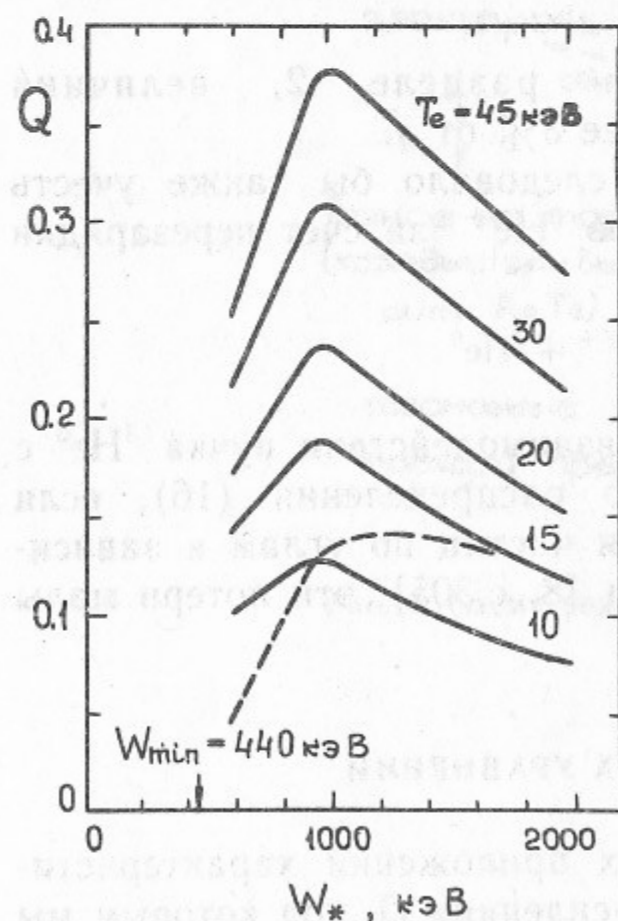


Рис. 5. Зависимость плазменного усиления Q от W_* при $W_{\min} = 440$ кэВ и $T_D = T_e$. Штриховая линия — функция $Q(W_* - W_{\min})/W_*$ для $T_e = 20$ кэВ.

$Q(W_*)$, которая приведена на рис. 5 для нескольких значений T_e (Q слабо зависит от T_D через величину α ; здесь полагалось, что $T_D = T_e$). Величина Q максимальна при $W_* = 1000$ кэВ. Очевидно, однако, что при неизменном значении W_{\min} практически выгоднее инжектировать пучки несколько более высокой энергии, так как, хотя Q слегка падает, но возрастает отношение ядерного энерговыделения к инжектируемой мощности $\left(Q \frac{W_* - W_{\min}}{W_*} \right)$ и снижается циркулирующая мощность. Полагая в качестве примера $T_e = T_D = 20$ кэВ и $W_* = 1200$ кэВ ($\alpha = 0.17$; $F = 1.04$), находим типичное для нашей задачи значение $Q \approx 0.22$.

Найдем теперь соотношение между температурами электронов и дейтонов. Для этого сложим уравнения (28) и (29) с учетом формулы (27)

$$\frac{n_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}} (W_* - W_{\min} - 2A_e T_e) = \frac{[A_e T_e + A_D T_D] n_D}{\tau} \quad (36)$$

Используя теперь уравнения баланса температур с учетом соотношений (31) и (36), получаем:

$$\frac{T_D}{T_e} = \frac{A_e F_D + \frac{9}{16} \frac{A_e T_e + A_D T_D}{\alpha(W_* - W_{\min} - 2A_e T_e)} \left(1 - \frac{W_{\min}}{W_*}\right)}{A_D F_e + \frac{9}{16} \frac{A_e T_e + A_D T_D}{\alpha(W_* - W_{\min} - 2A_e T_e)} \left(1 - \frac{W_{\min}}{W_*}\right)} \quad (37)$$

