

Анализ совокупности приведенных данных с точки зрения элементарных процессов позволяет объяснить особенности пробоя в аргоне наличием более мощного ионизирующего излучения, чем в гелии и неоне. Особенности пробоя воздуха связаны с его электроотрицательностью и большой теплоемкостью, приводящей к более низкой (по сравнению с инертными газами) температуре и проводимости.

Авторы выражают благодарность В. П. Сидоровой за помощь в работе.

Поступила 14 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Метод управления развитием и формированием системы параллельных каналов скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении. — ПМТФ, 1976, № 3.
2. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе при атмосферном давлении. — ПМТФ, 1978, № 3.
3. Toepler E. Stoßspannung, Überschlag und Durchschlag bei Isolatoren. — E. T. Z, 1924, Bd 45, S. 1024.
4. Strigel R. In: Elektrische Stoßfestigkeit. Springer-Verlag, 1955.
5. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Сборник под ред. Комелькова В. С. М., Атомиздат, 1970.
6. Roth A. In: Hochspannungstechnik. Springer-Verlag, 1959.
7. Сиротинский Л. И., Ломоносов В. И., Сергеев А. С., Панов А. В. Техника высоких напряжений. Вып. 1. Изд. ГЭИ, 1940.
8. Схакави Г. И. Физика диэлектриков. Область сильных полей. М., Физматгиз, 1958.

УДК 533.9.07; 537.529

ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЕЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Ю. Д. Бакулин, А. В. Лучинский

(Челябинск)

С точки зрения ряда физических задач, в том числе задачи возбуждения импульсной термоядерной реакции, представляет интерес сжатие тонкой металлической цилиндрической оболочки при скоростях схлопывания ≥ 10 см/мкс. Такие скорости соответствуют плотности энергии в оболочке $\epsilon \geq 5$ МДж/г. При электродинамическом способе сжатия оболочки существуют два пути введения в нее энергии: сжатие магнитным полем и выделение джоулева тепла с последующим переводом его в кинетическую энергию. Реально процесс идет обоими путями одновременно, хотя ведущую роль на разных стадиях сжатия может играть то один, то другой фактор.

Оценим возможные размеры оболочки. Из требования одномерности движения следует, что начальный радиус оболочки r_0 не должен значительно превышать половины ее длины. Если отношение толщины к r_0 лежит в пределах 0,01—0,1, то полный запас энергии в медной оболочке при $\epsilon \sim 5$ МДж/г составит $(10—100)r_0^3$. Пусть в оболочку удастся перевести $\sim 20\%$ энергии W_0 , первоначально запасенной в источнике, тогда

$$r_0 \leq 0,1 \sqrt[3]{(2-20)W_0}$$

При $W_0 \leq 25$ МДж радиус оболочки должен быть $r_0 \leq 1$ см. Время поглощения энергии оболочкой t_B должно быть меньше времени ее схлопывания. При скорости схлопывания ~ 10 см/мкс это приводит к необходимости обеспечить $t_B \leq 0,1$ мкс.

Таким образом, определяется задача выделения в оболочке размерами до 2 см за времена $\leq 0,1$ мкс плотности энергии ≥ 5 МДж/г. Проведем оценки перспективности применения в этих целях различных электротехнических схем.

1. Оценки джоулевой энергии оболочки в схемах с сосредоточенными индуктивностью L и емкостью C . Остановимся сначала на соотношении времен t_n и t_b , где t_n — время от начала прохождения тока по проводнику до момента взрыва; t_b — характерное время взрыва проводника. Известно [1], что для LC -контура (сопротивление контура $< \sqrt{L/C}$) взрыв происходит вблизи четверти периода при выполнении условия*

$$(1.1) \quad S^2 = \frac{1}{\pi A} t_n I_b^2,$$

где I_b — ток, при котором начинается взрыв; S — площадь сечения проводника; A — константа, для меди, например, равная $2000 \text{ MA}^2 \cdot \text{мкс}/\text{см}^3$. Можно показать, что для широкого круга зависимостей $I(t)$ соотношение (1.1) можно переписать в виде

