16

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Г.Е.Векштейн, П.З.Чеботаев

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТЕНОЧНОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

ПРЕПРИНТ 80-42

Новосибирск

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТЕНОЧНОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Г.Е.Векштейн, П.З.Чеботаев

Возникший в последние годы интерес к исследованию свойств плазмы высокого давления ($\beta = 8\pi n T/H^2 \gg 1$) связан с появлением ряда предложений по использованию такой плазмы в работах по управляемому термоядерному синтезу [I,2] . Речь идет об удержании плазмы в длинных соленоидах, когда роль магнитного поля сводится только к подавлению теплопроводности плазмы, а радиальное ее равновесие обеспечивается за счет контакта плазмы с жесткими стенками. Отсюда происходит и название - "стеночное" или "немагнитное" удержание плазмы. Привлекательность этого способа удержания состоит в существенном снижении требований к напряженности магнитного поля, что особенно важно для плазмы с высокой плотностью $n \gg 10^{17}$ см$^{-3}$, при магнитном удержании которой ($H^2/8\pi \gtrsim nT$, $T \sim 10^4$ эВ) необходимы уже мегагауссные магнитные поля.

Эта, довольно очевидная, возможность обсуждалась еще в самом начале термоядерных исследований. Однако при переходе к высоким плотностям и, соответственно, малым временам удержания (критерий Лоусона $\tau_L \gtrsim 10^{14}/n$) для нагрева плазмы необходимы импульсные источники энергии большой мощности, которых в то время не было, и поэтому интерес к стеночному удержанию плазмы возродился лишь в 70-е годы. Сейчас плазму с плотностью $n \sim 10^{17} \div 10^{18}$ см$^{-3}$ можно нагревать пучками заряженных частиц или излучением CO_2лазера, распространяющимися вдоль магнитного поля. Еще более плотную плазму с $n \gtrsim 10^{20}$ см$^{-3}$ предполагается получать при ее адиабатическом сжатии и нагреве металлическим лайнером. Так что сегодня стали уже актуальными детальные проработки термоядерного реактора, основанного на стеночном удержании плазмы. Необходимой их частью являются численные расчеты поведения плазмы. Поэтому нам кажется полезным описать здесь физические принципы и численные методы, использованные ранее [3,4] для численного моделирования динамики нагрева и остывания плазмы с $\beta \gg 1$.

Плазму считаем помещенной в бесконечно длинную цилиндрическую трубу радиуса R и обладающей аксиальной симметрией, так что система описывается следующими параметрами: плотность $n_e = n_i = n(r,t)$, температура $T(r,t)$ [1)], радиальная скорость течения плазмы $v(r,t)$, продольное магнитное поле $H(r,t)$. Так как представляющие интерес времена удержания плазмы существенно превышают звуковое время R/c_s (c_s – скорость звука), то инерцией можно пренебречь и считать плазму находящейся в механическом равновесии в каждый момент времени:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(2nT + \frac{H^2}{8\pi}\right) = 0 \qquad (1)$$

Здесь следует отметить, что хотя в основном объеме плазмы магнитное давление мало $H^2/8\pi \ll 2nT$, в пристеночной области его необходимо учитывать, т.к. там магнитное поле может резко возрастать (см.ниже). Скорость плазмы определяется теперь из уравнения непрерывности:

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv) = 0 \qquad (2)$$

Уравнение эволюции магнитного поля удобно записать так:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{H}{n}\right) = \frac{1}{nr}\frac{\partial}{\partial r} r\left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_\perp}\frac{\partial H}{\partial r} + \frac{c\beta_\wedge^{uT}}{en}\cdot\frac{\partial T}{\partial r}\right) \qquad (3)$$

В правой его части наряду с обычной магнитной вязкостью учитываются термоэлектрические эффекты (эффект Нернста), играющие важную роль в плазме с большим β. Здесь и в дальнейшем используются обозначения, принятые в обзоре [5]. В уравнении переноса тепла

$$3n\frac{dT}{dt} - 2T\frac{dn}{dt} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r\left(\varkappa_\perp\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{cT\beta_\wedge^{uT}}{4\pi ne}\cdot\frac{\partial H}{\partial r}\right) + \frac{c\beta_\wedge^{uT}}{4\pi en}\cdot\frac{\partial H}{\partial r}\cdot\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{c^2}{16\pi^2\sigma_\perp}\left(\frac{\partial H}{\partial r}\right)^2 + Q_H - Q_r \qquad (4)$$

---

1) Температуры электронов и ионов плазмы остаются равными, т.к. время их выравнивания меньше лоусоновского.

первый член в правой части связан с тепловым потоком из-за теплопроводности плазмы и протекающего в ней тока, два следующих учитывают тепловыделение вследствие сил трения между электронами и ионами, а величины Q_H и Q_r – соответственно объемные мощности нагрева и излучения из плазмы. Последнее складывается из тормозного излучения Q_T (кэВ/см^{3}сек) $= 3{,}16\cdot10^{-15}\, n^2(\text{см}^{-3})T^{1/2}(\text{кэВ})$ и рекомбинационного Q_p (кэв/см^{3}сек) $= 1{,}02\cdot10^{-16}\, n^2(\text{см}^{-3})T^{-1/2}(\text{кэВ})$. Отметим, что при интересующих нас параметрах плазмы вклад рекомбинационного излучения в полные радиационные потери мал. Излучение плазмы считается незапертым и свободно уходящим из плазменного объема. В то же время физически очевидно, что из-за излучения температура плазмы не может стать ниже температуры стенки T_w, что учитывалось введением некоторого "обрезающего" множителя:

$$Q_r\left(\frac{\text{кэв}}{\text{см}^3\text{сек}}\right) = 3{,}16\cdot10^{-15}\, n^2(\text{см}^{-3})\,T^{1/2}(\text{кев})\left[1 + \frac{3{,}24\cdot10^{-2}}{T(\text{кев})}\right]\frac{(T-T_w)^2}{(T-T_w)^2 + T_w^2} \qquad (5)$$

Это оправдано, если вклад областей с $T \sim T_w$ в полное излучение мал. Динамика нагрева плазмы зависит, конечно, от конкретного механизма нагрева. Для определенности мы выбрали зависимость мощности нагрева Q_H от r и t в форме, имитирующей нагрев плазмы релятивистским электронным пучком. Выходящие из катода электроны из-за малости ларморовского радиуса можно считать движущимися вдоль силовых линий магнитного поля, а так как в реальных условиях магнитное поле вморожено в катод, то величина Q_H однозначно определяется заданием потока энергии пучка на катоде $S(r_0,t)$ (см.рис.1):

$$Q_H(r,t) = \frac{S(r_0,t)}{L}\,\frac{r_0\,dr_0}{r\,dr} \qquad (6)$$

где L – длина плазменного столба, а r_0 и r – радиусы магнитной поверхности на катоде и в плазме[2)]. Если магнитное

---

2) Вообще говоря, пучок выделяет энергию неоднородно по длине. Однако из-за большой продольной теплопроводности происходит усреднение энерговыделения по длине плазмы и в расчетах можно полагать Q_H не зависящим от z. Естественно, подразумевается, что плазма теплоизолирована от торцов.

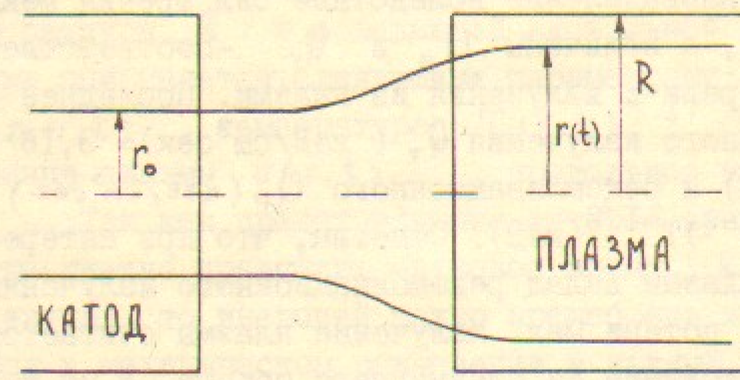


Рис.I.

поле в плазме $H(r,t)$ известно, то величина $r_0(r,t)$ находится из условия $H(r,t)\,r\,dr = H_0 r_0\,dr_0$, где H_0 – начальное однородное магнитное поле. В приводимых ниже иллюстрациях

$$\frac{S(r_0,t)}{L} = \frac{1{,}4\cdot W}{\pi R^2}\,\frac{t}{(\Delta t)^2}\,e^{-\frac{t}{\Delta t}}\left[e^{1-r_0^2/R^2}-1\right]$$

где W – энергия, вкладываемая на единицу длины системы, а Δt – характерная длительность нагрева. Отметим, что при быстром нагреве плазмы, когда Δt много меньше энергетического времени жизни, характер остывания определяется лишь параметрами горячей плазмы, так что в этом случае можно моделировать поведение плазмы и для других механизмов нагрева.