Это — квадратное уравнение относительно T_D , решая которое можно найти величину T_D/T_e . Для оценок, однако, можно пренебречь величиной $A_D T_D$ по сравнению с $A_e T_e$. Тогда

$$\frac{T_D}{T_e} \approx \frac{A_e F_D + \frac{9}{16} \frac{A_e T_e}{\alpha(W_* - W_{\min} - 2A_e T_e)} \left(1 - \frac{W_{\min}}{W_*}\right)}{A_D F_e + \frac{9}{16} \frac{A_e T_e}{\alpha(W_* - W_{\min} - 2A_e T_e)} \left(1 - \frac{W_{\min}}{W_*}\right)} \quad (38)$$

Как видно из (35), снижение T_e ниже 15—20 кэВ невозможно, поскольку иначе станет слишком малым коэффициент усиления Q . С другой стороны, T_D не должно превышать 15—20 кэВ, чтобы не

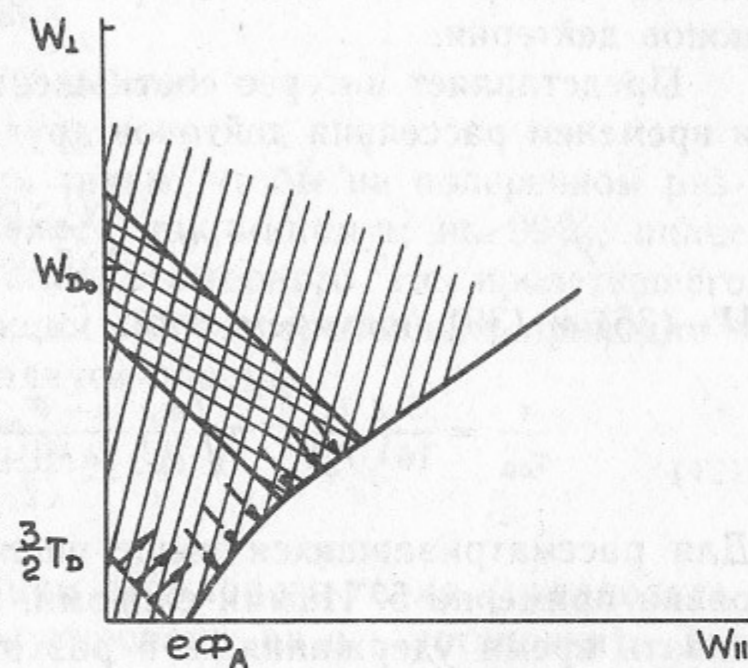
стал слишком большим поток нейтронов. Согласно (38), добиться уменьшения T_D можно, увеличивая A_D .

Как уже отмечалось, значение коэффициента A_D зависит от конкретной схемы открытой ловушки. Так, если мы имеем дело с простым пробкотроном, где потери ионов связаны с их рассеянием в конус потерь, коэффициент A_D меньше единицы. Это объясняется тем, что, в силу специфики кулоновских столкновений, рассеяние ионов с малой энергией идет наиболее быстро, и именно медленные ионы теряются в первую очередь. Если же мы имеем дело с амбиполярной ловушкой [9], где ионы центрального пробкотрона находятся в электростатической потенциальной яме, то, чтобы вылететь из ловушки, ион должен преодолеть потенциальный барьер высотой $e\Phi_A$ (Φ_A — удерживающий амбиполярный потенциал). При достаточно больших значениях Φ_A коэффициент A_D может быть заметно больше единицы ($A_D \approx \frac{e\Phi_A}{T_D} + \frac{1}{2}$). Некоторый интерес в смысле больших значений A_D может представлять газодинамическая ловушка, в которой $A_D \approx 2.5$ [10], но из-за необходимости поддержания большого магнитного поля на однородном участке в ней будет трудно создать большое пробочное отношение (которое требуется для обеспечения приемлемого продольного удержания).

