

филь) и при расходе $6 \cdot 10^{17}$ молекул газа в импульсе (широкий профиль). Поэтому измерения профиля проводились при расходе $2 \cdot 10^{17}$ молекул газа в импульсе и при задержке запуска дуги 500 мкс, когда профиль был достаточно узким. На фиг. 3 показаны два профиля струи с током протонов 0,6 А и с полным током —1 А, которые отклонялись магнитным полем +38 и —38 Гс. Эти профили позволяли достаточно точно определить нулевую точку (точку А на фиг. 3), относительно которой затем измерялись отклонения центров профилей пучков. На фиг. 4 показаны уже несколько профилей этой же струи с разными полными токами (—1,3 А — □, —0,8 А — ○, +0,6 А — ●) в магнитном поле +38 Гс. Из фиг. 4 видно, что изменение полного тока с плюса на минус переводит профиль на правую сторону от нулевой точки А. При этом увеличение отрицательного тока приводит к сужению профиля, что существенно повышает точность определения его центра. Аналогичные профили определялись и при магнитном поле —38 Гс. Зависимости отклонений струй от полного тока в них при разных магнитных полях и при разных протонных токах в струях изображены на фиг. 5 (0,6 А, +38 Гс — ●, ■; 0,7 А, 22 Гс — □; 0,03 А, 132 Гс — ○). Для плазменной струи с протонным током 0,03 А шкала полного тока на порядок меньше изображенной. Из фиг. 5 видно, что величина $|Y|/(1 + Y^2/L^2)$ линейно зависит от полного тока I , который регулируется потенциалом анода U (см. фиг. 1). Наклоны прямых на фиг. 5 увеличиваются с ростом магнитного поля и с уменьшением протонного тока. Перечисленные эффекты согласуются с формулой (1). Это означает, что плазменная струя движется в поперечном магнитном поле, как струя из проводящей жидкости. Наблюдаемые наклоны прямых на фиг. 5 дают для продольных энергий протонов следующие величины: 55 ± 5 эВ — □; 60 ± 5 эВ — ●, ■; 100 ± 20 эВ — ○. Эти энергии близки к таким, которые были найдены по радиальным расходимостям плазменных струй с близкими протонными токами [4], и в несколько раз больше энергий, которые определялись по повороту протонов в поперечном магнитном поле внутри плазменной струи с протонным током в несколько десятков ампер [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г. И., Кононенко Ю. Г. и др. Получение интенсивных пучков ионов водорода. — ЖТФ, 1968, т. 38, № 6.
2. Димов Г. И., Росляков Г. В., Савченко О. Я. Формирование потока ионов и нейтральных атомов из плазмы импульсного дугового источника. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 145, 1967.
3. Росляков Г. В. Датчик для измерения поперечных скоростей ионов плазменного эмиттера. — ПТЭ, 1981, № 2.
4. Баткин В. И., Гетманов В. И. и др. Диагностика плазменной струи сеточными электродами. — ПМТФ, 1982, № 6.
5. Баткин В. И., Гетманов В. И. Аналого-цифровой интерфейс и автоматизированное измерение фазового объема пучка на ЭВМ «Электроника-100И». — ПТЭ, 1983, № 5.
6. Деревянкин Г. Е., Дудников В. Г., Журавлев П. А. Электромагнитный затвор для импульсного напуска газа. — ПТЭ, 1975, № 5.
7. Давыденко В. И., Димов Г. И. и др. Многоамперный импульсный источник протонов. — ЖТФ, 1983, т. 53, № 2.

Поступила 17/IV 1984 г.

УДК 538.4

ДИФФУЗИЯ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛОТНУЮ ПЛАЗМУ

С. Ф. Гаранин

(Москва)

Рассмотрение диффузии сильного магнитного поля в столкновительную плазму важно для многих задач, таких как удержание плазмы магнитным полем, магнитный разгон оболочек, переходящих во время электрического взрыва в плазменное состоя-

ние, разряд, возникающий на поверхности изолятора (магнитоприжатый разряд) при передаче через нее магнитного потока, и т. д.

