

О возможности использования $D-T$ смеси с низкой концентрацией трития, сжатой с помощью импульсной установки большой мощности

© М.В. Федулов

(Поступило в Редакцию 27 июля 2001 г.)

Рассмотрена возможность распространения термоядерного горения в дейтериевом пинче с небольшой примесью трития ($\sim 0.5\%$). Оценены необходимые параметры пинча и величина тока, создаваемого импульсной установкой большой мощности.

Введение

Неуклонное возрастание величины тока при создании новых импульсных генераторов большой мощности позволяет надеяться в обозримом будущем на достижение параметров, достаточных для зажигания и поддержания термоядерного горения с приемлемым соотношением между затратами и полученной энергией. В проводившихся ранее расчетах распространения термоядерного горения [1–10] обычно предполагалась равнокомпонентная смесь дейтерия и трития. Вместе с тем представляет интерес рассмотрение смеси с концентрацией трития, соответствующей возможности его полного воспроизводства. Поскольку отношение скорости реакции $d + d \rightarrow p + t$, которую обозначим через S_p , к скорости реакции $d + t \rightarrow n + He_4$ (S_t) в диапазоне температуры 20–40 keV изменяется приблизительно от 0.005 до 0.01 [11], имеет смысл рассматривать $d-t$ смесь с содержанием трития от 0.5 до 1%. Во избежание недоразумения следует уточнить, что здесь и ниже под скоростью реакции подразумевается $\langle \sigma v \rangle$ — усредненное произведение сечения и относительной скорости частиц. Ниже для смеси с низким содержанием трития (СНКТ) будут предложены некоторые оценочные соотношения между значениями параметров сжатой плазмы (пинча), необходимыми для распространения горения при условии достижения необходимой температуры в некоторой части пинча.

Оценка произведения плотности на радиус для топлива с низкой концентрацией трития.

Расчеты показали [5–10], что для распространения горения по сжатому шнуру равнокомпонентной $D-T$ смеси достаточная величина произведения его плотности ρ_c на радиус r_c равна приблизительно 0.25–0.5 g/cm². Обозначим это произведение через λ_r и оценим его величину для СНКТ. Поскольку для дальнейшего понадобится качественная связь между $\lambda_r = \rho_c r_c$ и концентрацией трития c_t , то имеет смысл воспроизвести краткий вывод зависимости λ_r от температуры T той части зоны горения, которая определяет нагревание холодной плазмы перед фронтом термоядерной волны. При

низком обогащении топлива выделение передней части зоны горения (ПЗГ) существенно потому, что в ней следует пренебречь вкладом реакции $d + He_3 \rightarrow p + He_4$ с энергосвободением 18.3 MeV, так как период накопления $He_3 \tau_g = 1/S_g n_d$ (S_g — скорость реакции) велик по сравнению с отношением размера ПЗГ δ_z к скорости волны горения $v_b \cong 10^8 T^{1/2}$ cm/s (здесь и ниже температура выражена в keV, энергия частиц — в MeV, ток J — в МА, а остальные величины, если не оговорено, в СГС). Большая длительность периода накопления He_3 означает, что

$$\lambda_z = \rho \delta_z \ll 3 \cdot 10^{16} T^{1/2} / S_g(T) \text{ g/cm}^2. \quad (1)$$

Левая часть неравенства (1) по порядку величины близка к λ_r , т.е. как будет видно ниже, равна нескольким g/cm², в то время как правая часть, в диапазоне 20–40 keV, монотонно уменьшаясь с температурой, равна при $T = 40$ keV приблизительно 55 g/cm². Отметим, что величина τ_g даже при $T = 40$ keV равна $\sim 100/\rho$ ns, так что при $\rho > 100$ g/cm³ τ_g не превышает времени существования пинча и при расчете полного энергосвобода вклад реакции $d + He_3 \rightarrow p + He_4$ следует учитывать.