Будем далее ориентироваться на амбиполярную ловушку. Полагая $e\Phi_A = 2T_D$, из (38) находим (при $T_e = 15$ кэВ, $A_e = 5$, $F_e = 0.65$, $F_D = 0.30$), что $T_D/T_e \approx 0.9$. Таким образом, даже в амбиполярной ловушке удастся добиться только близости T_D к T_e , но не сделать T_D в несколько раз меньше, чем T_e . При $T_e = 20 \div 25$ кэВ это приводит к росту нейтронного потока от DD-реакций и ставит под сомнение всю принятую нами концепцию. Но здесь может прийти на помощь то обстоятельство, что при низких температурах дейтонов, $T_D \leq 30 \div 40$ кэВ, основной вклад в DD-реакции вносят далекие «хвосты» функции распределения дейтонов, которые не удерживаются амбиполярным барьером. Можно показать, что при не очень больших пробочных отношениях, $R \leq 4$, функция распределения дейтонов обедняется в области высоких энергий вследствие «стока» частиц в пробку (ср. ситуацию с имеющей место в многопробочных ловушках, [11]). Графически ситуация иллюстрируется рис. 6.

Чтобы составить представление о возможной роли этого эффекта, заметим, что сечение DD-реакции аппроксимируется фор-

Рис. 6. К вопросу о влиянии рассеяния в конус потерь на форму функции распределения по энергии. Одиночной штриховкой показана область удержания в центральном пробкотроне амбиполярной ловушки, двойной штриховкой область, вносящая основной вклад в DD-реакции; штриховая линия определяется соотношением $W_{\parallel} + W_{\perp} = (3/2)T_D$ (дейтоны с тепловой энергией). Сплошными стрелками показана диффузия частиц из «тепловой» области, приводящая к отращиванию максвелловского «хвоста»; штриховой линией показаны потери быстрых частиц в конус ухода, вызывающие более быстрый (чем по закону $\exp(-W/T_D)$) спад функции распределения дейтонов при $W > e\Phi_A$.



мулой $\sigma_{DD}(W) \propto \exp\left(-\sqrt{\frac{W_D}{W}}\right)$, где $W_D \approx 2$ МэВ [6] (предэкспоненциальный множитель в приводимом грубом рассмотрении несуществен). Произведение σ_{DD} на максвелловскую функцию распределения дейтонов зависит от энергии как $\exp\left[-\left(\sqrt{\frac{W_D}{W}} + \frac{W}{T_D}\right)\right]$ (предэкспоненциальный множитель опять не пишем). Видно, что максимум этой функции достигается при

$$W = W_{D0} = T_D \left(\frac{W_D}{4T_D}\right)^{1/3} \gg T_D.$$

При $T_D = 20$ кэВ получим $W_{D0} = 2.9 T_D$, т. е. W_{D0} близка к высоте потенциального барьера, и можно ожидать достаточно больших потерь частиц из «хвоста» функции распределения^{*)}. Численные расчеты, выполненные Ю.А. Цидулко, показывают, что скорость реакции существенно падает, если максвелловская функция распределения «обрезана», начиная с $W' \leq 3T_D$. В частности, при $T_D = 20$ кэВ и $W' = 2 T_D$ скорость реакции падает в 3 раза (коэффициент ослабления $\xi = 1/3$).

^{*)} Еще более быстрое обрезание высокоэнергетического «хвоста» можно осуществить, добавив в плазму некоторое (малое) количество тяжелых примесей (см. [11]).

В целом, с учетом этого эффекта, ситуация кажется небезнадежной: даже при $T_D = 20$ кэВ можно обеспечить относительно низкий нейтронный выход путем удаления из системы быстрых ионов дейтерия.