Разлет в вакуум теплопроводного и проводящего газа, образовавшегося в результате электрического взрыва плоского проводника изучался в [1]. Однако при этом предполагалось, что исследуется начальная стадия взрыва, так как проводимость считалась падающей с ростом температуры.

В данной работе рассматривается плоская задача о диффузии поперечного магнитного поля из вакуума в плотную столкновительную плазму. Магнитоприжатый разряд на поверхности изолятора можно считать частным случаем такой диффузии в плазму бесконечной плотности. Исследуются достаточно сильные магнитные поля, чтобы разрядную плазму можно было считать полностью пониженой.

В процессе диффузии магнитного поля в плотную плазму можно выделить три основные стадии: 1) потери на излучение малы по сравнению с джоулевым тепловыделением, и главную роль в ограничении скинирования магнитного поля играют электронная теплопроводность и термоэлектрические эффекты (эффект Нернста); 2) потери на излучение начинают компенсировать джоулево тепловыделение, и разряд становится стационарным; 3) излучение разряда прогревает внутренние слои плазмы, диффузия тепла определяется лучистой теплопроводностью, а коэффициенты магнитной диффузии и лучистой теплопроводности становятся одного порядка.

Будем считать все величины зависящими от координаты X и времени t , магнитное поле H и электрическое E перпендикулярными друг другу и оси X , характерные времена большими по сравнению с газодинамическими, так что полное давление в системе успевает выравниваться:

$$(0.1) \quad p + H^2/8\pi = H_0^2/8\pi$$

(p — тепловое давление, H_0 — напряженность магнитного поля на границе с вакуумом).

Уравнения для магнитного и электрического полей и теплового баланса плазмы, записанные в лагранжевых переменных, имеют вид

$$(0.2) \quad \frac{\partial E}{\partial X} = -\frac{1}{c} \left(\frac{dH}{dt} - \frac{H}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right), \quad \frac{\partial H}{\partial X} = -\frac{\sigma}{c} j, \quad E = -\frac{j}{G} - \frac{\beta_\Lambda}{e} \frac{\partial T}{\partial X},$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{\partial Q}{\partial X} + jE - J, \quad Q = -\gamma \frac{\partial T}{\partial X} + \frac{\beta_\Lambda T}{e} j,$$

где ρ — плотность плазмы; ε — внутренняя энергия; σ , γ , β_Λ — поперечные проводимость, теплопроводность и термоэлектрический коэффициент; J — объемная мощность потерь на излучение; Q — плотность потока тепла. Считаем, что в начальный момент магнитное поле в плазме равно нулю, плазма однородна.

1. Диффузия магнитного поля в водородную плазму при малых временах. Рассмотрим вначале диффузию магнитного поля в плазму за малые времена, когда излучение несущественно, а главную роль играют электронные коэффициенты переноса. В этом случае коэффициенты магнитной диффузии и теплопроводности становятся одного порядка при степени замагниченности электронов $\omega_e \tau_e \sim 1$ и в качестве единиц измерения температуры T и плотности электронов N удобно выбрать

$$(1.1) \quad [T] = \left(\frac{H_0}{\sqrt{8\pi}} c \lambda_c z e^3 \sqrt{m} \right)^{2/5};$$

$$(1.2) \quad [N] = \frac{H_0^2}{8\pi [T]}$$

(z — заряд ионов, λ_c — кулоновский логарифм). Используя автомодельную переменную

$$(1.3) \quad \xi = \frac{e^{1.1} m^{0.1} (\lambda_c z)^{0.2} \int N dX}{(H_0^2/8\pi)^{0.65} \sqrt{t}}$$

и вводя безразмерные функции

$$(1.4) \quad T = [T] \Theta(\xi), \quad N = [N] n(\xi), \quad H = H_0 h(\xi),$$

$$E = \frac{e^{0.1} m^{0.1} (\lambda_c z)^{0.2} (H_0^2/8\pi)^{0.35}}{c^{0.3} \sqrt{t}} \varepsilon(\xi),$$

$$Q = \frac{e^{0.1} m^{0.1} c^{0.7} (\lambda_c z)^{0.2} (H_0^2/8\pi)^{0.85}}{\sqrt{t}} q(\xi), \quad X = \frac{e^{0.1} m^{0.1} c^{0.7} (\lambda_c z)^{0.2}}{(H_0^2/8\pi)^{0.15}} x(\xi),$$

