

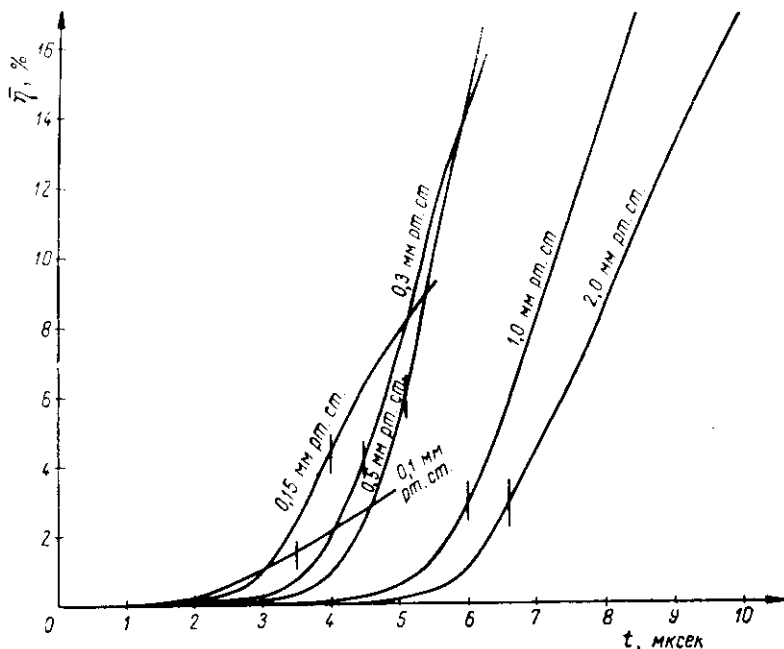


Рис. 4. Кривые $\bar{\eta}(t)$ для различных начальных давлений водорода.

1) при заданном начальном давлении T_e слабо изменяется в довольно широком интервале времени в районе особенности (излома) на кривой тока;

2) с увеличением начального давления T_e медленно убывает от ~ 4 эв при $p_0 = 0,1$ мм рт. ст. до $\sim 2,5$ эв при $p_0 = 2,0$ мм рт. ст.;

3) усредненная по сечению разряда степень ионизации газа по отношению к моменту особенности t_{0c} составляет несколько процентов.

При выводе формулы (2) предполагалось, что $n_0 = \text{const}$. Изменение (возрастание) n_0 во времени можно грубо учесть на основе предположения о полном увлечении нейтральных частиц при радиальном стягивании разряда, приняв $n_0(t)a^2(t) = n_0(0)a^2(0)$, где $a(t)$ — световой радиус столба разряда [2]. Однако это уточнение не нарушает ранее сделанных выводов.

Авторы благодарны Л. А. Арцимовичу, С. Ю. Лукьянову и С. М. Осовцу за обсуждение работы и ценные советы.

Поступило в редакцию 11 IX 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Андрианов, Л. А. Арцимович, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филиппов, Атомная энергия I, № 3, 76 (1956).
2. Н. А. Борзунов, Д. В. Орлинский, С. М. Осовец, Атомная энергия IV, № 2, 149 (1958).
3. В. И. Коган, Атомная энергия IV, № 2, 178 (1958).

К теории зондов

Н. П. Генералов

Для измерения потенциалов, плотностей и температур в плазме широко применяется метод электрических зондов. Как известно, зонд создает возмущение в плазме: в слое, окружающем зонд, появляется электрическое поле, которое вызывает разделение зарядов.

В существующих теориях делаются те или иные предположения относительно распределения элек-

трического поля в приграничном слое, и на основании этого производится оценка размеров слоя.

В нашей работе для изучения плазмы использованы уравнения диффузионного приближения, применение которых справедливо при достаточно больших плотностях. В этом случае можно найти характер изменения электрического поля в приграничном слое.

Уравнения плазмы в диффузионном приближении имеют вид:

$$\begin{aligned} J_{\alpha}^{+} &= -D_{\alpha\beta}^{+} \frac{\partial n^{+}}{\partial x_{\beta}} + b_{\alpha\beta}^{+} n^{+} E_{\beta}, \\ J_{\alpha}^{-} &= -D_{\alpha\beta}^{-} \frac{\partial n^{-}}{\partial x_{\beta}} - b_{\alpha\beta}^{-} n^{-} E_{\beta}, \\ \frac{\partial n^{+}}{\partial t} + \frac{\partial J_{\alpha}^{+}}{\partial x_{\alpha}} &= q^{+}, \\ \frac{\partial n^{-}}{\partial t} + \frac{\partial J_{\alpha}^{-}}{\partial x_{\alpha}} &= q^{-}, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_{\alpha}^2} &= -4\pi e (n^{+} - n^{-}), \\ E_{\alpha} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x_{\alpha}}, \\ \alpha, \beta &= 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (1)$$

где $J_{\alpha}^{\pm}$ — плотности потоков ионов и электронов; $n^{\pm}$ — плотности; $D_{\alpha\beta}^{\pm}$ — коэффициенты диффузии; $b_{\alpha\beta}^{\pm}$ — коэффициенты подвижности ионов и электронов и φ — потенциал электрического поля.

Граничные условия к этим уравнениям включают два условия:

$$\left. \begin{aligned} (\alpha^{\pm} n^{\pm} - J_{\alpha}^{\pm})|_S &= 0, \\ \alpha^{\pm} &= \frac{1-p^{\pm}}{1+p^{\pm}} \frac{v^{\pm}}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

означающие, что некоторая доля $p^{\pm}$ потока частиц, падающих на граничную поверхность S с нормалью γ , отражается от этой поверхности ($p=1$ соответствует полному отражению, а $p=0$ — полному поглощению падающего потока); $v^{\pm}$ — тепловые скорости компонентов; q^{+} и q^{-} — мощности источников компонентов.

Задавая на границе распределение потенциала, получаем еще одно граничное условие

$$\varphi|_S = \varphi_S. \quad (3)$$

Начальные условия для этой системы таковы:

$$n^{\pm}(x_{\alpha}, t)|_{t=0} = n^{\pm}(x_{\alpha}). \quad (4)$$

Коэффициенты диффузии и подвижности компонентов плазмы связаны друг с другом известными соотношениями Эйнштейна:

$$b_{\alpha\beta}^{\pm} = \frac{e}{\theta^{\pm}} D_{\alpha\beta}^{\pm}, \quad (5)$$

где e — заряд; $\theta^{\pm}$ — температура.

В плоском одномерном стационарном случае при отсутствии источников из уравнений системы (1) легко получить

$$\begin{aligned} k^{-} n^{+} + k^{+} n^{-} &= -\frac{k^{+} k^{-}}{8\pi e} E^2 - (k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-}) x + C, \\ n^{+} - n^{-} &= \frac{1}{4\pi e} \frac{dE}{dx}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{dx^2} &= \frac{k^{+} k^{-}}{2} E^3 + (k^{+} - k^{-}) E \frac{dE}{dx} + \\ &+ 4\pi e [C - (k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-}) x] E - 4\pi e (i^{+} - i^{-}), \end{aligned}$$

где

$$i^{\pm} = \frac{J^{\pm}}{D^{\pm}}, \quad k^{\pm} = \frac{b^{\pm}}{D^{\pm}} = \frac{e}{\theta^{\pm}}.$$

Последнее уравнение близко к уравнениям Пенлеве и, в частности при $k^{+} = k^{-}$, сводится к одному из уравнений этого класса.

Заменой переменных

$$\frac{4\pi e [C - (k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-}) x]}{[4\pi e (k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-})]^{2/3}} = z, \quad (7)$$

$$E = \frac{2}{\sqrt{k^{+} k^{-}}} [4\pi e (k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-})]^{1/3} W,$$

$$A = -\frac{2}{\sqrt{k^{+} k^{-}}} (k^{+} - k^{-}); \quad B = -\frac{\sqrt{k^{+} k^{-}}}{2} \frac{i^{+} - i^{-}}{k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-}}$$

оно сводится к уравнению, содержащему два безразмерных параметра:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} = AW \frac{dW}{dz} + 2W^3 + zW + B. \quad (8)$$

В окрестности особых точек решения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} W_1 &= \frac{a_1}{z - C_1} - \frac{1}{6} \frac{C_1}{a_1} (z - C_1) + \\ &+ \frac{a_1 + B}{2 - Aa_1 - 6a_1^2} (z - C_1)^2 + \dots \\ W_2 &= \frac{a_2}{z - C_1} - \frac{1}{6} \frac{C_1}{a_2} (z - C_1) + \\ &+ \frac{a_2 + B}{2 - Aa_2 - 6a_2^2} (z - C_1)^2 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$a_1 = \sqrt{\frac{k^{-}}{k^{+}}}; \quad a_2 = -\sqrt{\frac{k^{+}}{k^{-}}}.$$

При больших значениях z решения $W(z)$ либо осциллируют ($z < 0$), либо имеют асимптотику ($z > 0$):

$$W = -\frac{B}{z}, \quad (10)$$

которая в первоначальных переменных имеет вид:

$$E = -\frac{i^{+} - i^{-}}{k^{-} i^{+} + k^{+} i^{-}} \frac{1}{x} + \dots \quad (11)$$

Таким образом, поле E глубоко проникает в плазму при потоках J^{+} и J^{-} , отличных от нуля.

Из уравнений (1) при отсутствии потоков легко получить следующее уравнение для потенциала электрического поля:

$$\Delta \tilde{\varphi}(\vec{x}) - \lambda^2 \operatorname{sh} \tilde{\varphi}(\vec{x}) = 0,$$

где

$$\lambda^2 = \frac{8\pi e^2 n_0}{kT}; \quad \tilde{\varphi} = \frac{e\varphi}{kT}. \quad (12)$$

Для слабых полей мы приходим к обычным результатам, вытекающим из уравнения

$$\Delta \varphi - \lambda^2 \varphi = 0. \quad (13)$$

В частности, поле проникает в плазму лишь на расстояние нескольких дебаевских радиусов.