$$(1.2) \quad S^2 = \eta t_n I_b^2,$$

где η изменяется в пределах $(10^{-4} - 10^{-3})/\pi$. В случае RC -контура, когда $R > \sqrt{L/C}$, аналогично (1.2) получается соотношение

$$I^2 = 1,6 \cdot 10^6 t_n U_0^2.$$

Представляет интерес тот факт, что при заданном начальном напряжении U_0 момент взрыва определяется не сечением, а длиной проводника.

Эксперименты и расчеты [2] показывают, что среднее за время взрыва t_b сопротивление проводника примерно равно

$$(1.3) \quad R_b \sim 300 R_0,$$

где R_0 — начальное сопротивление. В действительности, конечно, сопротивление в процессе взрыва изменяется и зависит от параметров проводника и контура. Однако верное по порядку величины соотношение (1.3) может быть использовано при оценках t_b .

Для случая индуктивного накопителя поглощенную проводником джоулеву энергию можно записать в виде

$$W_d = \frac{LI_b^2}{2} a, \quad \text{где} \quad a = 1 - \exp\left(-\frac{2R_b}{L} t\right).$$

Обозначая плотность джоулевой энергии в проводнике ϵ_d и используя (1.2), (1.3), имеем

$$t_b \approx -\frac{\ln(1-a)}{2a} 3 \cdot 10^4 \eta \epsilon_d t_n.$$

Как уже было сказано, $\eta \approx 10^{-4}$. Величина $-\ln(1-a)/2a$ в широком диапазоне изменения a остается близкой к 1. Таким образом, выражение, определяющее соотношение между t_b и t_n , имеет вид

$$(1.4) \quad t_b \approx 3 \epsilon_d t_n.$$

Для RC -контура подобное (1.4) соотношение запишется в виде

$$(1.5) \quad t_b \approx 10^4 \epsilon_d t_n.$$

* Везде в формулах используются единицы: см, г, мкс, МДж, МА, МВ, Ом, мкГ, мкФ.

Из (1.4), (1.5) видно, что отношение t_B/t_H тем больше, чем большая плотность энергии в проводнике получается при взрыве. Обострение импульса ($t_B < t_H$) возможно для индуктивного накопителя только при $\epsilon_d \leq \leq 0,3$ МДж/г. В обычных экспериментах по электрическому взрыву проводников $\epsilon_d \approx 0,015$ МДж/г и $t_B/t_H \approx 0,05$. При интересующих нас плотностях энергии $\epsilon_d \geq 5$ МДж/г следует ожидать $t_B/t_H \geq 10$.

Рассмотрим теперь вопросы о реальности получения нужных ϵ_d в LC -контуре. Если требовать, чтобы к моменту взрыва значительная доля запасенной в конденсаторах энергии перешла в индуктивности, то из (1.4) следует, что за первый полупериод взрыв с нужной плотностью энергии осуществить нельзя. Попытки получить нужные параметры взрыва при колебательном характере тока кажутся нереальными прежде всего потому, что для этого потребовался бы контур с частотой колебаний в десятки мегагерц при запасе энергии более мегаджоуля. Кроме того, колебательный режим тока, протекающего через разлетающуюся плазму, должен привести к усилению неустойчивости движения оболочки.

Не представляется перспективной и схема с коммутатором, который сначала позволяет медленно накопить ток в индуктивности, а затем переключает его на взрывающуюся оболочку. От такого коммутатора, согласно (1.4), потребовалось бы, чтобы за времена, меньшие $t_H \leq 0,1 t_B \sim 0,01$ мкс, он увеличивал свое сопротивление сильнее, чем сама оболочка. К тому же выводу приводит и рассмотрение RC -контра. В этом случае для того чтобы взрыв происходил при достаточном токе, фронт тока должен быть сравним с $t_H \leq 10^{-4} t_B \approx 10^{-5}$ мкс (см. (1.5)).