Характерной особенностью стеночного удержания является большой диапазон изменения параметров плазмы. Поэтому входящие в ур. (3) и (4) коэффициенты переноса оказываются различными в горячей плазме и в пристеночном слое. В расчетах мы использовали приведенные в [5] следующие интерполяционные формулы:

$$\sigma_\perp = \frac{n e^2 \tau_e}{m_e \delta_1}\,;\quad \delta_1 = 1-\frac{6{,}42\,x_e+1{,}84}{\Delta_e}\,;\quad x_e=\omega_{He}\tau_e \qquad (7)$$

$$\Delta_e = x_e^4+14{,}79\,x_e^2+3{,}77\,;\quad \beta_\wedge^{uT} = n\delta_2\,;\quad \delta_2=\frac{1{,}5\,x_e^3+3{,}05\,x_e}{\Delta_e}$$

$$\varkappa_\perp = \frac{nT\tau_e}{m_e}\delta_3+\frac{nT\tau_i}{m_i}\delta_4+B\,\frac{ncT}{16eH}\,;\quad \delta_3=\frac{4{,}66\,x_e^2+11{,}92}{\Delta_e}$$

$$\delta_4=\frac{2x_i^2+2{,}64}{\Delta_i}\,;\quad \Delta_i = x_i^4+2{,}7\,x_i^2+0{,}68 \qquad (7)$$

$$x_i=\omega_{Hi}\tau_i$$

В коэффициент теплопроводности $\varkappa_\perp$ помимо электронного и ионного вклада, добавлена бомовская теплопроводность с некоторым численным множителем B, варьированием которого можно учитывать аномальность теплопроводности плазмы. Считая плазму равнокомпонентной смесью дейтерия и трития, мы условно положили $m_i = 2{,}5\,m_p$. Для величин τ_e, τ_i, $\omega_{He}\tau_e$ и $\omega_{Hi}\tau_i$ удобны практические выражения:

$$\tau_e(\text{сек}) \approx 7{,}4\cdot10^8\,T^{3/2}(\text{кэВ})/n\ (\text{см}^{-3})\,;$$

$$\tau_i(\text{сек}) \approx 7{,}1\cdot10^{10}\,T^{3/2}(\text{кэВ})/n\ (\text{см}^{-3})\,;$$

$$\omega_{He}\tau_e \approx 1{,}3\cdot10^{16}\,H(\text{гс})\cdot T^{3/2}(\text{кэВ})/n\ (\text{см}^{-3})\,;$$

$$\omega_{Hi}\tau_i \approx 2{,}7\cdot10^{14}\cdot H(\text{гс})\cdot T^{3/2}(\text{кэВ})/n\ (\text{см}^{-3})\,;$$

Перейдем теперь к граничным и начальным условиям для ур. (I-4). Эти уравнения, описывающие полностью ионизованную идеальную плазму, становятся непригодными непосредственно у материальной стенки, где необходимо учитывать весьма сложные процессы, связанные с испарением стенки, неидеальностью плазмы и т.д. Если же интересоваться поведением только относительно горячей ($T \gtrsim 10$ эВ) плазмы, то наличие стенки можно учесть введением простых граничных условий для системы (I-4). Так, мы считаем, что стенка имеет некоторую постоянную температуру T_w. Как показывают расчеты, при $T_w \lesssim 10$ эВ характеристики горячей плазмы перестают зависеть от конкретного значения T_w, что указывает на независимость свойств горячей плазмы от деталей пристеночных эффектов. Таким образом, полное описание можно разделить на два этапа: сначала из ур. (I-4) находятся потоки тепла и излучения на стенку, а за-тем рассматривается испарение стенки и сопутствующие ему процессы (здесь мы ограничимся лишь первой частью этой программы). Радиальная скорость течения плазмы у стенки обращается в нуль: $v(t, r=R)=0$. В плазме с большим β важную роль играет граничное условие у стенки для магнитного поля. Как видно из ур.(3), магнитное поле выносится к стенкам течением плазмы и из-за эффекта Нернста. Поэтому его распределение по радиусу существенно зависит от того, какая часть начального магнитного потока теряется в стенке из-за скин-эффекта. Если проводящая стенка имеет толщину d и коэффициент магнитной вязкости $D_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$ (σ - проводимость стенки), то ур. (3) решается вместе с уравнением диффузии магнитного поля в кожухе:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{D_m}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial H}{\partial r}\right) \qquad R < r \le R+d \qquad (8)$$

с такими граничными условиями:

$$H\Big|_{R-0} = H\Big|_{R+0}; \quad H_{R+d} = H_0; \quad \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_\perp}\frac{\partial H}{\partial r} + \frac{c\beta_\wedge^{uT}}{en}\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{R-0} = D_m\frac{\partial H}{\partial r}\Big|_{R+0} \qquad (9)$$

В предельных случаях идеально проводящей ($D_m = 0$) и непроводящей стенки ($D_m = \infty$) граничные условия записываются непосредственно для ур.(3):

$$\left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_\perp}\frac{\partial H}{\partial r} + \frac{c\beta_\wedge^{uT}}{en}\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = 0 \qquad (D_m = 0) \qquad (10)$$

$$H(t, R) = H_0 \qquad (D_m = \infty)$$

Граничные условия в центре ($r = 0$) выражают отсутствие там источников тепла и частиц:

$$v\Big|_{r=0} = \frac{\partial n}{\partial r}\Big|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r}\Big|_{r=0} = \frac{\partial H}{\partial r}\Big|_{r=0} = 0 \qquad (11)$$

В начальный момент времени имеется холодная плазма с температурой $T = T_W$ (температура стенки). Распределение плотности начальной плазмы можно варьировать при помощи параметра A_p: $n(r,0) = n_0 \frac{A_p}{1-\exp(-A_p)} e^{-A_p r^2/R^2}$. При $A_p = 0$ начальная плазма однородна $[n(r,0) = n_0]$, а при $A_p > 0$ имеет максимум плотности в центре. Начальное магнитное поле в плазме определя-

лось из условия (I) с $H(R,0) = H_0$. Такое профилирование плотности позволяет намного увеличить энергетическое время жизни плазмы[3)] (см. приведенные ниже иллюстрации). Пояснить это можно так. Пусть перед нагревом холодная плазма занимает лишь центральную часть сечения трубы (например, $n(r,0) = 0$ при $r > 0{,}7R$). Начальное же магнитное поле почти однородно, т.к. $nT_W \ll \frac{H^2}{8\pi}$. При этом, грубо говоря, одна половина полного магнитного потока проходит через плазму, а вторая вне плазмы. После включения нагрева горячая плазма расширяется. Из-за хорошей проводимости горячей плазмы магнитный поток внутри ее не меняется, поэтому она сжимает внешнее магнитное поле до тех пор, пока его давление не сравняется с давлением плазмы. В результате образующаяся горячая плазма оказывается изолированной от стенок магнитным полем. Если бы вмороженность магнитного поля не нарушалась, то плазма оставалась бы оторванной от стенок, а поток тепла на стенки был бы равен нулю. Поэтому потери энергии будут связаны с диффузией плазмы поперек магнитного поля. Но так как диффузия идет медленно (коэффициент диффузии в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз меньше температуропроводности [5]), то время остывания такой плазмы может быть большим.

Как для численного интегрирования, так и для выявления соотношений подобия (scaling), в ур. (I-4) удобно перейти к безразмерным переменным. Единицы измерения выбирались такими: для плотности - начальная плотность n_0, магнитного поля - начальное поле H_0, температуры - характерная температура горячей плазмы T_0 = I кэВ, длины - радиус плазмы R, времени - характерное время остывания плазмы из-за ионной теплопроводности $t_0 = R^2 e H_0 (\omega_{Hi}\tau_i)_0 / cT_0$, скорости - R/t_0. После этого ур. (I-4) переписываются в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(nT + \frac{H^2}{\beta_0}\right) = 0 \qquad (1')$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv) = 0 \qquad (2')$$

---

3) При неоднородной плотности начальной плазмы ($A_p > 0$) таким же образом профилировалась и мощность нагрева плазмы $Q_H(r,t)$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{H}{n}\right) = \frac{1}{nr}\frac{\partial}{\partial r} r\left(\frac{4\delta_0}{\beta_0}\frac{\delta_1}{x_e}\frac{H}{n}\frac{\partial H}{\partial r} + \delta_0\delta_2\frac{\partial T}{\partial r}\right), \quad 0 \le r < 1$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial H}{\partial r}\right), \quad 1 < r < r_d, \quad r_d = \frac{R+d}{R} \qquad (3')$$

$$n\frac{dT}{dt} - \frac{2}{3}T\frac{dn}{dt} = \frac{\delta_0}{3r}\frac{\partial}{\partial r} r\left[\frac{nT}{H}\left(\delta_3 x_e + \delta_4 x_i + \frac{B}{16}\right)\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{4\delta_0}{\beta_0}T\frac{\partial H}{\partial r}\right] +$$

$$+\frac{4\delta_0}{3\beta_0}\delta_2\frac{\partial H}{\partial r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{16\delta_0}{3\beta_0^2}\frac{H}{n}\frac{\delta_1}{x_e}\left(\frac{\partial H}{\partial r}\right)^2 + P\frac{te^{-t/\tau}}{\tau^2}\left(e^{1-r^2} - 1\right) - \alpha_0\frac{n^2T^{1/2}(T-\gamma)^2}{\gamma^2 + (T-\gamma)^2} \qquad (4')$$