систему уравнений (0.1), (0.2) можно переписать в виде

$$(1.5) \quad n\Theta(1 + 1/z) + h^2 = 1, \quad \frac{d\varepsilon}{d\xi} = \frac{\sqrt{2\pi}\xi}{n} \left(\frac{dh}{d\xi} - \frac{h}{n} \frac{dn}{d\xi} \right),$$

$$\frac{dh}{d\xi} = -\frac{3\Theta^{3/2}}{4\alpha n} \left(\sum + \beta n \frac{d\Theta}{d\xi} \right), \quad q = -\frac{\beta n \Theta}{\sqrt{2\pi}} \frac{dh}{d\xi} - \frac{3\gamma n}{4\sqrt{2\pi}} \Theta^{5/2} \frac{d\Theta}{d\xi},$$

$$\xi \left[\frac{5}{4} (1 + 1/z) n \frac{d\Theta}{d\xi} + h \frac{dh}{d\xi} \right] = n \frac{dq}{d\xi} + \frac{n\varepsilon}{\sqrt{2\pi}} \frac{dh}{d\xi} \frac{dx}{d\xi} = 1/n,$$

где α , β , γ зависят от степени замагниченности

$$(1.6) \quad y = \omega_e \tau_e = \frac{3h}{2n} \Theta^{3/2}$$

и определяются приближенными формулами [2]

$$(1.7) \quad \alpha = 1 - \frac{\alpha_1^1 y^2 + \alpha_0^1}{\Delta}, \quad \beta = \frac{y(\beta_1'' y^2 + \beta_0'')}{\Delta}, \quad \Delta = y^4 + \delta_1 y^2 + \delta_0$$

(обозначения коэффициентов в (1.7) совпадают с обозначениями [2]).

Граничные условия для системы (1.5):

$$(1.8) \quad h(0) = 1, \quad h(\infty) = 0, \quad n(\infty) = n_\infty, \quad q(0) = q(\infty) = 0.$$

Используя уравнения (1.5) и граничные условия (1.8), можно получить разложения $n(\xi)$, $\Theta(\xi)$, $q(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0$, учитывая, что при $\xi \rightarrow 0$ $n \rightarrow 0$, $y \rightarrow \infty$, и используя аналитические выражения для кинетических коэффициентов при сильной замагниченности [3]:

$$(1.9) \quad n \sim \xi^k, \quad \Theta \sim \xi^{4k-2}, \quad q \sim \xi^{5k-2}, \quad k = \frac{5z^2 + 4(\sqrt{2}-1)z + 4}{9z^2 + (8\sqrt{2}-7)z + 10}.$$

Рассматриваемая стадия диффузии играет роль только для водородной плазмы ($z = 1$). Для $z > 1$ из-за больших потерь на излучение переход на режим стационарного разряда происходит рано, когда условие (0.1) еще не выполняется и инерцией вещества нельзя пренебречь.

Рассмотрим решение (1.5) для $z = 1$. В этом случае разложения (1.9) дают

$$n \sim \xi^{0,457}, \quad \Theta \sim \xi^{-0,172}, \quad q \sim \xi^{0,286},$$

т. е. температура на границе с вакуумом обращается в бесконечность. Результаты численного расчета системы (1.5) при $n_\infty = \infty$ представлены на фиг. 1. Величина электрического поля на границе с вакуумом ε_0 как функция n_∞ изображена на фиг. 2. Электрическое поле ε_0 при больших n_∞ стремится к постоянной величине $\varepsilon_0 \simeq 2,04$, а при малых n_∞ становится, как и следовало ожидать, пропорциональным $n_\infty^{3/4}$.