Таким образом, ни одна из рассмотренных схем не позволяет получить нужную плотность джоулевой энергии оболочки.

2. Оценки кинетической энергии оболочки в схемах с сосредоточенными L и C . Рассмотрим теперь возможность получения нужной плотности кинетической энергии оболочки ϵ_k при ее сжатии магнитным полем в контуре с сосредоточенными L и C . Оболочку будем считать тонкой и выполненной из несжимаемого материала. Тогда уравнение движения оболочки запишется в виде

$$(2.1) \quad r_H \frac{d^2 r_H}{dt^2} = - \frac{10^{-2} I^2}{\pi \gamma (r_0^2 - r_*^2)},$$

где r_H — наружный радиус оболочки; I — ток через оболочку; r_0 и r_* — начальные значения наружного и внутреннего радиусов оболочки; γ — плотность оболочки.

Уравнение электрического контура имеет вид

$$(2.2) \quad \frac{1}{C} \int_0^t I dt + L \frac{dI}{dt} + \frac{d}{dt} (L_0 I) = U_0, \quad L_0 = 2 \cdot 10^{-3} l \ln \frac{r_T}{r_H},$$

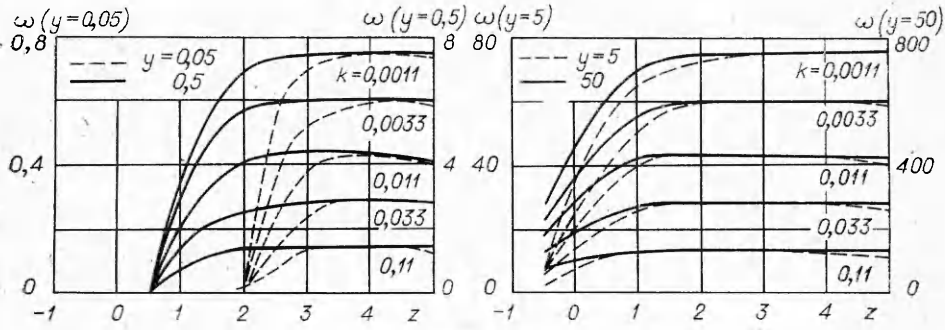
где C и L — емкость и индуктивность контура (исключая оболочку); L_0 и l — индуктивность и длина оболочки; r_T — радиус обратного токопровода.

Введем безразмерные величины

$$\Theta = t / \sqrt{2 \cdot 10^{-3} l C}, \quad x = r_H / r_0, \quad J = I / 223 r_0 \sqrt{\frac{\pi \gamma (r_0^2 - r_*^2)}{l C}},$$

$$k = \frac{r_0 - r_*}{r_0}, \quad z = (L + L_0) / 2 \cdot 10^{-3} l, \quad \omega = \frac{l C}{500 r_0^2} \left(\frac{dr_H}{dt} \right)^2.$$

Последняя величина характеризует безразмерную плотность энергии.



Фиг. 1

Из (2.1), (2.2) получаем систему уравнений

$$(2.3) \quad (z - \ln x) \frac{d^2 J}{d\Theta^2} - \frac{2}{x} \frac{dx}{d\Theta} \frac{dJ}{d\Theta} + \left[1 + \frac{1}{x^2} \left(\frac{dx}{d\Theta} \right)^2 - \frac{1}{x} \frac{d^2 x}{d\Theta^2} \right] J = 0,$$

$$x \frac{d^2 x}{d\Theta^2} = -J^2, \quad \omega = \left(\frac{dx}{d\Theta} \right)^2.$$

Начальные условия для этой системы запишутся при $\Theta = 0$ в виде $x = 1$, $J = 0$, $dx/d\Theta = 0$, $dJ/d\Theta = y_0$. Исходя из того, что при $t = 0$

$$dI/dt = U_0 / (L + L_0),$$

получаем

$$J_0 = \frac{5,7 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{\gamma(r_0^2 - r_*^2)}} \frac{U_0 C}{z r_0}.$$

Система (2.3) решалась на ЭВМ. Счет велся до $x = \sqrt{k(2-k)}$ (полное сжатие оболочки). Набор оболочки энергии после первого полупериода тока не представляет интереса, поэтому при $J = 0$ счет прерывался. В расчетах варьировались параметры z , k , y и определялся максимум $\omega(\Theta)$. Зависимости ω от z при различных k и y_0 приведены на фиг. 1. Для $zy > 1000$ эти зависимости с ошибкой $< 10\%$ аппроксимируются формулой

$$\omega = 6,4y \lg(0,24/k).$$

Возвращаясь к размерным переменным, получаем, что при соблюдении условия

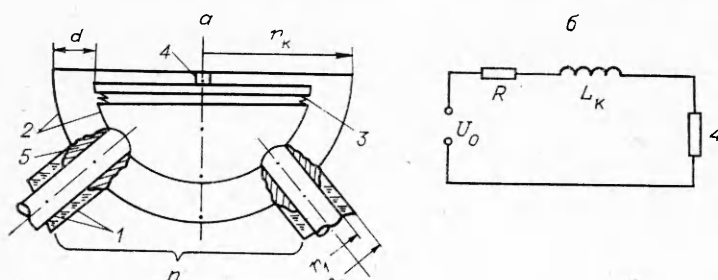
$$(2.4) \quad \frac{U_0 C}{r_0^2} \geq 5 \cdot 10^4 \sqrt{k(2-k)}$$

плотность энергии равна

$$(2.5) \quad \varepsilon_K \approx \frac{6 \cdot 10^{-3} U_0 \lg \frac{0,24}{k}}{L_* \sqrt{k(2-k)}},$$

где $L_* = L + 2 \cdot 10^{-3} l \ln(r_T/r_0)$ — полная индуктивность контура в начальный момент. Если условие (2.4) не выполняется, то ε_K оказывается меньше величины, определяемой формулой (2.5).

Из (2.5) следует, что если $k > 10^{-3}$, то $\varepsilon_K < 0,5 U_0 / L_K$ и для получения $\varepsilon_K \geq 5 \text{ МДж/г}$ начальная производная тока должна быть больше 10 МА/мкс . Заметим, что при такой производной требование (2.4) сводится к $W_0 \geq 10^4 L_* r_0^2$. Если $r_0 \sim 1 \text{ см}$ и $W_0 \leq 10 \text{ МДж}$, то начальная индуктив-



Ф и г. 2

ность контура должна быть $L_* \leq 10^{-3}$ мкГ. Создание конденсаторных батарей с такими параметрами едва ли возможно.

Таким образом, схемы с сосредоточенными L и C , по-видимому, не могут обеспечить нужную плотность энергии оболочки как джоулевой, так и полученной в результате ускорения магнитным полем.

3. Оценка перспектив применения линий с распределенными параметрами. Рассмотрим схему, представленную на фиг. 2, а. Подобно [3], по этой схеме n параллельных линий (1) подсоединяются к нагрузке (4), в нашем случае это подсоединение производится через коллектор (2), представленный в виде двух концентрических полусфер; r_k — радиус наружной полусферы, d — величина зазора. В разрыве внутренней полусферы размещен разрядник (3). Каждая линия представляет собой две коаксиальные трубы с радиусами внутренней r_1 , наружной r_2 и длиной l_0 . Зазор между трубами заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ψ . Зазор между полусферами коллектора отделен изолятором (5) от зазоров между трубами линий и заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ~ 1 .