Аналогично можно показать, что в цилиндрическом одномерном случае

$$k^- n^+ + k^+ n^- = -\frac{k^+ k^-}{8\pi e} \left(E^2 + 2 \int \frac{E^2}{x} dx \right) + I + C,$$

$$n^+ - n^- = \frac{1}{4\pi e} \left(\frac{dE}{dx} + \frac{E}{x} \right),$$

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = (k^+ - k^-) E \frac{dE}{dx} - \frac{1}{x} \frac{dE}{dx} + \frac{k^+ k^-}{2} E^3 + (k^+ - k^-) \frac{E^2}{x} + k^+ k^- E \int \frac{E^2}{x} dx + 4\pi e \left(C + \frac{1}{4\pi e x^2} + I \right) E - 4\pi e (i^+ - i^-), \quad (14)$$

где

$$I = -(k^- i^+ + k^+ i^-) x \ln x.$$

При больших x получаем следующее асимптотическое выражение для решения

$$E = -\frac{i^+ - i^-}{k^- i^+ + k^+ i^-} \cdot \frac{1}{x \ln x}. \quad (15)$$

Наконец, в сферическом одномерном случае мы приходим к уравнениям

$$k^- n^+ + k^+ n^- = \frac{k^+ k^-}{8\pi e} \left(E^2 + 4 \int \frac{E^2}{x} dx \right) + I + C;$$

$$n^+ - n^- = \frac{1}{4\pi e} \left(\frac{dE}{dx} + \frac{2E}{x} \right);$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{dx^2} &= (k^+ - k^-) E \frac{dE}{dx} - \frac{2}{x} \frac{dE}{dx} + \\ &+ \frac{k^+ k^-}{2} E^3 + 2(k^+ - k^-) \frac{E^2}{x} + 2k^+ k^- E \int \frac{E^2}{x} dx + \\ &+ 4\pi e \left(C + \frac{1}{2\pi e x^2} + I \right) E - 4\pi e (i^+ - i^-), \\ i^+ &= \frac{j^+}{x^2}; \quad i^+ = \text{const}, \\ i^- &= \frac{j^-}{x^2}; \quad i^- = \text{const}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $I = (k^- i^+ + k^+ i^-) x$.

При больших x получаем для решения асимптотическое выражение

$$E = \frac{i^+ - i^-}{C} \frac{1}{x^2}. \quad (17)$$

Постоянная C здесь может быть определена из первого соотношения системы (16) при $x \rightarrow \infty$:

$$C = (k^+ + k^-) n_0,$$

где n_0 — плотность квазинейтральной плазмы на больших расстояниях от зонда. Итак, в случае отсутствия потоков решение уравнений плазмы в диффузионном приближении дает обычный результат: поле затухает на расстоянии порядка нескольких дебаевских радиусов.

В случае, когда потоки J^+ и J^- на зонд отличны от нуля, положение резко меняется. Вблизи от поверхности зонда (где можно применять плоские одномерные уравнения) поле убывает с расстоянием как $1/x$. По мере удаления на расстоянии, намного превышающем диаметр зонда, поле начинает убывать быстрее: $1/x \ln x$. На расстояниях, намного превышающих размеры зонда, поле убывает обратно пропорционально квадрату расстояния.

В заключение благодарю Е. П. Тамбовцева, Ю. А. Попова и В. И. Пистуновича за обсуждение результатов.

Поступило в редакцию 5 IX 1957 г.

Измерение $\nu_{\text{эфф}}$ и $\sigma_f + \sigma_c$ U^{235} и Pu^{239} для быстрых нейтронов

В. И. Андреев

Зависимость $\nu_{\text{эфф}} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c}$ от энергии для быстрых нейтронов изучалась в работе [1]. В ряде работ исследовалась зависимость от энергии следующих величин:

$$\sigma_f + \sigma_c [2]; \alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_f} [3], [4]; \nu [5] - [9]; \sigma_f [10].$$

В настоящей заметке описаны измерения $\nu_{\text{эфф}}$ и $\sigma_f + \sigma_c$ U^{235} и Pu^{239} для фотонейтронов с энергией 24 кэв (источник Sb-Be), 240 кэв (источник Na-D₂O) и 880 кэв (источник Na-Be). Измерения $\nu_{\text{эфф}}$ и $\sigma_f + \sigma_c$ проводились в условиях обратной сфери-

ческой геометрии, позволившей исключить в первом приближении упругое рассеяние нейтронов.

Степень поглощения нейтронов в сферах определялась камерой деления с U^{235} , устанавливавшейся попеременно либо в центре сферы, либо без нее; вторичные нейтроны деления в центре сферы регистрировались камерой с U^{238} , и связанный с ними эффект вычитался из регистраций камеры с U^{235} . Точность измерений составляла 0,2–0,4%.

Сферы из металлического U^{235} (90% обогащения) и Pu^{239} имели внешний диаметр 5 см и толщину стенки 1 см. Размножение и неупругое рассеяние нейтронов деления в сферах измерялись экспериментально путем попеременного облучения тепловыми