Представляет интерес соотношение между временем удержания и временем рассеяния дейтронов друг на друге τ_{DD} [12],

$$\tau_{DD} = \frac{3\sqrt{2}\sqrt{m_p}T_D^{3/2}}{4\sqrt{\pi}n_D e^4 \Lambda_1} \quad (39)$$

Из (36) и (39) получаем, что

$$\frac{\tau}{\tau_{DD}} = \frac{3}{16} \left(\frac{T_e}{T_D} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \frac{(1 - W_{\min}/W_*)}{\alpha F(1 + 2\alpha)} \frac{A_e T_e + A_D T_D}{W_* - W_{\min} - 2A_e T_e} \quad (40)$$

Для рассматривавшихся выше численных примеров эта величина равна примерно 5. Иными словами, наша ловушка должна обеспечивать время удержания, в 5 раз превышающее время рассеяния ионов дейтерия друг на друге. При $e\Phi_A/T_D = 2$ такие требования к системе удержания представляются вполне реальными.

В справочных целях приведем еще формулу для отношения τ_{He}/τ . Из (36) имеем:

$$\frac{\tau_{He}}{\tau} = \frac{\alpha(W_* - W_{\min} - 2A_e T_e)}{A_e T_e + A_D T_D} \quad (41)$$

Численно $\tau_{He}/\tau \sim 1$.

5. ВАРИАНТ РЕАКТОРА.

Рассмотрим один из конкретных вариантов реактора. Положим удерживающее магнитное поле B на однородном участке равным 4 Тл, $\beta = 0.6$, $T_D = T_e = 20$ кэВ, энергию инжекции $W_* = 1.2$ МэВ, а $W_{\min} = 440$ кэВ. При $\alpha = 2\alpha_{opt} = 0.35$ получим плотность дейтронов

$$n_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$$

и плотность ${}^3\text{He}$:

$$n_{He} = 0.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$$

Объемная мощность реакции ${}^3\text{He}$, вычисленная по формуле (10), равна

$$q_f = 19 \text{ МВт/м}^3,$$

а мощность инжекции ${}^3\text{He}$, необходимая для поддержания найденной выше концентрации n_{He} равна

$$q_{inj} = 150 \text{ МВт/м}^3.$$

Радиус плазмы должен быть таким, чтобы на поперечном размере плазмы пучок ${}^3\text{He}$ ослаблялся как минимум на 99%, иначе придется использовать рекуперацию атомарного ${}^3\text{He}$, пролетевшего сквозь плазму. При угле инжекции 45° это требование приводит к следующему выражению для радиуса плазмы:

$$a = \frac{\ln 100}{2\sqrt{2}\kappa} \simeq \frac{1.6}{\kappa}, \quad (42)$$

где κ — обратная длина ионизации атомарного гелия (предполагается, что атомарные пучки сфокусированы на ось установки). Для захвата атома ${}^3\text{He}$ достаточно уже однократной ионизации, поэтому при вычислении κ учтем все процессы ионизации при столкновении ${}^3\text{He}^0$ с e^- , D^+ и ${}^3\text{He}^{++}$, а также все процессы захвата с перезарядкой.

Обратную длину ионизации можно вычислить из выражения

$$\kappa = n_D \left\{ (1 + 2\alpha) \frac{\langle \sigma_e^i v_e \rangle}{v_*} + \sigma_{D^+}^i + \alpha \frac{\langle \sigma_{He}^i v_{He} \rangle}{v_*} \right\}, \quad (43)$$

где $v_* = \sqrt{\frac{2W_*}{m_{He}}}$, а величины σ^i представляют собой полные сечения образования положительных ионов в столкновениях ${}^3\text{He}^0$ с соответствующими частицами (при вычислениях для реакций интересующих нас изотопов использовались данные [13]). Сечения обдирки гелия на дейтерии, а также эффективные сечения ионизации ${}^3\text{He}^0$ на ${}^3\text{He}^{++}$ и электронах, в зависимости от энергии инжекции W_* приведены на рис. 7 и 8. Процессами ионизации с первоначальным возбуждением пренебрегаем.