Следует иметь в виду, однако, что при

$$n_\infty \ll \left(\frac{m}{M} \right)^{0,1} z^{0,4}$$

(M — масса иона) ионная теплопроводность является более важной, чем электронная. При этом плазму можно считать изотермической с температурой $\Theta = 1/[n_\infty(1 + 1/z)]$. Переходя для этого случая к новым единицам

$$\xi' = \Theta^{7/4}(1 + 1/z)\xi, \quad \varepsilon' = \Theta^{3/4}\varepsilon, \quad n' = \Theta(1 + 1/z)n, \quad x' = \Theta^{3/4}x,$$

систему уравнений (1.5) запишем в виде

$$(1.10) \quad \frac{dh}{d\xi'} = -\frac{3}{4} \frac{\varepsilon'}{(1-h^2)}, \quad \frac{d\varepsilon'}{d\xi'} = -\frac{3\sqrt{2\pi}}{4} \xi' \frac{(1+h^2)}{(1-h^2)^3} \varepsilon', \quad \frac{dx'}{d\xi'} = 1/(1-h^2).$$

Численное решение уравнений (1.10) с граничными условиями $h(0) = 1$, $h(\infty) = \varepsilon(\infty) = 0$ показано на фиг. 3. Заметим, что величина

$\varepsilon(0) = 1,58$ с хорошей точностью совпадает с $\Theta_\infty^{3/4} \varepsilon(0)$ при $n_\infty \rightarrow 0$, $\Theta_\infty \rightarrow \infty$ из фиг. 2: $(\Theta_\infty^{3/4} \varepsilon(0))_{n_\infty \rightarrow 0} \simeq 1,51$. Это означает, что приближение изотермичности довольно хорошо выполняется в малоплотной плазме и при учете только электронных коэффициентов переноса.

2. Стадия стационарного разряда. По мере увеличения толщины разрядной зоны темп джоулевого тепловыделения в единице объема уменьшается, а потери на излучение, которые определяются температурой (1.1) и плотностью (1.2), не меняются. Поэтому с течением времени разряд переходит в стационарную фазу, когда джоулево тепловыделение компенсируется потерями на излучение. Легко убедиться, что на этой стадии толщина разрядной зоны мала по сравнению с пробегом излучения, и излучение можно считать объемным.

В сильных полях для водородной плазмы главную роль играет тормозное излучение, объемная мощность которого равна

$$J_B = \frac{32}{3} \sqrt{\frac{2T}{\pi m}} \frac{zN^2 e^6}{mc^3 \hbar}.$$

Безразмерные величины для этой стадии разряда удобно выбрать согласно формулам (1.1) — (1.4), в которых вместо времени t стоит величина

$$(2.1) \quad \tau = \frac{H_0^2}{8\pi J_B ([T], [N])}.$$

В этом стационарном случае второе уравнение системы (1.5) превратится в

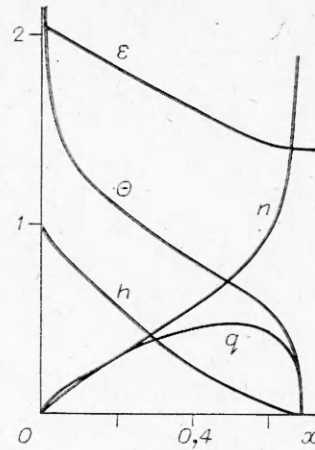
$$(2.2) \quad \varepsilon = \text{const},$$

последнее запишется в виде

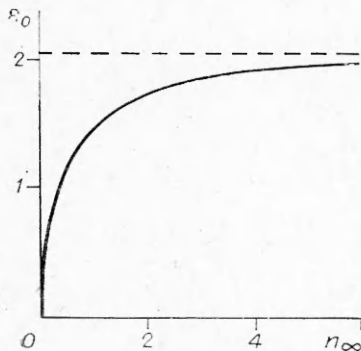
$$(2.3) \quad \frac{dq}{d\xi} = -n \sqrt{\Theta} - \frac{\varepsilon}{\sqrt{2\pi}} \frac{dh}{d\xi},$$

остальные уравнения останутся без изменений. Решение системы (1.5) с произведенными изменениями представлено на фиг. 4. Величина электрического поля при этом $\varepsilon = 1,16$.