Сюда входят такие безразмерные параметры:

$$\beta_0 = \frac{16\pi n_0 T_0}{H_0^2} \approx 8{,}04\cdot 10^{-8}\frac{n_0(\text{см}^{-3})}{H_0^2(\text{гс})}; \quad \delta_0 = (\omega_{Hi}\tau_i)_0 \approx \frac{2{,}7\cdot 10^{14} H_0(\text{гс})}{n_0(\text{см}^{-3})}$$

$$\varepsilon = \frac{D_m t_0}{R^2} \approx 2{,}7\cdot 10^{3}\frac{H_0^2(\text{гс})D_m(\text{см}^2/\text{сек})}{n_0(\text{см}^{-3})}$$

$$\tau = \frac{\Delta t}{t_0} \approx 0{,}37\cdot 10^{-3}\frac{n_0(\text{см}^{-3})\,\Delta t(\text{сек})}{R^2(\text{см})\;H_0^2(\text{гс})}$$

$$P = \frac{1{,}4 W_H}{\pi R^2 3 n_0 T_0} \approx 9{,}3\cdot 10^{17}\frac{W_H(\text{кдж/см})}{n_0(\text{см}^{-3})\,R^2(\text{см})}$$

Относительная роль излучения характеризуется величиной α_0, равной отношению t_0/τ_r, где τ_r – радиационное время остывания: $\tau_r = 3n_0T_0/Q_r(n_0,T_0)$, $\alpha_0 \approx 2{,}8\cdot 10^{-12} R^2(\text{см}) H_0^2(\text{гс})$

В этих обозначениях $x_i = \delta_0 H T^{3/2}/n$, $x_e \approx 48{,}15\,\delta_0 H T^{3/2}/n$

Теперь из уравнений видно, что характер остывания плазмы определяется параметрами β_0, δ_0, ε и α_0. Так как поперечный размер плазмы R входит только в величину α_0 ($\alpha_0 \sim R^2$), то отсюда можно заключить, например, что при малых R, когда роль радиационных потерь невелика, время остывания плазмы пропорционально R^2.

Результаты численного интегрирования можно выдавать как в виде профилей T, n и H (выдаются значения этих величин в каждом лагранжевом слое и его радиус), так и в виде таких интегральных характеристик, как тепловая энергия плазмы

$W_T = 2\pi \int_0^t dr\, 3nTr$, полные потери на излучение

$W_r = 2\pi \int_0^t dt \int_0^R Q_r r\, dr$, ядерное энерговыделение

$W_{\tau} = 2\pi \int_0^t dt \int_0^R Q_{\tau} r\, dr$. 4) При вычислении последнего считалось, что плазма равнокомпонентная смесь дейтерия и трития, в каждом акте реакции выделяется I7,6 МэВ, а число реакций в единице объема в единицу времени [6] :

$$q_{dt} = 0{,}78\cdot 10^{-12}\frac{n^2}{T^{2/3}} e^{-\frac{19{,}97}{T^{1/3}}} \qquad (I2)$$

$R = 5$ см, T(кэв), n(10^{18} см$^{-3}$), H(10^{5} гс)

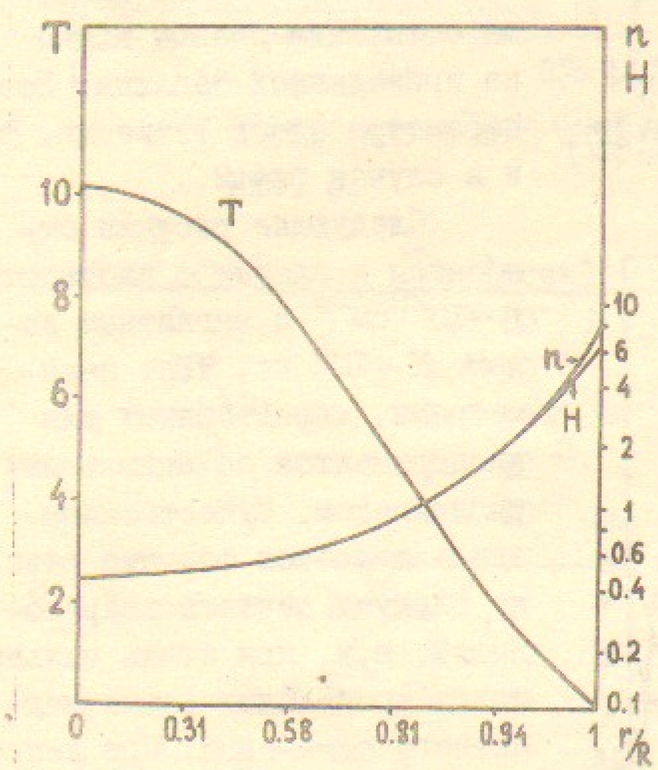
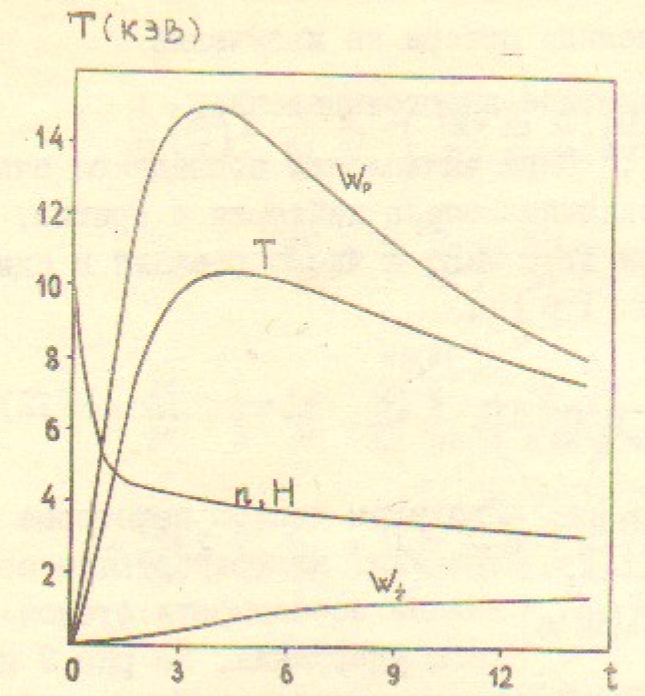


Рис.2.

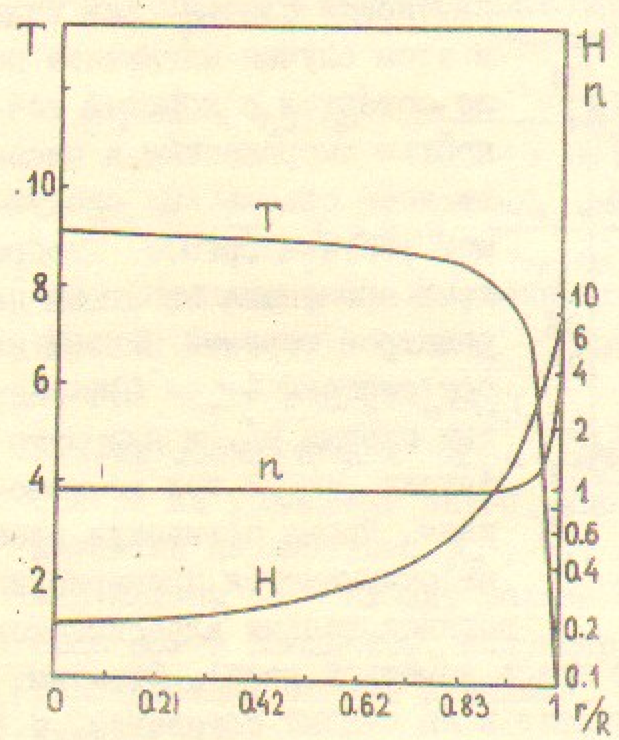
Приведем теперь некоторые графики, иллюстрирующие основные особенности стеночного удержания. На рис.2 показаны профили T, n и H после нагрева плазмы в случае идеально проводящей стенки и однородной начальной плотности плазмы. Как видно, в этом случае магнитное поле остается с хорошей точностью вмороженным в плазму во всем объеме. На следующем рисунке (рис.3) изображена временная эволюция параметров горячей плазмы на оси системы ($r = 0$), энергии плазмы W_p и ядерного выхода W_{τ} в тех же условиях. Время остывания плазмы оказывается примерно на порядок меньше классического (потери на излучение не играют здесь заметной роли). Отметим, что плотность горячей плазмы падает и на стадии остывания, т.е. она охлаждается вследствие адиабатического расширения. Рисунки

4) Ядерное энерговыделение Q_{τ} не учитывалось в тепловом балансе плазмы, т.к. предполагается, что продукты реакции (α -частицы и нейтроны) покидают объем, занятый плазмой, без потерь энергии.



R=5см, $t(5\cdot10^{-6})$, $n(10^{17}$см$^{-3})$, $H(10^{4}$гс$)$, $W(10^{4}\cdot\frac{дж}{см})$

Рис.3.

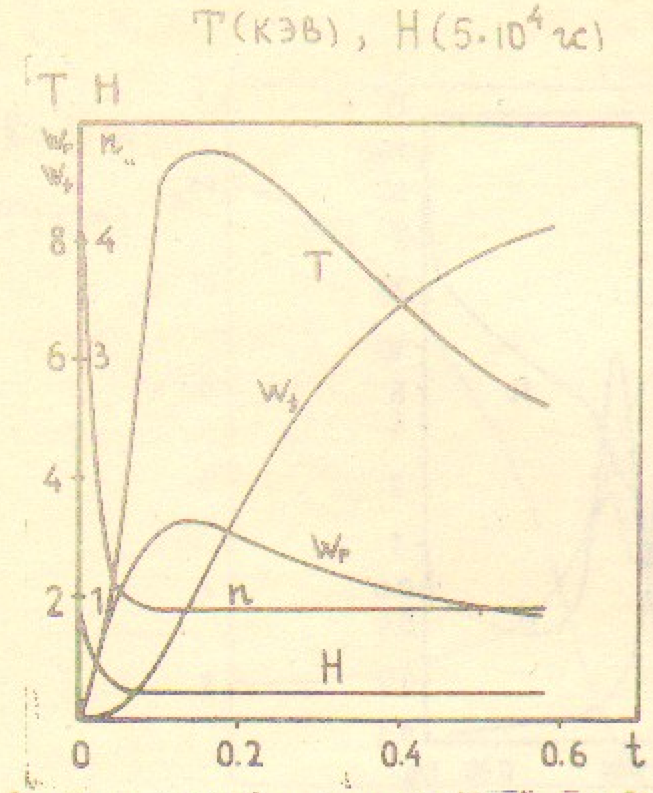


R=5см, T(кэв), $n(10^{18}$см$^{-3})$, $H(10^{5}$гс$)$

Рис.4.