При $n_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ из (42) и (43) находим радиус плазмы в реакторе:

$$a \simeq 0.75 \text{ м.}$$

Отношение радиуса плазмы к ларморовскому радиусу $r_{L, He}$ ионов ${}^3\text{He}^{++}$ с энергией 1.2 МэВ в магнитном поле $B\sqrt{1-\beta}$ равно

$$a/r_{L, He} \simeq 20$$

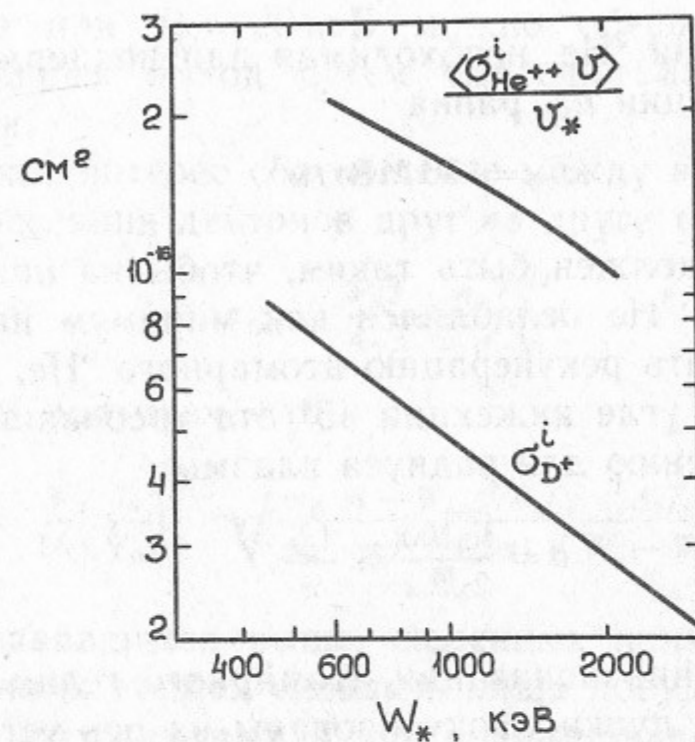


Рис. 7. Сечение образования положительных ионов при прохождении пучка ${}^3\text{He}^0$ в дейтериевой плазме ($\sigma_{D^+}^i$) при $T_D \ll W_*$, эффективное сечение ионизации гелиевого пучка, проходящего через захваченные ионы ${}^3\text{He}^{++}$, с учетом их распределения по энергиям (16) и углам.