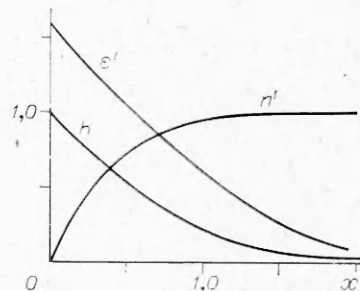
Для плазмы с атомным номером $z_0 > 1$ существенную роль играет рекомбинационное и линейчатое излучение. Для температур и плотностей (1.1), (1.2) в мегагауссных магнитных полях объемное излучение такой



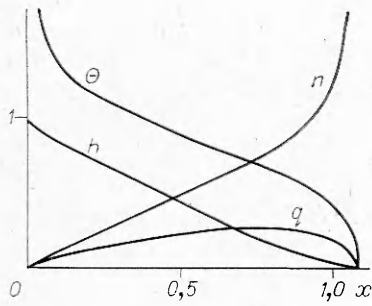
Фиг. 1



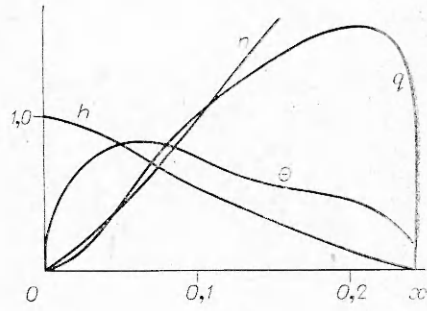
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

плазмы можно приближенно описать зависимостью вида [4]

$$(2.4) \quad J_R(T, N) = R \frac{N^2}{\sqrt{Tn}} \frac{z_0^4}{z} \frac{\epsilon^{10}}{h^3 c^3}$$

(R — безразмерная константа). Тогда при использовании в (1.5) аналогично (2.1) для безразмерных величин (1.1) — (1.4) вместо t величины

$$(2.5) \quad \tau = \frac{H_0^2}{8\pi J_R([T], [N])}$$

все уравнения (1.5) останутся неизменными, за исключением второго, которое превратится в (2.2), и последнего, которое будет иметь вид

$$(2.6) \quad \frac{dq}{d\xi} = -n/\sqrt{\Theta} - \frac{\epsilon}{\sqrt{2\pi}} \frac{dh}{d\xi}.$$

Решение системы (1.5) с этими изменениями с коэффициентами (1.7) для $z = \infty$ представлено на фиг. 5. Величина электрического поля в этом случае равна $\epsilon = 5,58$. Разряд вида фиг. 5 можно интерпретировать и как магнитоприжатый разряд на поверхности изолятора. Заметим, что для больших z температура на границе плазмы с вакуумом обращается в 0 в отличие от $z = 1$. Это поведение определяется разложением (1.9) и обусловлено более существенным по сравнению с $z = 1$ влиянием термоэлектрических потоков тепла на тепловой баланс вблизи границы $\xi = 0$.

Приведем характерные численные значения величин для разрядов в водороде и оргстекле $\text{H}_8\text{C}_5\text{O}_2$ в магнитных полях мегагауссного диапазона.

Для водорода в таких полях кулоновский логарифм $\lambda_c = 7,5$,

$$[T] = 74 \text{ эВ} \cdot H_0^{0,4} (\text{МГс}), \quad [N] = 3,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot H_0^{1,6} (\text{МГс}).$$

На фиг. 1 единица измерения расстояния

$$[X] = 0,19 \text{ см} \sqrt{t(\text{мкс})}/H_0^{0,3} (\text{МГс}),$$

электрического поля

$$[E] = 1,9 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \cdot H_0^{0,7} (\text{МГс})/\sqrt{t(\text{мкс})}.$$

На фиг. 4 единица измерения расстояния $[X] = 0,095 \text{ см}/H_0$ (МГс), электрического поля

$$[E] = 3,9 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \cdot H_0^{1,4} (\text{МГс}).$$