4 и 5 относятся к случаю плазмы с профилированной начальной плотностью (A_p=4). Теперь после нагрева плотность плазмы становится почти однородной по сечению, а магнитное поле сильно вытесняется к стенкам. На стадии остывания плотность горячей плазмы не меняется, а время остывания и ядерное энерговыделение существенно увеличиваются. Влияние конечной проводимости стенок на время остывания плазмы видно из приведенной таблицы. Все параметры здесь такие же, как и в случае рис.2.

Следующие рисунки относятся к плазме с плотностью $n \sim 10^{20}$см$^{-3}$ и магнитным полем $H \sim 10^{6}$ гс, т.е. параметрами, характерными для экспериментов со сжимающимся лайнером. Существенным здесь является то, что стенку следует считать непроводящей, т.к. при столь сильных полях происходит взрыв магнитного скин-слоя. При непроводящей стенке магнитное поле уже не усиливается в пристеночном слое, и это приводит к еще более заметному возрастанию энергетических потерь из плазмы. Зная величину этих потерь (которые



R=5см, $t(10^{-3}$сек$)$, $n(5\cdot10^{18}$см$^{-3})$, $W(10^{5}\frac{дж}{см})$

Рис. 5.

D_m (см^2/сек)	τ_E (мсек)
0	$5{,}2\cdot10^{-2}$
10^2	$4{,}2\cdot10^{-2}$
10^3	$2{,}7\cdot10^{-2}$
10^4	$1{,}7\cdot10^{-2}$
	$1{,}7\cdot10^{-3}$

R = 5 см, $n_o = 10^{18}$см$^{-3}$,

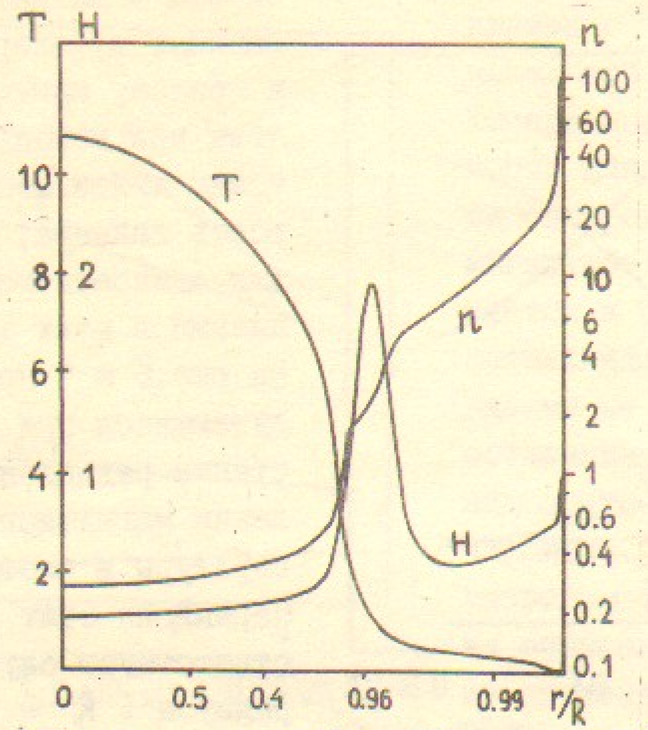
$H_o = 10^{5}$ гс.

Таблица.

при заданных параметрах плазмы и магнитного поля не зависят от скорости лайнера и поэтому могут быть определены при неподвижной стенке), можно найти минимальную скорость лайнера, необходимую для адиабатического нагрева плазмы в этих условиях.

На рис.6 и 7 приведены получающиеся при непроводящей стенке радиальные распределения магнитного поля, температуры и плотности плазмы. Первый из этих рисунков соответствует случаю малого радиуса (R = I см), когда потери на излучение малы и главную роль играет теплопроводность. Второй (R =I0см) – так называемой "волне остывания [7] , когда потери энергии определяются излучением из тонкого пристеночного слоя, и время остывания плазмы растет линейно с увеличением R . На рис.8 показано, как с увеличением радиуса плазмы происходит переход от теплопроводностного режима остывания к излучательному.

Перейдем теперь к краткому описанию алгоритма численных расчетов. В пристеночной области параметры плазмы имеют большие градиенты по радиусу, поэтому там надо иметь более густую сетку. Для этого в уравнения (I') – ($4'$) вводится лагранже-



R=1см, T(кэв), n (10^{20}см$^{-3}$), H (10^6э)

Рис.6.

вая переменная m :

$$m^2 = 2\int_0^r n r\,dr$$

Для численного решения уравнения (3′) – (4′) удобно записать относительно новых переменных

$$S = \frac{T^{3/2}}{n}, \qquad Q = \frac{H}{n}$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial T}{\partial m} = \frac{2}{5}\left[\frac{n}{T^{1/2}}\frac{\partial S}{\partial m} - \frac{2Q}{\beta_0}\frac{\partial H}{\partial m}\right]$$

$$\frac{\partial H}{\partial m} = \left[\frac{\partial Q}{\partial m} - \frac{2}{5}\frac{Q}{S}\frac{\partial S}{\partial m}\right]\left[\frac{1}{n} + \frac{6}{5}\frac{Q^2}{\beta_0 T}\right]^{-1}$$

приведем уравнения (3′), (4′) к виду

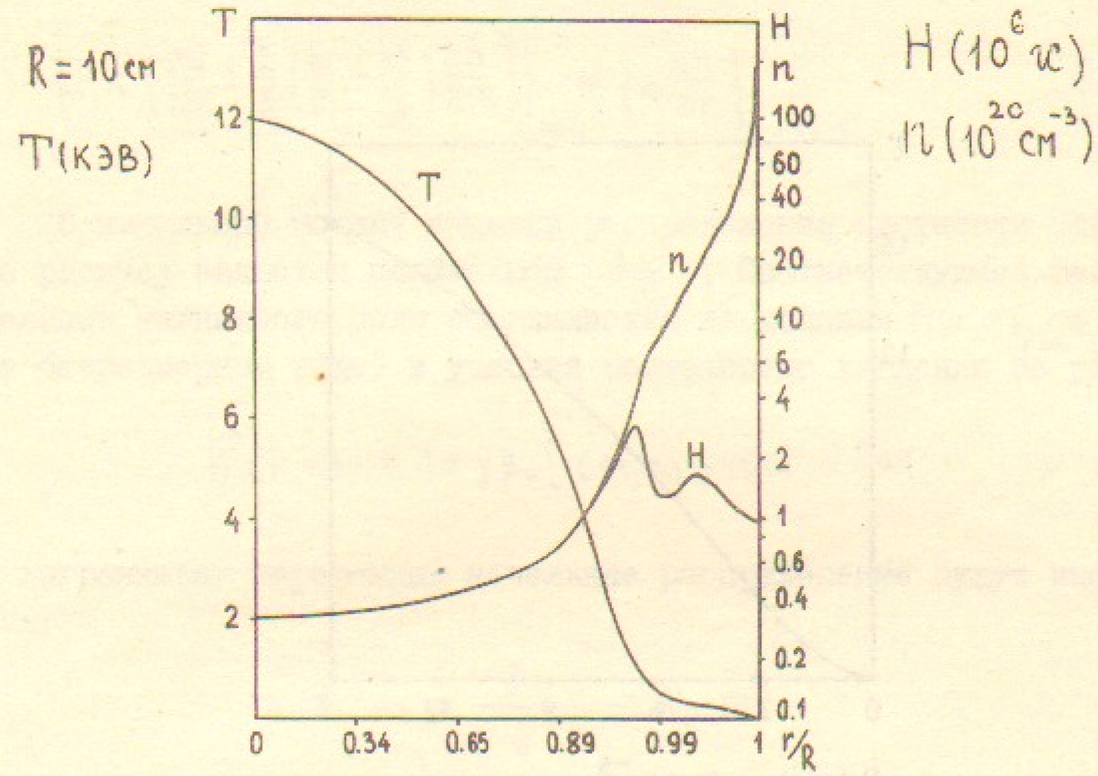


Рис.7

$$\delta_0^{-1}\frac{n}{T^{1/2}}\frac{dS}{dt} = \frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial m}\left[\frac{r^2 n^3 T^{1/2}}{mH}\cdot\frac{\delta_5}{5}\frac{\partial S}{\partial m}\right] + \frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial m}\left[\frac{2r^2 nT}{m\beta_0}\left(\delta_2 + \frac{\delta_5}{5}\right)\frac{\partial H}{\partial m}\right] +$$