Предположим, что ПЗГ однородна по температуре, а отношение ее средней (точнее, эффективной) плотности ρ к ρ_c не меняется со временем. Будем далее считать, что количество энергии, теряемой в единицу времени через единицу площади ПЗГ вследствие радиального расширения и нагревания топлива перед фронтом волны, равно $k_0(T)\rho$, где коэффициентом k_0 определяется зависимость энергопотерь в ПЗГ от T . Предполагая также постоянным (точнее, не зависящим от c_t) отношение r_p и эффективного радиуса расширяющейся в радиальном направлении зоны горения ($\sim 2V/S$, V и S — объем и площадь поверхности ПЗГ), найдем, что величина λ_r с точностью до постоянного множителя определяется выражением

$$\lambda_r = \text{const} \cdot k_0(T) \rho^2 / \left(\sum S_{ij} n_i n_j \varepsilon_{ij} - W_r \right), \quad (2)$$

где n_i — плотность ядер i -го сорта; S_{ij} — скорости реакций; ε_{ij} — часть энергии реакции, оставляемая быстрыми частицами в ПЗГ; W_r — мощность тормозного излучения из единицы объема, пропорциональная ρ^2 .

Выражение (2) зависит только от T , $a = \text{const}$ можно определить из опубликованных ранее расчетов для

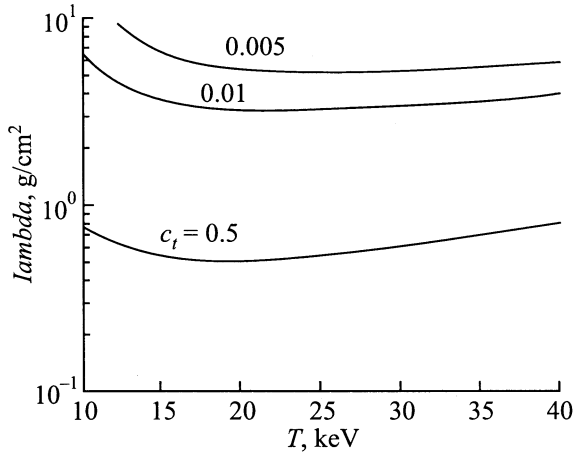


Рис. 1. Зависимость $\lambda_r = \rho_c r_c$ от температуры для различных концентраций трития c_t .

равнокомпонентной смеси. Поскольку потери энергии в основном определяются давлением и скоростью разлета, то можно приближенно принять, что величина k_0 пропорциональна $T^{3/2}$, и это позволяет оценить относительную зависимость λ_r от T для различных концентраций трития.

Ниже будем считать, что минимуму кривой $\lambda_r(T)$ (при $T = T_m$) для равнокомпонентной смеси соответствует величина 0.5 g/cm^2 , причем расчеты произведены в предположении, что вся энергия α -частицы, возникающей при $d-t$ -реакции, остается в ПЗГ либо идет на нагревание топлива перед фронтом волны, в то время как нейтрон без потери энергии покидает плазму. На рис. 1 приведена зависимость λ_r от T , рассчитанная в перечисленных выше предположениях и в предположении прозрачности среды для тормозного излучения. Напомним, что левая ветвь зависимости λ_r от T неустойчива: при смещении температуры в сторону ее увеличения она поднимается до T_m , а при уменьшении T горение прекращается.

Для расчета зависимости λ_r от T в низкообогащенном топливе необходимы значения ε_{ij} как для $d-t$, так и для $d-d$ -реакций. При этом надо иметь в виду, что (как будет видно из результатов расчетов, приведенных ниже) минимальное значение λ_r должно повыситься по сравнению с равнокомпонентной смесью по крайней мере на порядок. Покажем, что независимо от длины замедления заряженных частиц, связанного со столкновениями с полевыми частицами, вся их энергия остается в ПЗГ вследствие замагничности. Действительно, для максимального отношения ларморовского радиуса r_L быстрой заряженной частицы к радиусу пинча r_p имеем

$$r_L/r_p = 0.7(AE)^{1/2}/J, \quad (3)$$

где A и E — атомный вес и энергия частицы в MeV, J — ток через пинч.