Если считать, что начало перехода с режима фиг. 1 на режим фиг. 4 определяется совпадением электрических полей E_∞ фиг. 1 и E режима фиг. 4, а в конце перехода совпадают поля E_0 фиг. 1 и E , то характерные времена начала t_n и конца t_k перехода будут соответственно

$$t_n = 0,35 \text{ мкс}/H_0^{1,4} (\text{МГс}), \quad t_k = 0,75 \text{ мкс}/H_0^{1,4} (\text{МГс}).$$

Время установления начала режима фиг. 1, когда инерцией вещества можно пренебречь и условие (0.1) начинает выполняться:

$$t \sim 6 \cdot 10^{-3} \text{ мкс}/H_0 \text{ (МГц)}.$$

Для оргстекла в мегагауссовых полях средний заряд ионов $z = \sum n_i z_i^2 / n$ (n_i — плотность ионов с зарядом z_i , см. [5]), кулоновский логарифм $\lambda_c \simeq 5,5$, единицы температуры и плотности на фиг. 5:

$$[T] = 120 \text{ эВ} \cdot H_0^{1,4} \text{ (МГц)}, \quad [N] = 2,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot H_0^{1,6} \text{ (МГц)}.$$

Величина z_0^4/z , которую следует подставлять в формулу (2.4), определяется согласно [4] как $z_0^4/z = \sum n_i z_{0i}^4/n$, а численную константу R можно получить, используя таблицы излучения малоплотной плазмы [5]. Для $\text{H}_8\text{C}_5\text{O}_2$ в интересующем нас диапазоне температур $z_0^4/z \simeq 350$, $R \simeq 50$. С этими значениями имеем для единицы измерения расстояния на фиг. 5

$$[X] = 0,80 \cdot 10^{-2} \text{ см}/H_0^{0,8} \text{ (МГц)},$$

электрического поля:

$$[E] = 74 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \cdot H_0^{1,2} \text{ (МГц)}.$$

Время установления начала режима фиг. 5, когда джоулево тепловыделение начинает компенсироваться потерями на излучение, а инерцией вещества можно пренебречь:

$$t \sim 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ мкс}/H_0 \text{ (МГц)}.$$

3. Стадия диффузии магнитного поля, сопровождаемой лучистой теплопроводностью. Для плотной плазмы или изолятора излучение из области стационарного разряда постепенно прогревает внутренние слои, в которых появляется заметная электропроводность, магнитное поле начинает диффундировать внутрь, разогревая плазму, что сопровождается теплопереносом к следующим слоям. Так формируется следующая стадия диффузии магнитного поля, которую рассмотрим на примере диффузии сильного поля в оргстекло.

Используем степенную форму зависимости от температуры уравнения состояния, пробега излучения λ и коэффициента магнитной диффузии κ :

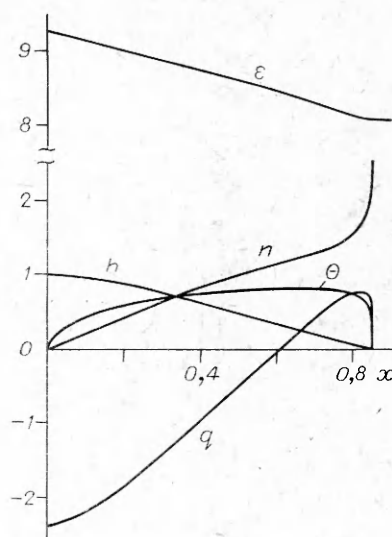
$$\begin{aligned} p/\rho &= 0,17 T^{1,19}/\rho^{0,06}, \quad \lambda = \\ &= 2 \cdot 10^{-9} T^{2,14}/\rho^{1,86}, \quad \kappa = 0,17/(T^{0,86}\rho^{0,14}), \end{aligned}$$

показатель адиабаты $p/\varepsilon\rho + 1 = 4/3$ (единицы измерения — г, см, мкс, температура в эВ). Выберем единицы измерения температуры $[T]$ и плотности $[\rho]$ так, чтобы коэффициенты температуропроводности и магнитной диффузии были одного порядка

$$\sigma_{\text{СВ}} [T]^4 \lambda ([T], [\rho]) / (H_0^2/8\pi) = \kappa ([T], [\rho])$$