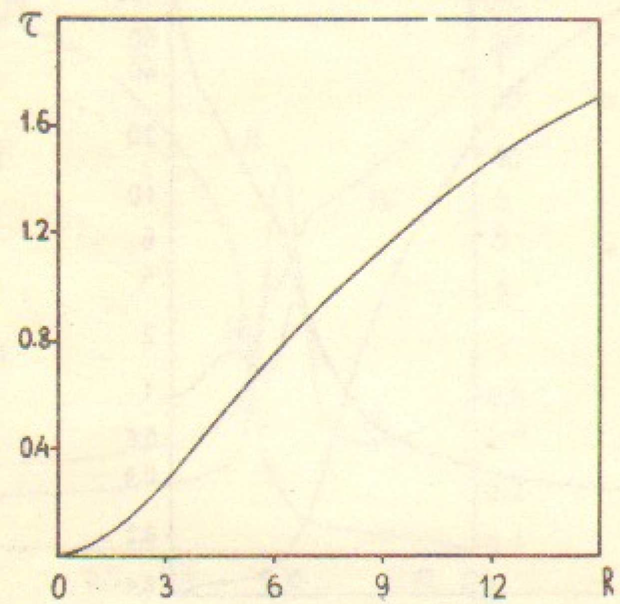
$$+\frac{2}{\beta_0}\frac{r}{m}\frac{\partial H}{\partial m}\left[\frac{4}{\beta_0}\frac{rH}{m}\frac{\partial H}{\partial m}\frac{\delta_1}{x_e} + \frac{nr}{m}\delta_2\frac{\partial T}{\partial m}\right] \qquad (I3)$$

$$+P\frac{3\delta^{-1}}{2}\left[\frac{te^{-t/\tau}}{n\tau^2}\left(e^{1-r^2}-1\right) - \alpha_0 nT^{1/2}\frac{(T-\gamma)^2}{\gamma^2+(T-\gamma)^2}\right]$$

где $\delta_5 = \delta_3 x_e + \delta_4 x_i + B/16$

$$\delta_0^{-1}\frac{dQ}{dt} = \frac{4}{\beta_0 m}\frac{\partial}{\partial m}\left\{\frac{r^2 n^2 Q}{\left(1+\frac{6}{5\beta_0}\frac{Q^2 n^{1/3}}{S^{2/3}}\right)}\left(\frac{\delta_1}{x_e} - \frac{\delta_2}{5}\right)\frac{1}{m}\frac{\partial Q}{\partial m}\right\} + \qquad (I4)$$

$$+\frac{2}{5}\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial m}\left\{\left[\frac{r^2 n^2 \delta_2}{(Sn)^{1/3}} - \frac{4}{\beta_0}\frac{r^2 n^2 Q}{S\left(1+\frac{6}{5\beta_0}\frac{Q^2 n^{1/3}}{S^{2/3}}\right)}\left(\frac{\delta_1}{x_e} - \frac{\delta_2}{5}\right)\right]\frac{1}{m}\frac{\partial S}{\partial m}\right\}$$



R(см), τ(10^{-5} сек)

Рис.8.

В центре ($m = 0$) из условия $\frac{\partial T}{\partial m} = \frac{\partial H}{\partial m} = 0$ следует

$$\frac{\partial S}{\partial m} = \frac{\partial Q}{\partial m} = 0$$

Обозначим

$$F_1 = \frac{4}{\beta} \frac{Q}{\left(1 + \frac{6}{5\beta_0} \frac{Q^2 n^{1/3}}{S^{2/3}}\right)} \left(\frac{\delta_1}{x_e} - \frac{\delta_2}{5}\right)$$

$$F_2 = \delta_2 / (S n)^{1/3}$$

и проинтегрируем уравнение (I4) по объему:

$$\delta_0^{-1} \frac{d}{dt} \int_0^1 Q m\, dm = \delta_c^{-1} \frac{d}{dt} \int_0^1 H r\, dr = \left\{ n^2 F_1 \left[\frac{\partial Q}{\partial m} + \frac{2}{5}\left(\frac{F_2}{F_1} - \frac{Q}{S}\right) \frac{\partial S}{\partial m}\right]\right\}_{m=1} \qquad (I5)$$

Соотношение (I5) дает изменение магнитного потока в трубе. Если стенки идеально проводящие, то магнитный поток сохраняется и правая часть в (I5) равна нулю. Для стенок с конечной проводи-

мостью вместо соотношения (9) получим

$$\left\{ F_1 n^2 \left[\frac{\partial Q}{\partial m} + \frac{2}{5}\left(\frac{F_2}{F_1} - \frac{Q}{S}\right)\frac{\partial S}{\partial m}\right]\right\}_{m=1} = \left\{ \varepsilon \frac{\partial H}{\partial r} \right\}_{r=1+0} \qquad (I6)$$

В начальный момент времени распределение плотности плазмы по радиусу задается параметром A_p. Соответствующее распределение магнитного поля определяется из условия $H(r,0)_{r=1} = 1$ (в безразмерном виде) и условия постоянства давления по радиусу:

$$H^2(r,0) = 1 + \gamma\beta_0 [n(1,0) - n(r,0)]$$

В лагранжевых переменных начальные распределения будут иметь вид:

$$n(m,0) = \frac{A_p}{1 - e^{-A_p}} - A_p m^2$$

$$H(m,0) = \sqrt{1 + \gamma\beta_0 A_p (m^2 - 1)}$$

$$r(m,0) = \sqrt{-\frac{1}{A_p} \ln\left[1 + (e^{-A_p} - 1) m^2\right]}$$

Разностные аналоги уравнений (I3), (I4) и (8′) можно представить в виде

$$A_i^m \varphi_{i-1}^{m+1} - B_i^m \varphi_i^{m+1} + C_i^m \varphi_{i+1}^{m+1} = -G_i^m$$

решение которых находится методом прогонки

$$\varphi_i^{m+1} = L_i \varphi_{i+1}^{m+1} + K_i$$

где

$$L_i = \frac{C_i^m}{B_i^m - A_i^m L_{i-1}}, \qquad K_i = \frac{A_i^m K_{i-1} + G_i^m}{B_i^m - A_i^m L_{i-1}}$$

Разобьем область, занятую плазмой, на N интервалов с шагом h_1, а область, занятую стенкой, на К интервалов с шагом h_2. Из разностного аналога граничного условия (I6)

$$(F_1 n)^m_N \cdot \left[Q^{m+1}_N - Q^{m+1}_{N-1} + \frac{2}{5}\left(\frac{F_2}{F_1} - \frac{Q}{S}\right)^m_{N-1/2} \left(S_N - S_{N-1}\right)^{m+1}_N \right] = \frac{\varepsilon h_1}{h_2}\left(H^{m+1}_{N+1} - H^{m+1}_N\right)$$

и соотношения

$$Q^{m+1}_{N-1} = L_{N-1} Q^{m+1}_N + K_{N-1}$$

получим, что на границе плазма-стенка поля H^{m+1}_N и H^{m+1}_{N+1} связаны соотношением

$$H^{m+1}_N = \frac{F_3}{1+F_3} H^{m+1}_{N+1} + \frac{n^m_N \Phi}{1+F_3}$$

где

$$F_3 = \frac{\varepsilon h_1}{(F_1 n)^m_N \, h_2 (1 - L_{N-1})}$$

$$\Phi = \frac{K_{N-1} - 0.4\left(\frac{F_2}{F_1} - \frac{Q}{S}\right)^m_{N-1/2} \left(S^{m+1}_N - S^{m+1}_{N-1}\right)}{1 - L_{N-1}}$$

Полагая начальные коэффициенты прогонки для определения магнитного поля в стенке равными

$$L^{(c)}_0 = \frac{F_3}{1+F_3}, \qquad K^{(c)}_0 = \frac{n^m_N \Phi}{1+F_3}$$

и задавая магнитное поле на наружной границе стенки, можно определить H и Q в соответствующих областях.

Граничное условие на стенке для переменной S задавалось в виде

$$S^{m+1}_N = \gamma^{3/2} / n^m_N$$

Из уравнения (I′) следует, что давление в плазме однородно по радиусу и зависит только от времени, т.е.

$$nT + \frac{H^2}{\beta_0} = p(t) = n^2\left(\frac{S^{2/3}}{n^{1/3}} + \frac{Q^2}{\beta_0}\right) \qquad \text{(I7)}$$

Это уравнение позволяет определить плотность плазмы. Извлекая квадратный корень из обеих частей (I7) и интегрируя полученное соотношение по области, занятой плазмой, получим

$$\int_0^1 \left(\frac{S^{2/3}}{n^{1/3}} + \frac{Q^2}{\beta_0}\right)^{1/2} m\,dm = p^{1/2}(t) \int_0^1 \frac{m\,dm}{n} = 0.5\, p^{1/2}(t)$$

Подставляя найденное значение $p(t)$ в (I7), получим уравнение для плотности плазмы

$$n = \frac{2\int_0^1 \left(\frac{S^{2/3}}{n^{1/3}} + \frac{Q^2}{\beta_0}\right)^{1/2} m\,dm}{\left(\frac{S^{2/3}}{n^{1/3}} + \frac{Q^2}{\beta_0}\right)^{1/2}} \qquad \text{(I8)}$$

Решение уравнения (I8) ищется итерациями, которые для заданных S и Q сходятся, что позволяет определить значения n в узлах сетки. В уравнения (I3) и (I4) входят значения радиусов, которые в разностной схеме относятся к границам лагранжевых слоев. При движении плазмы лагранжевая сетка деформируется. Из уравнения непрерывности можно определить скорость узлов сетки и, тем самым, положения этих узлов в каждый момент времени. Однако такая процедура счета неустойчива. Значения радиусов можно найти, если воспользоваться определением лагранжевой переменной m:

$$r_m^2 = 2\int_0^m \frac{m\,dm}{n} = \frac{1}{\int_0^1 \left(\frac{S^{2/3}}{n^{1/3}} + \frac{Q^2}{\beta_0}\right)^{1/2} m\,dm} \int_0^m \left(\frac{S^{2/3}}{n^{1/3}} + \frac{Q^2}{\beta_0}\right)^{1/2} m\,dm$$

Следует заметить, что формулы для вычисления интегралов в числителе и знаменателе должны быть одними и теми же. В противном случае при $m = I$ $r \neq I$, что приведет к неустойчивости счета.