Поскольку в случае СНКТ речь может идти только о величине по крайней мере в несколько десятков МА, то отношение r_L/r_p должно быть малым.

Полное сечение столкновения σ_n (в дейтерии) $d-d$ -нейтрона с $E = 2.45 \text{ MeV}$ около $6b$ [12], т.е. отношение его свободного пробега к r_p , равно

$$I_n/r_p = 3.3/\sigma_n \lambda_r \cong 0.5/\lambda_r. \quad (4)$$

Таким образом, при значениях λ_r , равных нескольким g/cm^2 , можно считать, что нейтрон, возникающий в реакции $d + d \rightarrow \text{He}_3 + n$, полностью отдает свою энергию плазме. Более сложен и важен вопрос, связанный с замедлением $d-t$ -нейтрона ($E = 14.1 \text{ MeV}$). Согласно [12], при $E > 4 \text{ MeV}$ величина σ_n при увеличении E резко снижается, так что вероятность первого столкновения нейтрона может оказаться сравнительно небольшой. Вместе с тем, поскольку при столкновении с дейтоном нейтрон теряет в среднем почти половину своей энергии, вероятность последующих столкновений резко возрастает, так что для грубой верхней оценки можно считать, что доля энергии, оставляемой в плазме пинча $d-t$ -нейтроном, близка к вероятности его первого столкновения.

На рис. 1 кроме $c_t = 0.5$ приведена зависимость λ_r от T еще для двух концентраций трития. Расчеты проведены в предположении, что сечение столкновения $d-t$ -нейтрона равно одному барну. Согласно результатам расчетов, уменьшение концентрации трития на два порядка приводит к необходимости увеличить λ_r более чем на порядок, хотя значение T_m увеличивается слабо — приблизительно с 18 до 24 кэВ. При этом отношение скоростей $d-d$ и $d-t$ -реакций увеличивается всего лишь с 0.010 до 0.012 и, несмотря на уменьшение c_t , основной вклад в нагревание ПЗГ дает по-прежнему $d-t$ -реакция, что в значительной степени связано со вкладом нейтрона. При сечении, равном $1b$, отношение пробега к радиусу пинча равно $\sim 3/\lambda_r$, т.е. r_p примерно вдвое превышает пробег. Возможно, более детальные расчеты покажут, что оценка вклада $d-t$ -нейтрона несколько завышена. Пока лишь можно добавить, что расчеты с σ_n , равным $0.5b$, не привели к принципиальному изменению результата (минимальное значение λ_r возросло всего на 14%).

Следует также отметить, что вследствие уменьшения концентрации трития заметную роль приобретают потери энергии на тормозное излучение. Если при $c_t = 0.5$ только 4% энергии, оставляемой в ПЗГ α -частицами, теряется вследствие излучения, то при $c_t = 0.005$ теряется около четверти энергии, оставляемой быстрыми частицами. При этом, несмотря на увеличение размеров ПЗГ, она по-прежнему прозрачна для тормозного излучения, поскольку отношение r_p к среднему пробегу l_r в дейтерии равно

$$r_p/l_r \cong 0.1\lambda_r^2/r_p T^{7/2}, \quad (5)$$

так что при $\lambda_r = 6 \text{ g/cm}^2$ и $T = 20 \text{ keV}$ получим $r_p/l_r \cong 10^{-4}/r_p$.