Если время прохождения электромагнитной волны по коллектору $t_k \sim 8,6 \cdot 10^{-5} r_k$ много меньше времени рассматриваемого процесса, то для времени $< 6 \cdot 10^{-5} l_0 \sqrt{\psi}$ эквивалентную схему устройства можно представить в виде фиг. 2, б. Внутреннее сопротивление источника $R = \frac{60}{n \sqrt{\psi}} \ln \frac{r_2}{r_1}$, индуктивность коллектора примерно равна

$$L_k \approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{r_k}{2} \ln \frac{r_k}{r_k - d}$$

Зазор в коллекторе должен выдерживать напряжение U_0 . Будем считать допустимой среднюю напряженность электрического поля в изоляторе коллектора $\sim 1,5$ МВ/см, тогда $d = 0,6 U_0$. Для того чтобы зазор в линиях выдерживал напряжение U_0 , нужно иметь $r_2 \geq r_1 \exp(U_0/r_1 E_0)$, где E_0 — допустимая напряженность поля в веществе, заполняющем линии. При этом количество линий определяется площадью коллектора (в дальнейшем будем считать, что линии заполняют 0,75 площади коллектора).

Пусть время процесса T и $t_k \sim 0,1 T$, тогда для волнового сопротивления системы получаем выражение

$$R(r_1) = \frac{2,9 \cdot 10^{-5} U_0 r_1}{E_0 T^2 \sqrt{\psi}} \exp\left(\frac{2U_0}{r_1 E_0}\right).$$

Минимальное значение сопротивления имеет вид

$$\min R(r_1) = \frac{1,6 \cdot 10^{-4} U_0^2}{E_0^2 T^2 \sqrt{\psi}} \quad \text{при} \quad r_1 = 2 \frac{U_0}{E_0}, \quad r_2 = 1,65 r_1.$$

Примем $l_0 = 1,5 \cdot 10^4 T / \sqrt{\psi}$. Будем считать, что линии заполнены водой с $\psi = 80$ и $E_0 = 0,3$ МВ/см. Тогда для выбора размеров устройства при заданных T и U_0 получаем систему соотношений

$$(3.1) \quad \begin{aligned} l_0 &= 1,7 \cdot 10^3 T, \quad r_K = 1200 T, \\ r_1 &= 6,7 U_0, \quad L_K = -1,2 T \ln(1 - 5 \cdot 10^{-4} U_0/T), \\ r_2 &= 11 U_0, \quad R = 2 \cdot 10^{-4} (U_0/T)^2, \\ n &= 2,2 \cdot 10^4 (T/U_0)^2, \quad W_0 = 1,2 \cdot 10^3 T^3, \end{aligned}$$

где W_0 — запасенная в линиях электрическая энергия.

Приведем для иллюстрации пример, в котором $T = 0,2$ мкс, $U_0 = 2$ МВ. На основе (3.1) устройство должно представлять собой 200 параллельных линий с размерами $r_1 \approx 13$ см, $r_2 \approx 22$ см и $l_0 \approx 350$ см. Линии подсоединяются к коллектору с $r_K \approx 250$ см и $L_K \approx 0,0012$ мкГ. Запасенная в линиях энергия составит $W_0 \approx 10$ МДж, волновое сопротивление $R \approx 0,02$ Ом.

Рассмотрим джоулев разогрев и сжатие магнитным полем оболочки, включенной в устройство подобного типа. Оболочку будем считать по-прежнему несжимаемой, но обладающей конечной (переменной во времени) толщиной. Для центров масс секторных элементов оболочки уравнение движения запишется подобно (2.1). Введем переменную

$$(3.2) \quad x = \sqrt{1 - \frac{r_0^2 - r_*^2}{r_H^2}}.$$

В силу несжимаемости материала оболочки ее внутренний радиус $r_B = x r_H$. Для наружного радиуса уравнение движения переписывается в виде

$$(3.3) \quad r_H \frac{d^2 r_H}{dt^2} = (1-x) \left[\frac{1}{x} \left(\frac{dr_H}{dt} \right)^2 - \frac{2,7 \cdot 10^{-4} (1+x)^2 I^2}{(r_0^2 - r_*^2) (1-x^3)} \right].$$

Удельная кинетическая энергия оболочки равна

$$(3.4) \quad \varepsilon_K = 0,2 \left(\frac{1}{1+x} \frac{dr_H}{dt} \right)^2.$$

В связи с (1.4) сопротивление оболочки можно считать постоянным

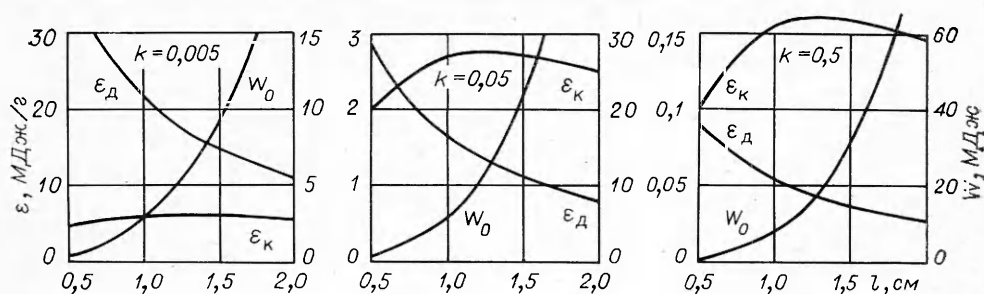
$$(3.5) \quad R_B = 1,7 \cdot 10^{-4} \frac{l}{r_0^2 - r_*^2}.$$

Индуктивность оболочки складывается из наружной L_H и внутренней L_B . Если считать, что L_H определяется магнитным полем в пространстве между $r_H(t)$ и $r = l$, а остальная часть индуктивности входит в L_K , то

$$(3.6) \quad L_H = 2 \cdot 10^{-3} l \ln(l/r_H).$$

При определении L_B будем считать, что ток распределен по оболочке равномерно. Заметим, что такое рассмотрение оправдано тем, что $t_H \ll \ll t_B$ и, следовательно, в течение всего рассматриваемого процесса проводимость оболочки мала и скин-слой велик. Тогда для внутренней индуктивности получаем

$$(3.7) \quad L_B = 10^{-3} l \left(1 + \frac{2\omega^2}{i - x^2} \ln x \right).$$



Фиг. 3

С учетом (3.6), (3.7) запишем уравнение контура

$$(3.8) \quad \frac{dI}{dt} = \frac{U_0 - \left(\frac{1,67 \cdot 10^{-4} l}{r_0^2 - r_*^2} + \frac{4 \cdot 10^{-3} l}{r_H (1-x^2)} \frac{dr_H}{dt} \ln x + R \right) I}{L_K + 10^{-3} l \left(1 + \frac{2x^2}{1-x^2} \ln x + 2 \ln \frac{l}{r_H} \right)}.$$

Для удельной джоулевой энергии получаем уравнение

$$(3.9) \quad \frac{d\epsilon_d}{dt} = 5,6 \cdot 10^{-6} \left(\frac{I}{r_0^2 - r_*^2} \right)^2.$$

Уравнения (3.3), (3.8) и (3.9) вместе с соотношениями (3.2), (3.4) дают полную систему, определяющую процессы в электрическом контуре, движение оболочки и набор оболочки джоулевой и кинетической энергии. Начальные условия для этой системы запишутся при $t = 0$ в виде $r_H = r_0$, $I = 0$, $\epsilon_d = 0$.

Система рассчитывалась на ЭВМ. Расчеты велись до момента полного сжатия оболочки, т. е. до t_{c_2} при котором $r_H = \sqrt{r_0^2 - r_*^2}$. Путем итераций входящий в (3.1) параметр T подбирался таким образом, чтобы полученное в расчетах t_c равнялось T . Варьировались параметры k , l , r_0 и U_0 . На фиг. 3 приведены полученные в результате описанных расчетов зависимости плотности джоулевой ϵ_d и кинетической ϵ_k энергии, а также требуемого запаса энергии линий W_0 от длины оболочки l . Напряжение бралось равным $U_0 = 2$ МВ, а $r_0 = 0,5 l$.

Результаты подобных расчетов носят характер весьма приблизительных оценок и не могут претендовать на какую-либо точность, однако ряд качественных закономерностей они, по-видимому, дают. Виден резкий спад максимальной плотности энергии при увеличении относительной толщины оболочки. Так, увеличение k с 0,005 до 0,1 снижает максимум ϵ_k примерно в 4 раза. Напряжение, до которого заряжаются линии, сказывается на плотности энергии гораздо слабее. Расчеты не выявили существенной зависимости ϵ_d от U_0 . Величина ϵ_k имеет слабый максимум в районе $U_0 = 2$ МВ. При увеличении длины оболочки ϵ_d падает, а ϵ_k слабо растет или имеет максимум при средних длинах $l \sim 1$ см. Естественно, с увеличением l растет требуемый запас энергии. При сохранении длины с увеличением радиуса ϵ_d резко падает, а ϵ_k растет. Заметим, что вообще чем меньше толщина оболочки, тем большая доля плотности энергии приходится на ϵ_d . Из фиг. 3 видно, что значения плотности энергии при малых k достигают нескольких мегаджоулей на грамм.

Общим выводом из приведенных оценок можно считать значительно большую перспективность применения систем линий с распределенными параметрами по сравнению с другими рассмотренными схемами.

Поступила 10 II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Андерсон Г., Нейлсон Ф. Применение понятия «Интеграл действия» в исследованиях взрывающейся проволоки. — В кн.: Взрывающиеся проволоки. М., ИИ, 1963.
2. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9.
3. Prestwich K. R. Harp, a short pulse, high current electron beam accelerator. — IEEE Transactions on Nuclear Science, 1975, vol. NS—22, N 3.

УДК 536.74

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВОДОРОДА ДО 10 МБАР

В. П. Копышев, В. В. Хрусталева

(Москва)

Проблема расчета уравнения состояния водорода в ее точной постановке неразрешима современными методами, поэтому приходится прибегать к физическим моделям или формальным интерполяциям. Одна из таких моделей, модель сжимаемого коволюма (МСК), сформулирована (под другим названием) в [1].

«Коволюм» V^0 (функция от давления p) — синоним понятия «упругий объем» из [1]. В данной работе МСК обобщается на случай неидеальной плазмы, строятся коволюмы молекулярной и атомарной фаз водорода (в основном на базе экспериментальных данных) и рассчитывается полное уравнение состояния водорода до давления 10 Мбар в области температур T выше 100 К при $p < 10$ кбар и выше дебаевской температуры $\Theta(p)$ при $p > 10$ кбар.

Предполагая известными результаты и обозначения работы [1], отметим здесь только обобщение на случай плазмы. Имеется пять сортов частиц, различаемых индексом n : молекулы H_2 ($n = m$), атомы H ($n = a$), ионы H_2^+ ($n = i$), протоны H^+ ($n = p$) и электроны e ($n = e$); α_n — концентрации частиц, $V_n^0(p)$ — коволюмы. Для молекул и атомов коволюмы отождествляются с нулевыми изотермами ($T = 0$) соответствующих фаз. По оценкам работы [2] кулоновское поле заряженных частиц сильно экранирует само себя, и им можно пренебречь.

Электроны образуются в результате ионизации атомов или молекул. Строго говоря, само понятие ионизации становится неопределенным, когда частицам «тесно», скорее, следовало бы говорить о возбуждении электронов, о снятии их вырождения. С другой стороны, вырождение возбужденных электронов проявляется в том, что они при понижении температуры «салятся» на орбиты вокруг протонов или ионов, образуя нейтральные атомы или молекулы. По основной идее аддитивности свободного и упругого объемов [1] эти свойства опишем тем, что к свободному объему $\alpha_p RT/p$ электронов, образовавшихся в реакции $H = H^+ + e$, прибавим упругий объем $\alpha_p V_a^0(p)$. При высоких температурах вырождения нет и существенно только первое слагаемое; при низких — наступает полное