В приложении дан текст программы TERMCK, написанной на языке FORTRAN. Работа программы управляется I7-ю параметрами, находящимися в массиве F. Оператором DATA этот массив первоначально заполнен и эти значения параметров приведены в образце выдачи. С помощью NAMELIST /DAN/ F и READ (5,DAN) в массив F можно вносить необходимые изменения.

Шаг по времени выбирается постоянным по формуле

$$\tau = \frac{\text{время нагрева}}{M} = \frac{F(7)}{F(14)}$$

Параметр F (I5) определяет τ_1, частоту выдачи запасенной энергии, ядерного выхода и т.д.

$$\tau_1 = F(15) \cdot \tau$$

Если необходимо, можно выдавать распределение плотности плазмы, температуры, магнитного поля в зависимости от радиуса с частотой $\tau_2 = F(16) \cdot \tau_1$. Параметр F (I3) задает шаг выдачи распределения по радиусу. Например, если F (I3) = 4, то будут выдаваться значения в узлах сетки с номерами 0,4,8,I2 и т.д.

Литература:

I Velikhov E.P. Comments on Plasma Physics, 1, 171, 1972

2 Budker G.I. In Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 6-th Europ. Conf., Moscow, 1973), 2, 136

3 Векштейн Г.Е., Рютов Д.Д., Спектор М.Д., Чеботаев П.З. Докл. УI Европ.конфер. по физике плазмы, т.I, стр.4II, Москва, I973.

4 Vekstein G.E., Mirnov V.V., Ryutov D.D. Chebotaev P.Z. In Controlled Fusion and Plasma Physics, IAEA, CN-35/E-21, Berchtesgaden, BRD, 1976

5 Брагинский С.И. В сб. "Вопросы теории плазмы", т.I, стр. I83, Атомиздат, I963.

6 Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции, Москва, I96I, стр.8.