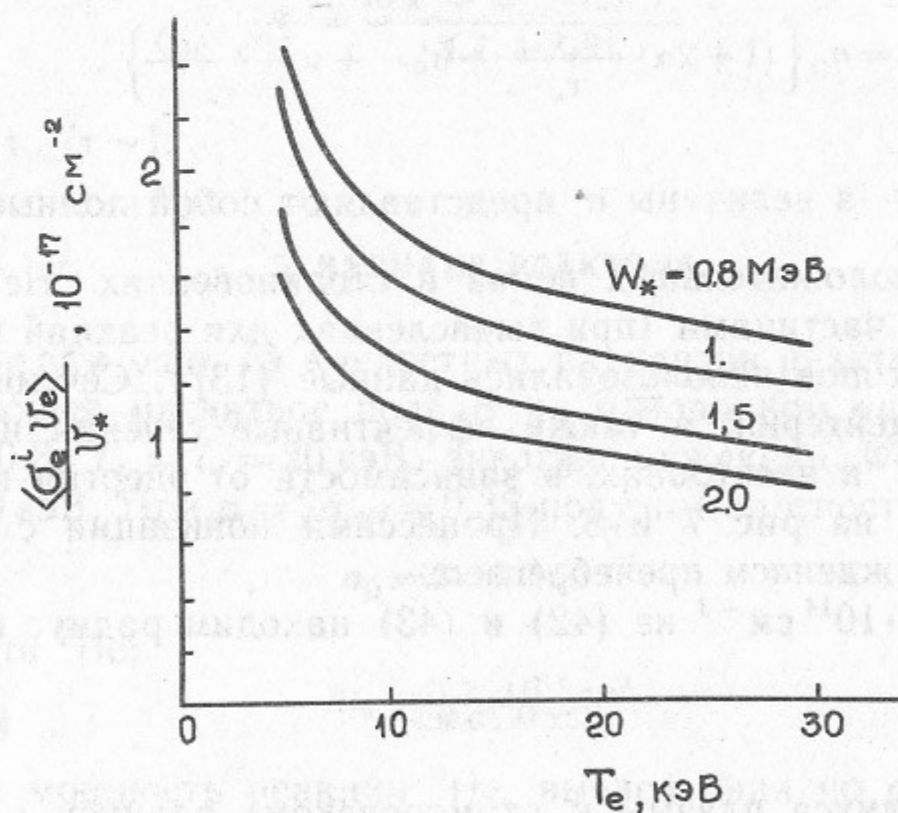


Рис. 8. Эффективное сечение ионизации пучка ${}^3\text{He}$ электронами плазмы в зависимости от температуры плазмы и энергии пучка.

($r_{L, He}$ вычисляем по полной энергии ионов, без учета наклонной инжекции). Большое значение параметра $a/r_{L, He}$ благоприятно в смысле снижения вероятности наличия в системе микронеустойчивостей, которые могли бы приводить к аномально быстрому рассеянию ${}^3\text{He}$ в конус потерь. Благоприятной в этом отношении является и наклонная инжекция.

Для ионов дейтерия отношение a/r_{LD} еще больше (≈ 60), что должно гарантировать достаточно хорошее поперечное удержание плазмы.

Мощность термоядерной реакции, приходящаяся на единицу длины системы ($\pi a^2 q_f$) равна 32 МВт/м, т. е. для реактора с полной выделяемой мощностью

$$P_f = 1 \text{ ГВт}$$

длина должна быть равна

$$L \approx 30 \text{ м.}$$

Надо помнить, что из-за относительно малого значения Q ($Q \approx 0.2$) полная вводимая в плазму мощность должна составлять

$$P = 5.0 \text{ ГВт.}$$

Если всю эту мощность вводить посредством инжекции атомов He с энергией 1.2 МэВ, то ток инжекции на единицу длины системы должен составлять 60 А/м, что не кажется нереальным при указанном выше размере плазмы.

В заключение раздела коснемся вопроса об удалении замедлившихся ионов ${}^3\text{He}^{++}$ и проблем рекуперации энергии. Удалять замедлившиеся до энергии W_{\min} ионы ${}^3\text{He}^{++}$ можно, например, с помощью техники «дрейфовой откачки», предложенной Болдуином [14]. Суть предложения Болдуина состоит в том, чтобы воздействовать на плазму в соленоиде неосесимметричным возмущением магнитного поля, имеющим частоту, равную либо частоте продольных колебаний ионов нужного типа, либо дрейфовой частоте этих ионов (в нашем случае речь должна идти о ионах ${}^3\text{He}^{++}$ с энергией W_{\min} и с питч-углом 45°). Резонансное воздействие обеспечит быструю радиальную диффузию нужных ионов. На некотором радиусе, большем радиуса основной плазмы, можно создать диверторную конфигурацию магнитного поля и собирать попадающие туда ионы ${}^3\text{He}^{++}$ с энергией W_{\min} . Разумеется, в диверторе должен иметься рекуператор с **высоким** КПД.

Если задача удаления замедлившихся ионов ${}^3\text{He}^{++}$ окажется

слишком сложной, от этого можно будет вообще отказаться, так как удаление ионов приводит к улучшению энергетических характеристик реактора лишь на 20—30%.

При $T_e = 20$ кэВ энергия ионов дейтерия, вылетающих на поверхность торцевого рекуператора, будет равна примерно 100 кэВ. Это означает, что при мощности 2.5 ГВт, вытекающей через каждую из пробок, ток ионов на рекуператор будет составлять примерно 23 кА. Принять такой ток можно, по-видимому, на площадь 300 м^2 , т. е. диаметр торцевой поверхности рекуператора должен быть равен примерно 20 м. При КПД рекуператора 97% на единице его поверхности будет выделяться тепловая мощность около 230 кВт/м^2 , снятие которой не кажется нереальным. Правда, на те элементы рекуператора, которые будут экспонироваться прямо под исходным (не заторможенным) потоком, поток энергии будет в 30 раз выше.

Как видно из приведенных выше оценок, полный поток дейтерия, который должен вводиться в установку для поддержания стационарного состояния, равен $4.7 \cdot 10^4$ экв.А, т. е. примерно $2.7 \cdot 10^{23}$ атомов в секунду. Если вводить дейтерий в виде замороженных крупинок с диаметром 3 мм, то это требует инъекции примерно 200 крупинок в секунду, что само по себе не представляет принципиальных трудностей и к тому же позволяет симметризовать возмущающее воздействие крупинок на плазму путем использования нескольких инжекторов, распределенных по азимуту.

В заключение раздела суммируем в таблице основные параметры гипотетического $D^3\text{He}$ -реактора на основе амбиполярной ловушки.

Вакуумное магнитное поле, B	4 Т
β	0.6
Плотность дейтерия, n_D	$2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$
Плотность захваченного гелия, n_{He} (при $\alpha = 0.35$)	$0.7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$
Температура плазмы, $T_e = T_D$	20 кэВ
Мощность ядерного энерговыделения, q_i	19 МВт/м^3
Мощность образования нейтронов*) (2.45 МэВ)	0.007 МВт/м^3
Мощность образования нейтронов*) (14.6 МэВ)	0.003 МВт/м^3
Скорость образования трития	0.20 г/сутки
Радиус плазмы, a	0.75 м
Радиус первой стенки, R	1.5 м
Нейтронный поток на стенку	0.001 МВт/м^2
Длина центрального пробкотрона, L	30 м

Полное ядерное энерговыделение, P_f	1 ГВт
Плазменное усиление, Q	0.2
Мощность инъекции нейтралов ^3He	7.9 ГВт
Энергия инжектируемых нейтралов, W_*	1.2 МэВ
Энергия «выбрасываемых» ионов $^3\text{He}^{++}$, W_{min}	0.44 МэВ
Инжекция твердого дейтерия ($\varnothing 3 \text{ мм}$)	200 крупинок/с
Диаметр приемника рекуператора	20 м
Ток на рекуператор	23 кА

*) С учетом коэффициента $\xi = 1/3$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги проведенного в статье предварительного анализа и перечислим достоинства (пока лишь потенциальные) и недостатки (определенно существующие) рассмотренной схемы термоядерного реактора.

Главное достоинство реактора состоит в его исключительно низкой радиоактивности, достигаемой посредством использования относительно холодной дейтериевой мишени: в нейтронах выделяется от силы 0,1% мощности ядерных реакций, тогда как в реакторе на DT-топливе нейтроны несут в себе около 80% мощности.

Второе достоинство мишенного варианта — возможность обеспечить высокий уровень удельной мощности при относительно низком давлении плазмы и, соответственно, при весьма умеренных требованиях к удерживающему магнитному полю.

Третье достоинство, прямо следующее из второго, — компактность реактора (длина однородного участка магнитного поля 30 м при ядерной мощности 1 ГВт).

Четвертое достоинство — относительно мягкие требования к параметрам мишенной плазмы в соленоиде (низкая температура, большое число ионных ларморовских радиусов, укладываемых на размере плазмы), что дает основания надеяться на отсутствие аномального поперечного переноса.

Главный недостаток нашей схемы реактора — малое значение коэффициента усиления Q (в диапазоне от 0.1 до 0.3). Чтобы в таких условиях установка могла быть источником энергии для внешних потребителей, необходим очень высокий КПД всех систем реактора. В особенности это относится к рекуператорам энергии, вытекающей через концы установки. В реакторе рассматриваемого

типа их КПД должен превышать, как минимум, 90% (а лучше, если он будет 97%). При этом мощность, принимаемая в каждый из двух концевых рекуператоров будет составлять (для описанного в разделе 5 варианта реактора) ~ 3 ГВт. Столь жесткие требования к рекуператорам и заставляют нас сегодня относиться ко всей описанной схеме как к научно-фантастической.

С другой стороны, возможность создания рекуператоров с высоким КПД не противоречит основным физическим принципам. Тем самым остаются надежды на появление таких рекуператоров в будущем. Облегчает решение этой задачи тот факт, что на поверхности рекуператора почти весь поток энергии будет переноситься ионами (которые будут ускоряться до энергии $(5 \div 6) T_e$ в заправочной области) с относительно малым энергетическим разбросом. Малость энергетического разброса будет особенно ощутимой при использовании амбиполярного удержания с $e\Phi_A \sim 2T_D$.

Улучшить перспективы рассматриваемой схемы может также развитие физики открытых ловушек в направлении создания таких схем ловушек, в которых можно было бы обеспечить заметный отрыв температуры электронов от температуры дейтонов и, кроме того, еще более снизить энергетический разброс теряемых из ловушек ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин Д.В. В сб.: Вопросы теории плазмы, вып.5, М.:Госатомиздат, 1967, с.439.
2. Wittenberg L.J., Santarius J.F., Kulcinski G.L. Fusion Technol., 1986, v.10, p.167.
3. Kulcinski G.L. Paper Presented at the 8-th ANS Conference, Salt Lake City, October, 1988.
4. Головин И.Н., Костенко В.В., Хвезюк В.И., Шабров Н.В. Письма в ЖТФ, 1988, т.14, вып.20, с.1860.
5. Рютов Д.Д. УФН, 1988, т.154, с.565.
6. Путвинский С.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. М.: ЦНИИАтоминформ., 1988, вып.2, с.3.
7. Трубников Б.А. В сб.: Вопросы теории плазмы, вып.1. М.: Госатомиздат, 1963, с.98.
8. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах.—М.: Мир, 1967.
9. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишеневский М.Е. Физика плазмы, 1976, т.2, с.597.
10. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, вып.1, с.57.
11. Васильев Ю.В., Рютов Д.Д. Журн. прикл. механ. и техн. физ., 1978, вып.3, с.18.

12. Брагинский С.И. В сб.: Вопросы теории плазмы, вып.1, М.: Госатомиздат, 1963, с.183.
13. Barnett C.F. et al. Atomic Data for Controlled Fusion Research, 1977, ORNL-5206, v.1, v.2.
14. Baldwin D.E. Course and Workshop of Varenna School on Plasma Physics, 1983, v.1, p.109.

типа на КИД должен превышать, как минимум, 20% от суммарной энергии, выделяемой в реакторе. При этом масса топлива должна быть не менее 100 г. В настоящее время в институте ведутся работы по созданию реактора на смеси D³He. В этом реакторе в качестве топлива используется смесь D³He, которая вступает в реакцию с нейтронами, выходящими из реактора. В результате реакции выделяется энергия, которая используется для нагрева теплоносителя. Теплоноситель циркулирует в замкнутом контуре, и его температура повышается. Затем теплоноситель поступает в теплообменник, где отдает тепло воде, которая превращается в пар. Пар используется для вращения турбины, которая генерирует электричество. Таким образом, реактор на смеси D³He является источником энергии для производства электроэнергии.

Б.А. Князев, Д.Д. Рютов

Слаборadioактивный термоядерный реактор открытого типа на смеси D³He

Улучшить параметры реактора можно, если использовать в качестве топлива смесь D³He. В этом случае реакция будет происходить при более низких температурах, что позволит использовать в качестве теплоносителя воду. Кроме того, реакция D³He + n имеет очень малый порог срабатывания, что позволяет использовать реактор в качестве источника энергии для питания небольших устройств.

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 5 января 1989 г.
Подписано в печать 13.02.1989 г. МН 10051
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 11

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.