($\sigma_{\text{СВ}} = 1,03 \cdot 10^{-6}$ — постоянная Стефана — Больцмана), а тепловое давление — порядка магнитного

$$p([T], [\rho]) = H_0^2/8\pi,$$



Фиг. 6

тогда

$$[T] = 17 \text{ эВ} \cdot H_0^{0,62} (\text{МГц}), [\rho] = 5,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \cdot H_0^{1,35} (\text{МГц}).$$

Используя автомодельную переменную

$$\xi = \frac{1000 \int \rho dX \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^2} \right)}{\sqrt{t (\text{мкс})} H_0^{0,99} (\text{МГц})}$$

и вводя безразмерные функции

$$T = [T] \Theta(\xi), \rho = [\rho] n(\xi), H = H_0 h(\xi), E = 1,8 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \cdot \frac{H_0^{0,64} (\text{МГц})}{\sqrt{t (\text{мкс})}} \varepsilon(\xi),$$

$$X = 0,18 \text{ см} \cdot \frac{\sqrt{t (\text{мкс})}}{H_0^{0,36} (\text{МГц})} x(\xi), Q = 1,8 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \cdot \frac{H_0^{1,64} (\text{МГц})}{\sqrt{t (\text{мкс})}} q(\xi),$$

систему уравнений (0.1), (0.2) можно представить в виде

$$(3.1) \quad \Theta^{1,19}/n^{0,94} + h^2 = 1, \quad \frac{d\varepsilon}{d\xi} = \frac{\sqrt{2\pi}}{n} \xi \left(\frac{dh}{d\xi} - \frac{h}{n} \frac{dn}{d\xi} \right),$$

$$\frac{dh}{d\xi} = -\frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{\Theta^{0,86} \varepsilon}{n^{0,86}}, \quad q = -\frac{16}{3} \frac{\Theta^{5,14}}{n^{0,86}} \frac{d\Theta}{d\xi},$$

$$\frac{dq}{d\xi} = \frac{\varepsilon^2}{4\pi} \frac{\Theta^{0,86}}{n^{0,86}} + 0,59 \xi \left(\varepsilon \frac{\Theta^{0,19}}{n^{0,06}} \frac{d\Theta}{d\xi} - \frac{\Theta^{1,19}}{n^{1,06}} \frac{dn}{d\xi} \right), \quad \frac{dx}{d\xi} = \frac{1}{n}.$$

Из (3.1) и граничных условий $h(0) = 1$, $\varepsilon(0) = \text{const}$, $q(0) = \text{const}$ следует разложение для $\Theta(\xi)$ и $n(\xi)$:

$$\Theta(\xi)|_{\xi \rightarrow 0} \sim \xi^{0,23}, \quad n(\xi)|_{\xi \rightarrow 0} \sim \xi^{0,51}.$$

Решение системы (3.1) с граничным условием $n(\infty) = \infty$ представлено на фиг. 6. Характерные времена начала t_n и конца t_k перехода с режима фиг. 5 на режим фиг. 6 можно оценить, приравнявая электрическое поле режима фиг. 5 к электрическим полям $E(\infty)$ и $E(0)$ фиг. 6 соответственно:

$$t_n = 0,0012 \text{ мкс} / H_0^{1,12} (\text{МГц}), \quad t_k = 0,0015 \text{ мкс} / H_0^{1,12} (\text{МГц}).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакулли Ю. Д., Курдюмов С. П. Некоторые автомодельные задачи о проникновении магнитного поля в проводящую теплопроводную среду. Препринт ИПМ АН СССР № 61, 1973.
2. Брагинский С. П. Явления переноса в плазме.— В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1963, т. 1.
3. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
4. Коган В. И. О роли излучения примесей в балансе энергии плазменного шнура.— ДАН СССР, 1959, т. 128, № 4.
5. Post D. E., Jensen R. V. et al. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v. 20, N 5.

Поступила 21/III 1984 г.