7 Векштейн Г.Е. ПМТФ, № 6, 3I, I976.

```
C     PROGRAM TERMCK
      COMMON/W/EN(402),V(402),P(402),H(402),EK(402),A(402)
     */W1/B(402),Q(402),T,TV,R1/W2/Z,Z1
     */WW/SN(402),EN1(402)
     */W3/H1(402),H2(402),HK(303)
      DIMENSION F(17)
      DATA F/1.,1.,1.2E-04,1.E+20,1.E+06,1.0E+03,0.1E-03,0.,
     *0.02,1.,200.1,50.1,4.1,100.,1.,4.,4./
      NAMELIST /DAN/F
      READ(5,DAN)
      PRINT 300
  300 FORMAT(//50X,21HПРОГРАММА T E R M C K//)
      BEAM=F(10)
      IF(BEAM)44,44,45
   44 PRINT301
  301 FORMAT(/5X,33HПУЧОК НЕ СВЯЗАН С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ,
     *6X,'H=PHO*T*EXP(-T/DT)/DT *',
     *'EXP(-AP*R*R)*(EXP(1-R*R)-1)/(N*(E-1))'//)
      GOTO 46
   45 PRINT302
  302 FORMAT(74X,1HR,19X,1HR/
     *5X,30HПУЧОК СВЯЗАН С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ,
     *6X,'H=PHO*T*EXP(-T/DT)/DT *EXP(-AP*2*S(H*R)*DR)',
     *'*(EXP(1-2*S(H*R)*DR)-1)/(N*(E-1))'/
     *74X,1HO,19X,1HO//)
   46 PRINT 115,F
  115 FORMAT(40X,17HВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ///
     *5X,20HРАДИУС ПЛАЗМЫ.......,E10.3,1X,4H(CM)/
     *5X,20HТОЛЩИНА КОЖУХА......,E10.3,1X,4H(CM)/
     *5X,20HУД.СОП.МАТ.КОЖУХА...,E10.3,1X,7H(OM*CM)//
     *5X,20HНАЧ.ПЛОТ.ПЛАЗМЫ.....,E10.3,1X,8H(CM(-3))/
     *5X,20HМАГНИТНОЕ ПОЛЕ......,E10.3,1X,4H(ГС)/
     *5X,20HЭНЕРГИЯ ИСТОЧНИКА...,E10.3,1X,7H(KJ/CM)/
     *5X,20HВРЕМЯ НАГРЕВА.......,E10.3,1X,6H(MCEK)/
     *5X,20HБОМОВ.КОЭФФИЦИЕНТ...,E10.3/
     *5X,20HТЕМПЕРАТУРА СТЕНКИ..,E10.3,1X,5H(KEV)/
     *5X,20HКЛЮЧ ДЛЯ ПУЧКА......,E10.3/
     *5X,20HСЕТКА ПЛАЗМЫ........,E10.3/
     *5X,20HСЕТКА СТЕНКИ........,E10.3/
     *5X,20HШАГ ВЫДАЧИ ПО РАД...,E10.3/
     *5X,20HШАГ ПО ВРЕМ.(КОЭФФ).,E10.3/
     *5X,20HШАГ ВЫДАЧИ..........,E10.3/
     *5X,20HВРЕМ.ШАГ ДЛЯ РАСПР..,E10.3/
     *5X,20HПАРАМЕТР  AP........,E10.3/
     */)
      N=F(11)
      KN=F(12)
      M=N+1
      MK=F(13)
      R2=1./N
      KM=KN+1
      R2K=0.5/KN
      S1=F(4)
      S2=F(5)
      S3=S2/S1
      S2=S2*S2
      R3=F(4)*1.E-17
      R3=R3*F(7)
      R4=F(9)
      S4=S1/S2
      R5=8.04*S4*1.E-08
      R6=0.1
      R1=R6/F(14)
      F8=F(15)*R6
      HTV1=F(16)*R6
      R2K=F(2)/F(1)/KN
      SM1=F(1)*F(1)*S2/F(4)/F(7)*2.7E+05
      SM2=F(4)*F(5)*F(5)*(F(1)**4.)*(1.E-15)/SM1*1.E-8
      SM3=8.59*SM2*1.E-7
      SM4=3.82*SM2
      SM5=3.02*F(1)*F(1)*F(4)*(1.E-10)*1.E-8
      SMKM=48.15*SM1
      E=(1.3E+16)*S3
      E1=(2.15E+11)*F(3)/S4/SM1
```



```
      DPL=E/SMKM
      DPLE=E1*DPL
      F0=E1/R2K
      F5=0.5*R2K
      F10=F(10)
      RK=DPLE/R2K/R2K
      RKK=E1*R2/R2K
      F816=F(8)/16.
      PHO=(9.4E+17)/S1*F(6)/F(1)/F(1)
      TSTOP=2.5
      D3=1./240.
      EPS=0.1
      ISWICH=1
      AP=F(17)
      F11=2.
      SUM=1.
      S1=4.
      RR=R2
      DO 304 I=2,N
      S2=RR*RR
      SUM=SUM+S1*EXP(-AP*S2)*(EXP(1.-S2)-1.)*RR
      S1=6.-S1
  304 RR=RR+R2
      SUM=SUM*R2/3.
      PHO=PHO*0.36/SUM
      C1=R2*R2
      R6=1./R6
      R8=DPL/C1
      R9=4.*R8/R5
      RS=R4*SQRT(R4)
      R10=R4*R4
      R31=0.5*R9
      R32=R31/R5
      R35=R5/4.
      R7=1.2/R5
      R11=0.4*R8
C
C......................
    2 T=0.
      TV=0.
      TV1=HTV1
      X=0.
      SS=0.
      SNUCL=0.
      IF(AP)32,32,31
   31 P(1)=R4
      AA=AP/(1.-EXP(-AP))
      DD=R5*R4
      H(1)=SQRT(1.-DD*AP)
      GM=AP/AA
      EN(1)=AA
      SN(1)=RS/AA
      ER(1)=0.
      S7=0.
      DO 3 I=2,M
      S7=S7+R2
      C6=S7*S7
      S4=1.-GM*C6
      S1=AA*S4
      EN(I)=S1
      ER(I)=SQRT(-ALOG(S4)/AP)
      H(I)=SQRT(1.+DD*AP*(C6-1.))
      SN(I)=R4*SQRT(R4)/S1
      H1(I)=H(I)/S1
    3 P(I)=R4
      DO 306 I=1,KM
  306 HK(I)=1.
      GOTO 200
   32 S6=0.
      DO33 I=1,M
      ER(I)=S6
      EN(I)=1.
      H(I)=1.
      H1(I)=1.
```

```
      SN(I)=RS
      S6=S6+R2
   33 P(I)=R4
      DO 310 I=1,KM
  310 HK(I)=1.
      GOTO 200
C-------------------------------------------------C
C                                                  C
C             ЦИКЛ ПО ВРЕМЕНИ                      C
C                                                  C
C-------------------------------------------------C
   50 CONTINUE
   13 T=T+R1
      R12=R1*R8
      R13=R1*R9
      R14=R1*R11
      R33=R1*R31
      R34=R1*R32
      RK1=R1*RK
      R18=T*R6
      R19=PHO*R15*R6*EXP(-R13)
      S3=EN(2)
      S5=P(2)
      S4=ER(2)
      S2=0.5*S4
      S2=S2*S2
      S7=H(2)
      C6=0.5*(S3+EN(1))
      S6=C6*C6*SQRT(S5)
      DLO=E*S7*S5*SQRT(S5)/C6
      X=DLO*DLO
      DD=X+14.79+3.77/X
      DL3=(1.55*DLO+3.973/DLO)/DD+(DLO*0.6E-03+1.8/DLO)/
     /(X*1.87E-05+0.117+68./X)+FS16/3.
      S1=2.*R12*DL3*C6*S6*S2/R2/S7
      C6=0.
      S6=0.
      SUM=0.
      GM=R8
      H2(1)=1.
      V(1)=0.
      DO 4 I=2,N
      R17=P(I+1)
      R16=EN(I+1)
      R18=H(I+1)
      S8=0.5*(R17+S5)
      RR=ER(I+1)
      S2=0.5*(R18+S7)
      C7=0.5*(R16+S3)
      DLO=E*S8*S2*SQRT(S8)/C7
      X=DLO*DLO
      DD=X+14.79+3.77/X
      DL1=1.-(6.42+1.84/X)/DD
      DL2=(1.5*DLO+5.05/DLO)/DD
      DL3=(1.55*DLO+3.973/DLO)/DD+(DLO*0.6E-03+1.8/DLO)/
     /(X*1.87E-05+0.117+68./X)+FS16/3.
      XX=0.5*(S4+RR)
      C2=XX*XX
      R23=C2/(GM+0.5*R2)
      S2=R12*DL3*R23*C7*C7*C7*SQRT(S8)/S2
      S8=R23*S8*C7*(DL2+DL3)*(R18-S7)
      DD=S3/SQRT(S5)
      R24=GM
      R23=1./GM
      X=(S1+S2)*R23+DD
      C2=X-S1*H2(I-1)*R23
      H2(I)=S2*R23/C2
      X=S4*(R18-H(I-1))*R23
      Z=S4*(R17-P(I-1))*R23
      C1=S5-R4
      IF(C1)73,73,74
   73 C1=0.
   74 C1=C1*C1
```



```
      IF(BEAM)41,41,42
   41 C4=S4*S4
      S4=(EXP(1.-C4)-1.)*R15/S3
      S4=S4*EXP(-AP*C4)
      GOTO 43
   42 SUM=SUM+0.5*R2*(S7+R24*H(I-1)+(R24-R2))/S3
      C4=F11*SUM
      S4=S7*(EXP(1.-C4)-1.)*R15/S3
      S4=S4*EXP(-AP*C4)
   43 C1=R3*S3*SQRT(S5)*C1/(C1+R10)
      C1=C1*(1.+0.0324/S5)-S4
      S4=R33*R23*(S8-S6)+DD*SN(I)
      S4=S4+R34*X*(S7*X*DL1/DLO+R35*Z*S3*DL2)
      V(I)=(S1*R23*V(I-1)-1.5*R1*C1+S4)/C2
      S4=RR
      S5=R17
      S7=R18
      S3=R16
      S6=S8
      GM=GM+R2
    4 S1=S2
      SN(M)=RS/EN(M)
      DO5 I=1,N
    5 SN(M-I)=SN(M+1-I)*H2(M-I)+V(M-I)
      DO7 I=1,M
      S1=SN(I)
      IF(S1)67,67,7
   67 PRINT 305
  305 FORMAT(25X,1*HABAPИЙHAЯ BЫДAЧA
     *1X,29HПO OTPИЦATEЛЬHOMУ ЗHAЧEHИЮ SN/)
      PRINT102,(SN(J),J=1,M)
      STOP
    7 CONTINUE
   72 P(I)=(SN(I)*EN(I))**0.6667
      B(1)=1.
      A(1)=0.
      S3=0.
      S6=SN(1)
      S7=H1(2)
      S4=ER(2)
      S1=0.5*S4
      S5=EN(2)
      Z=0.5*(S5+EN(1))
      DLO=E*S7*S6*Z
      X=DLO*DLO
      DD=X+14.79+3.77/X
      DL1=1.-(6.42+1.84/X)/DD
      DL2=(1.5*DLO+3.05/DLO)/DD
      X=S6**0.6667
      X=1.+R7*S7*S7*(Z**0.3333)/X
      X=(DL1/DLO-0.2*DL2)/X
      S1=2.*S1*S1*Z*Z*S7*X/R2
      GM=R2
      DO 9 I=2,N
      R17=EN(I+1)
      RR=ER(I+1)
      R18=H1(I+1)
      S8=SN(I+1)
      S2=0.5*(RR+S4)
      S7=S2*S2
      XX=0.5*(S8+S6)
      S6=0.5*(R18+S7)
      Z=0.5*(R17+S5)
      DLO=E*S6*XX*Z
      X=DLO*DLO
      DD=X+14.79+3.77/X
      DL1=1.-(6.42+1.84/X)/DD
      DL2=(1.5*DLO+3.05/DLO)/DD
      R23=1./(GM+0.5*R2)
      X=Z**0.3333
      DL3=XX**0.3333
      DL1=DL1/DLO-0.2*DL2
      DLO=S7*Z*Z
      R16=1.+R7*S4*S6*X/DL3/DL3
      Z=S4*DL1/R16
      R16=DL2/X/DL3
```

```
      S6=DLO*R23*(R16-S4/XX*Z/R35)*(S8-S6)
      S2=DLO*R23*Z
      R23=1./GM
      DLO=R13*R23
      C1=1.+DLO*(S1+S2-S1*B(I-1))
      B(I)=S2*DLO/C1
      S4=S7+R14*R23*(S6-S3)
      A(I)=(S1*DLO*A(I-1)+S4)/C1
      S4=HR
      S1=S2
      S7=R18
      S3=S6
      S6=S8
      GM=GM+R2
    9 S3=R17
      S4=0.5*(H1(M)+H1(N))
      X=0.4*(R16*R35/Z-S6/XX)*(S8-SN(N))
      H1(M)=(A(N)-X)/(1.-B(N))
      R16=1./(1.-B(N))
      F1=(A(N)-X)*R16
      R23=RKK*R16
      R23=R23/Z*R35
    6 F2=R23/EN(M)
      H2(1)=F2/(1.+F2)
      V(1)=F1*EN(M)/(1.+F2)
      DO 307 I=2,KN
      S2=1.+R2K*(I-1)
      S4=RK1/S2
      S1=S4*(S2-F5)
      S2=S4*(S2+F5)
      C1=1./(S1+S2+1.-S1*H2(I-1))
      H2(I)=S2*C1
  307 V(I)=(S1*V(I-1)+HK(I))*C1
      DO308 I=1,KN
  308 HK(KM-I)=H2(KM-I)*HK(KM+1-I)+V(KM-I)
      H1(M)=HK(1)/EN(M)
      DO10 I=1,M
   10 H1(M-I)=B(M-I)*H1(M+1-I)+A(M-I)
      DO 61 I=1,M
   61 EN1(I)=EN(I)
      DO 68 I=1,M
      S2=H1(I)
      S1=(EN(I))**0.3333
      S3=(SN(I))**0.6667
   68 V(I)=1./SQRT(S3/S1+S2*S2/R5)
      S1=0.
      S2=0.
      S3=0.
      X=0.
      DO 62 I=2,M
      X=X+R2
      C1=X/V(I)
      S3=S3+(C1+S1)*R2
   62 S1=C1
      DO 63 I=1,M
   63 EN(I)=S3*V(I)
      Z=0.
      S1=0.
      X=0.
      DO 66 I=2,M
      X=R2+X
      S2=X/EN(I)
      Z=Z+R2*(S2+S1)
      ER(I)=SQRT(Z)
   66 S1=S2
      DO 65 I=1,M
      S1=ABS((EN(I)-EN1(I))/EN(I))
      IF(EPS-S1)6,65,65
   65 CONTINUE
      DO 64 I=1,M
   64 H(I)=H1(I)*EN(I)
      SUM=0.
      S1=0.
      S3=0.
```



```
      DO 26 I=1,N
      S2=ER(I+1)
      S6=EN(I+1)
      S6=S6*S6
      S5=P(I+1)
      S5=S5**0.3333
      S7=S5*S5
      S4=S6*S2*EXP(-19.97/S5)/S7
      SUM=SUM+0.5*(S4+S3)*(S2-S1)
      S3=S4
   26 S1=S2
      SNUCL=SNUCL+R1*SUM*SM4
      S1=0.
      S2=2.
      S3=0.
      DO 47 I=2,N
      S2=6.-S2
      S3=S3+R2
      C1=P(I)-R4
      C1=C1*C1
      C1=C1/(R4*R4+C1)
   47 S1=S1+S2*(S3*EN(I)*SQRT(P(I)))*C1
      S1=(S1+EN(M)*SQRT(R4))*R2/3.
      SS=SS+S1*R1*SM3
      IF(T-TSTOP)49,14,14
   49 IF(T-TV1)51,113,113
  113 TV1=TV1+HTV1
  200 TB=T*F(7)*10.
      PRINT 101,TB
      PRINT 103
      PRINT102,(P(I),I=1,M,MK)
      PRINT 104
      PRINT102,(EN(I),I=1,M,MK)
      PRINT 105
      PRINT102,(H(I),I=1,M,MK)
      PRINT 114
  114 FORMAT(/25X,5HKOЖYX/)
      PRINT102,(HK(I),I=1,KM)
      S1=0.
      S2=0.
      S3=0.
      DO 18 I=2,M
      X=ER(I)
      C1=X*H(I)
      S1=S1+0.5*(C1+S3)*(X-S2)
      S3=C1
   18 S2=X
      PRINT 108,S1
      PRINT 109
      PRINT102,(ER(I),I=1,M,MK)
      PRINT 111
   51 IF(T-TV)50,17,17
   17 TV=TV+F8
      TB=T*F(7)*10.
      S2=0.
      S7=0.
      R17=0.
      DO 24 I=2,M
      S4=ER(I)
      R18=P(I)*EN(I)*S4
      S7=S7+0.5*(R17+R18)*(S4-S2)
      R17=R18
   24 S2=S4
      S7=S7*SM5
      S1=EN(1)
      S2=P(1)
      S3=H(1)
      S4=EN(M)
      S5=H(M)
      PRINT 112,TB,S7,SNUCL,SS,S1,S2,S3,S4,S5
      GOTO(50,15),ISWTCH
  101 FORMAT(//50X,9HBPEMЯ T =,E10.3,1X,6H(MCEK))
  102 FORMAT(8E14.7)
  103 FORMAT(//25X,11HTEMПEPATYPA,1X,5H(KEV))
```

```
104 FORMAT(//25X,9HПЛОТНОСТЬ/)
105 FORMAT(//25X,14HМАГНИТНОЕ ПОЛЕ/)
107 FORMAT(//40X,16HК О Н Е Ц     T =,-1PE14.7)
108 FORMAT(//10X,26HINTEGRAL OF MAGNETIC FIELD,5X,-1PE14.7)
109 FORMAT(//25X,6HРАДИУС/)
111 FORMAT(//20X,10HЗАПАСЕННАЯ,8X,7HЯДЕРНЫЯ,10X,8HОБ'ЕМНОЕ/
   *3X,12HВРЕМЯ (MCEK),3X,15HЭНЕРГИЯ (KJ/SM),
   *3X,13HВЫХОД (KJ/SM),3X,16HИЗЛУЧЕНИЕ(KJ/SM),
   *3X,4HN(0),6X,4HT(0),6X,4HH(0),
   *6X,4HN(1),6X,4HH(1)//)
112 FORMAT(2X,E14.7,2X,E14.7,3X,E14.7,4X,E14.7,
   *5(1PE10.2))
 14 ISWTCH=2
    GOTO 200
 15 PRINT 107,T
    STOP
    END
```



```
                              ПРОГРАММА Т Е Я М С К

ПУЧОК СВЯЗАН С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ      H=PHO*T*EXP(-T/DT)/DT *EXP(-AP*2*S(H*R)*DR)*(EXP(1-2*S(H*R)*DR)-1)/(N*(E-1))
                                                                     R                        R
                                                                     0                        0

                                  ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

      РАДИУС ПЛАЗМЫ.......  0.100E 01  (SM)
      ТОЛЩИНА КОЖУХА......  0.100E 01  (SM)
      УД.СОП.МАТ.КОЖУХА...  0.120E-03  (OM*CM)

      НАЧ.ПЛОТ.ПЛАЗМЫ.....  0.100E 21  (CM(-3))
      МАГНИТНОЕ ПОЛЕ......  0.100E 07  (ГС)
      ЭНЕРГИЯ ИСТОЧНИКА...  0.100E 04  (KJ/CM)
      ВРЕМЯ НАГРЕВА.......  0.100E-03  (MCEK)
      БОМОВ.КОЭФФИЦИЕНТ...  0.0
      ТЕМПЕРАТУРА СТЕНКИ..  0.200E-01  (KEV)
      КЛЮЧ ДЛЯ ПУЧКА......  0.100E 01
      СЕТКА ПЛАЗМЫ........  0.200E 03
      СЕТКА СТЕНКИ........  0.501E 02
      ШАГ ВЫДАЧИ ПО РАД...  0.410E 01
      ШАГ ПО ВРЕМ.(КОЭФФ).  0.100E 03
      ШАГ ВЫДАЧИ..........  0.100E 01
      ВРЕМ.ШАГ ДЛЯ РАСПР..  0.400E 01
      ПАРАМЕТР  AP........  0.400E 01


                                    ВРЕМЯ T = 0,0        (MCEK)

                       ТЕМПЕРАТУРА (KEV)
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
 0.2000000E-01 0.2000000E-01 0.2000000E-01
```

