

## УБЕГАНИЕ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ И МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ В НЕЦИЛИНДРИЧЕСКОМ Z-ПИНЧЕ

*А.Л.Великович, М.А.Либерман*

Показано, что разогрев поверхности анода и прилегающего к нему слоя газа излучением токовой оболочки является причиной убегания прилегающей к аноду части фронта токовой оболочки. Развитие этого процесса является причиной разрушения токовой оболочки плазменного фокуса.

В ряде экспериментов (см. [1,2]) по исследованию нецилиндрического Z-пинча ("плазменный фокус") обнаружено, что при добавлении к дейтерию малого количества тяжелой примеси (D + 1% Xe) наблюдается убегание и разрушение токовой оболочки вблизи поверхности анода. Убегание становится заметным через 2-2,5 мксек на расстояниях около 20 см от центра анода. Разрушение токовой оболочки происходит через 4-4,5 мксек на расстоянии около 10 см от центра анода.

В настоящей статье предлагается следующий механизм убегания и разрушения токовой оболочки Z-пинча. В процессе разряда фронт ударной волны, перпендикулярный поверхности анода, вместе с токовой оболочкой движется к оси Z-пинча с нарастающей скоростью [1,2]. При этом излучение, приходящее от горячего газа за фронтом, частично поглощается поверхностью анода и разогревает ее. Слой газа, прилегающий к аноду, в свою очередь изобарически прогревается за счет газовой теплопроводности, и плотность его уменьшается обратно пропорционально температуре. Участки фронта ударной волны вблизи анода, распространяясь по газу с меньшей плотностью, начинают ускоряться. В самом деле, если  $T, \rho, u$  - соответственно температура, плотность нагретого газа и скорость фронта ударной волны в нем, а  $T_0, \rho_0, u_0$  - значения этих величин далеко от анода, то из условия постоянства давления за фронтом ударной волны (дозвуковое течение) имеем

$$u = u_0 \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} = u_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/2} > u_0. \quad (1)$$

Как известно [3], коэффициенты поглощения света в ультрафиолетовой области для D и Xe (следовательно, и их излучательная спо-

способность) имеют пороговый характер. Коэффициент поглощения коротких волн  $\kappa(\lambda < \lambda_0)$  на несколько порядков больше  $\kappa(\lambda > \lambda_0)$ , где  $\lambda_0$  — длина волны излучения, соответствующая энергии, близкой к потенциалу ионизации. Пренебрегая поэтому малым потоком излучения с  $\lambda > \lambda_0$ , имеем для потока энергии, излучаемой из-за фронта ударной волны в смеси D + 1% Xe при температуре за фронтом  $T_c$

$$J_c = 2\pi T_c c [(\lambda_D)^{-3} \exp(-E_D/T_c) + 0,11(\lambda_{Xe})^{-3} \exp(-E_{Xe}/T_c)], \quad (2)$$

где  $\lambda_D = 860 \text{ \AA}$ ,  $E_D = 14,7 \text{ эв}$ ,  $\lambda_{Xe} = 1022 \text{ \AA}$ ,  $E_{Xe} = 12,1 \text{ эв}$ . Коэффициент 0,11 во втором члене в (2) есть оптическая толщина Xe при толщине оболочки Z-пинча  $\Delta \approx 1 \text{ см}$ . Для чистого дейтерия имеем

$$J_D = 2\pi T_D c (\lambda_D)^{-3} \exp(-E_D/T_D). \quad (3)$$

Убегание фронта ударной волны в случае смеси газов обусловлено тем, что при одной и той же скорости фронта ударной волны температура за фронтом пропорциональна массовой плотности газа перед ним, откуда  $T_c/T_D = 1,65$  для рассматриваемой смеси D + 1% Xe. Поскольку в начале движения фронта ударной волны  $T_D < T_c < E_D, E_{Xe}$ , то  $J_c \gg J_D$ . Этим объясняется более яркое свечение смеси, наблюдаемое в эксперименте.

Температуру поверхности анода можно оценить как

$$T_a = a \frac{J}{c_a \rho_a} \left( \frac{t}{\chi_a} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $c_a, \rho_a, \chi_a$  — теплоемкость, плотность и температуропроводность материала анода,  $t$  — время нагрева,  $a \approx 10^{-2}$  — доля падающего потока излучения  $J$ , поглощаемая поверхностью анода.

Поскольку при  $t \gg 1 \text{ мксек}$   $c_s^2(T_g)t \geq \chi_g(T_g)$ , где  $c_s(T_g), \chi_g(T_g)$  — соответственно скорость звука и температуропроводность в газе при  $T = T_g$ , давления вблизи поверхности анода успевают выравняться, и плотность становится обратно пропорциональной температуре  $\rho = \rho_0 T_0/T$ , т.е. заметно изменяется на расстояниях от анода порядка  $\delta = (\chi_g t)^{1/2}$ , где  $T_g \approx T_a$ .

Вычисляя температуру за фронтом ударной волны по экспериментально измеренной скорости фронта и  $J_c, J_D, T_a$  согласно (2) — (4), найдем, что в D + 1% Xe убегание фронта становится заметным при  $t = 2 \text{ мксек}$  на высоте 0,2 см над анодом для дюралья и 0,1 см — для меди. При  $t = 4 \text{ мксек}$  — уже на высоте 1 см (дюраль) и 0,5 см (медь) относительная скорость возмущенного участка фронта заметно превышает ско-

рость невозмущенного участка. Окончательное разрушение токовой оболочки при  $t \geq 4 \text{ мксек}$  связано, по-видимому, с развитием рэлей-тейлоровской неустойчивости, поскольку масштаб возмущения фронта становится порядка толщины оболочки Z-пинча. В чистом дейтерии аналогичные оценки показывают, что при  $t = 4 \text{ мксек}$  убегание заметно на высоте, много меньшей толщины оболочки, а относительная скорость различных участков фронта невелика. Рэлей-тейлоровская неустойчивости при этом не успевает развиться вплоть до момента схлопывания пинча на оси.

Приведенные оценки объясняют, почему в экспериментах легче наблюдается разрушение оболочки в опытах с дюралевым анодом, чем с медным.

Аналогичный эффект убегания вдоль стенки наблюдается при движении первоначально плоского фронта ударной волны в экспериментах с ударными трубами [4].

Из изложенного следует, что разрушение токовой оболочки в нецилиндрическом Z-пинче с чистым дейтерием может быть вызвано импульсным ( $t \approx 1 - 2 \text{ мксек}$ ) нагревом периферии поверхности анода. Срыв токовой оболочки высоко над анодом, где он обычно не наблюдается, можно инициировать нагревом расположенной там сетки.

Авторы глубоко признательны Н.В. Филиппову и Т.И. Филипповой за плодотворное обсуждение.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 марта 1978 г.

### Литература

- [1] С.В. Базденков, К.Г. Гуреев, Н.В. Филиппов, Т.И. Филиппова. Письма в ЖЭТФ, 18, 199, 1973.
- [2] К.Г. Гуреев, Н.В. Филиппов, Т.И. Филиппова. Физика плазмы, 1, 120, 1975.
- [3] А.Н. Зайдель, Е.Я. Шрейдер. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., изд. "Наука", 1967.
- [4] М.А. Цикулин, Е.Г. Попов. Излучательные свойства ударных волн в газах. М., изд. "Наука", 1977.