Величина тока и энергетический выход

Попытаемся теперь найти соотношение между количеством $D-T$ смеси, приходящейся на единицу длины шнура, и величиной тока J , который необходим для создания равновесного пинча с нужными параметрами. Если иметь в виду воспроизводство трития, т.е. иными словами, энерговклад $d-t$ реакции получать практически только за счет того трития, который образуется при реакции $d + d \rightarrow t + p$, то речь может идти лишь о достаточно высокой степени выгорания — не менее 10%. Поскольку при исчезновении шести дейтронов с учетом вклада реакции $d + He_3 \rightarrow p + He_4$ выделяется 43.25 MeV [13], то при 10%-ном выгорании каждый сантиметр шнура выделит ~ 35 MGJ, где M — погонная масса в г/см. При этом необходимо сжать плазму до

$$r_p = M/\pi\lambda_r \text{ см} \quad (6)$$

и соответственно увеличить плотность до $\rho_c = \pi\lambda_r^2/M \text{ г/см}^3$. Принимая величину λ_r , равной 6 г/см^2 , получим, что даже для $M = 0.1 \text{ г/см}$ диаметр пинча должен быть равным $\sim 100 \mu\text{м}$, а плотность $\rho_c \cong 1 \text{ г/см}^3$.

При столь сильном сжатии плазмы ее температура T_c может оказаться весьма высокой. Тогда для определения величины тока J , необходимого для поддержания равновесия, можно использовать уравнение идеального газа. Предполагая пространственную независимость температуры, имеем широко известное соотношение

$$J = 440(MT_c)^{1/2} \text{ МА}, \quad (7)$$

так что, например, если при сжатии топлива с массой $M = 0.1 \text{ г/см}$ оно нагреется лишь только до $T_c = 0.5 \text{ keV}$, то для удержания пинча потребуется ток $J \cong 100 \text{ МА}$. Вместе с тем уменьшение величины M с целью уменьшить ток и полное энергосодержание при одном выстреле крайне затруднительны ввиду необходимости сжимать топливо до крайне малого значения r_p .

Отметим, что при сжатии твердого дейтерия (с плотностью $\rho_0 = 0.16 \text{ г/см}^3$) начальный радиус по крайней мере больше, чем $r_0 = (M/\pi\rho_0)^{1/2}$, т.е. сжатие до $r = r_p$ требует увеличения индуктивности на величину, большую, чем

$$\begin{aligned} L_* &= 2 \ln(r_0/r_p) = 2 \ln((\pi/\rho_0 M)^{1/2} \lambda_r) \\ &\cong 2 \ln(4.4 \lambda_r / M^{1/2}) \text{ нН/см}. \end{aligned} \quad (8)$$

(при $\lambda_r = 6 \text{ г/см}^2$ и $M = 0.1 \text{ г/см}$ получим $L_* \cong 9 \text{ нН/см}$).

При этом увеличение магнитной энергии вследствие сжатия, равное $E_H = L_* J^2 / 2 \text{ кДж/см}$, существенно превышает содержащуюся в пинче тепловую энергию $E_r = 0.75 J^2 \text{ кДж/см}$.

Возможность уменьшения J и E_T путем снижения T_c ограничена вырождением электронного газа. Рассмотрим предельный случай. Если при значении T_c (выраженном

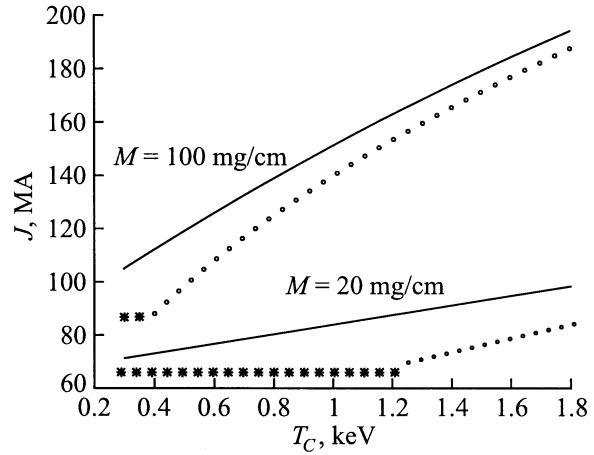


Рис. 2. Величина тока, необходимая для удержания топлива, нагретого до температуры T_c . $\circ \circ \circ$ — приближение идеального газа, $* * *$ — вырожденный электронный газ, сплошные кривые — приближение ТФП; $\lambda_r = 6 \text{ г/см}^2$.

в энергетических единицах), малом по сравнению с энергией Ферми ε_F (для дейтерия $\varepsilon_F = 16\rho_c^{2/3} \text{ eV}$), учитывать только давление вырожденного электронного газа, то для дейтерия будем иметь

$$P = 3.16\rho_c^{5/3} \text{ Мбар} \quad (9)$$

и для величины тока, необходимого для поддержания равновесия, можно получить

$$J \cong 18M^{5/6}/r_p^{2/3} \cong 39\lambda_r^{2/3}M^{1/6} \cong 130M^{1/6} \text{ МА}. \quad (10)$$

Таким образом, при любой сколь угодно низкой температуре необходим ток, превосходящий правую часть уравнения (10) (для $M = 0.1 \text{ г/см}$ $J > 87 \text{ МА}$). Заметим, что для равнокомпонентной $D-T$ смеси (при $\lambda_r = 0.5 \text{ г/см}^2$) минимальная величина тока равна $25M^{1/6} \text{ МА}$ (для $M = 0.1 \text{ г/см}$ $J > 17 \text{ МА}$). Если же в качестве опорного значения в минимуме кривой $\lambda_r(T)$ для равнокомпонентного топлива использовать не 0.5 г/см^2 , а вдвое меньшую величину (т.е. вдвое уменьшить $\text{const } k_0(t)$ в формуле (2)), то расчетная величина $\lambda_r(T)$ для топлива с $c_t = 0.005$ также снизится примерно вдвое (влияние величины λ_r на долю энергии, оставляемой $d-t$ нейтроном, невелико). Таким образом, величина λ_r в минимуме в случае $c_t = 0.005$ снизится до $\sim 3 \text{ г/см}^2$. При таком предположении и $M = 0.1 \text{ г/см}$ минимальное значение тока при низкой температуре упадет для равнокомпонентного топлива до 10 МА , а для топлива с $c_t = 0.005$ — до 55 МА .

Асимптотические выражения (7) и (10) дают достаточную точность для грубой оценки тока. Вычисления с использованием модели ТФП [14] для расчета зависимости давления от температуры и плотности не привели к кардинальному увеличению необходимой величины тока (рис. 2).

Заключение

Оценки показали, что достижение тока в 100–200 МА может позволить получить термоядерную волну горения в топливе, состоящем практически из одного дейтерия. Наиболее сложная проблема, по-видимому, возникает при сжатии возможно меньшего количества топлива до необходимого размера.

Автор признателен С.Л. Недосееву за предложение темы.

Список литературы

- [1] Fuller A.L., Gross R.A. // Phys. Fluids. 1968. Vol. 11. N 3. P. 534–544.
- [2] Chu M.S. // Phys. Fluids. 1972. Vol. 15. N 3. P. 13–22.
- [3] Настоящий А.Ф. // Атомная энергия. 1972. Т. 32. № 1. С. 45–47.
- [4] Настоящий А.Ф., Шевченко Л.П. // Атомная энергия. 1972. Т. 32. № 6. С. 451–455.
- [5] Cernukha V.V., Fedulov M.V. // 8th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Prague. 1977. Vol. 11. P. 170.
- [6] Федулов М.В., Чернуха В.В. Препринт ИАЭ. № 2939. 1978. С. 1–17.
- [7] Аврорин Е.Н. и др. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 3. С. 514–521.
- [8] Вихрев В.В., Иванов В.В. // Препринт ИАЭ. № 4161/6. 1984. С. 1–12.
- [9] Вихрев В.В., Иванов В.В. // ДАН СССР. 1985. Т. 282. № 5. С. 1106–1109.
- [10] Иванов В.В., Федулов М.В., Чернуха В.В. Препринт ИАЭ. № 4572/8. 1988. С. 1–17.
- [11] Козлов Б.Н. // Атомная энергия. 1962. Т. 12. № 3. С. 238–240.
- [12] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 1–1232.
- [13] Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерционный термоядерный синтез. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 1–301.
- [14] Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Препринт ИПМ АН СССР. 1975. С. 1–73.