ПЛОТНОСТЬ

0.4074629E 01	0.4073029E 01	0.4068229E 01	0.4060228E 01	0.4049028E 01	0.4034629E 01	0.4017029E 01	0.3996228E 01
0.3972229E 01	0.3945029E 01	0.3914629E 01	0.3881029E 01	0.3844229E 01	0.3804229E 01	0.3761029E 01	0.3714629E 01
0.3665030E 01	0.3612229E 01	0.3556230E 01	0.3497029E 01	0.3434629E 01	0.3369030E 01	0.3300230E 01	0.3228230E 01
0.3153030E 01	0.3074631E 01	0.2993031E 01	0.2908231E 01	0.2820231E 01	0.2729032E 01	0.2634631E 01	0.2537031E 01
0.2436232E 01	0.2332232E 01	0.2225032E 01	0.2114633E 01	0.2001033E 01	0.1884233E 01	0.1764233E 01	0.1641033E 01
0.1514633E 01	0.1385034E 01	0.1252234E 01	0.1116234E 01	0.9770349E 00	0.8346351E 00	0.6890354E 00	0.5402358E 00
0.3882362E 00	0.2330365E 00	0.7463658E-01					

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

0.5973278E 00	0.5975431E 00	0.5981887E 00	0.5992630E 00	0.6007637E 00	0.6026878E 00	0.6050311E 00	0.6077888E 00
0.6109593E 00	0.6145244E 00	0.6184888E 00	0.6228414E 00	0.6275737E 00	0.6326775E 00	0.6381437E 00	0.6439630E 00
0.6501262E 00	0.6566234E 00	0.6634449E 00	0.6705807E 00	0.6780208E 00	0.6857556E 00	0.6937750E 00	0.7020693E 00
0.7106289E 00	0.7194443E 00	0.7285063E 00	0.7378057E 00	0.7473336E 00	0.7570816E 00	0.7670410E 00	0.7772040E 00
0.7875624E 00	0.7981089E 00	0.8088358E 00	0.8197364E 00	0.8308036E 00	0.8420308E 00	0.8534119E 00	0.8649406E 00
0.8766113E 00	0.8884183E 00	0.9003562E 00	0.9124199E 00	0.9246044E 00	0.9369051E 00	0.9493174E 00	0.9618371E 00
0.9744599E 00	0.9871819E 00	0.9999994E 00					

КОЖУХ

0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01
0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01
0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01
0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01
0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01
0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01
0.1000000E 01	0.1000000E 01	0.1000000E 01					

INTEGRAL OF MAGNETIC FIELD 0.0458652E 01

РАДИУС

0.0	0.9908240E-02	0.1982345E-01	0.2975012E-01	0.3969435E-01	0.4966203E-01	0.5965958E-01	0.6969309E-01
0.7976872E-01	0.8989334E-01	0.1000738E 00	0.1103169E 00	0.1206301E 00	0.1310211E 00	0.1414982E 00	0.1520696E 00
0.1627446E 00	0.1735327E 00	0.1844442E 00	0.1954901E 00	0.2066823E 00	0.2180336E 00	0.2295579E 00	0.2412703E 00
0.2531874E 00	0.2653275E 00	0.2777107E 00	0.2903595E 00	0.3032988E 00	0.3165568E 00	0.3301651E 00	0.3441601E 00
0.3585830E 00	0.3734815E 00	0.3889112E 00	0.4049377E 00	0.4216385E 00	0.4391066E 00	0.4574558E 00	0.4768263E 00
0.4973947E 00	0.5193878E 00	0.5431044E 00	0.5689504E 00	0.5974973E 00	0.6295911E 00	0.6665661E 00	0.7107266E 00
0.7666356E 00	0.8457747E 00	0.9999880E 00					

ВРЕМЯ (МСЕК)	ЗАПАСЕННАЯ ЭНЕРГИЯ (KJ/SM)	ЯДЕРНЫЙ ВЫХОД (KJ/SM)	ОБ'ЕМНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ(KJ/SM)	N(0)	T(0)	H(0)	N(1)	H(1)
0.0	0.3020514E 01	0.0	0.0	4.07E 00	2.00E-02	5.97E-01	7.46E-02	1.00E 00
0.1009993E-03	0.3026165E 01	0.1432990E-23	0.2771283E-03	1.48E 00	2.00E-02	2.21E-01	5.96E-01	2.28E 00
0.2009980E-03	0.3026825E 01	0.2599622E-23	0.8385691E-03	1.35E 00	2.00E-02	2.05E-01	8.69E-01	2.85E 00
0.3009965E-03	0.3026396E 01	0.3740681E-23	0.1549797E-02	1.32E 00	2.00E-02	2.03E-01	1.01E 00	3.12E 00

Работа поступила - 23 января 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 8.II-1980г. МН 06617
Усл. 1,9 печ.л., 1,5 учетно-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно
Заказ № 42.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР