

02;04
©1993СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА
ИМПУЛЬСНОЙ ДУГИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

А.М.Воронов, В.Л.Горячев, В.Н.Журавлев

Детальное исследование физических процессов импульсных высокопоточных дуг высокого давления обусловлено технологическим прогрессом в области применения плотной плазмы: плазменные двигатели ориентации космических кораблей, электротермические ускорители и т.д.

Несмотря на достигнутые успехи в исследовании и моделировании импульсных дуг, остается ряд нерешенных физических проблем. Одной из наиболее важных является проблема механизма теплообмена импульсной дуги с окружающим газом. Выяснение этого механизма позволило бы рассчитывать и предсказывать такие важные характеристики разряда, как величина импульсного давления, напряженность электрического поля и пр.

Мы представляем результаты спектроскопических измерений, выполненных на модельной установке, подробно описанной в [1]. В замкнутом объеме $V_0 = 30 \text{ см}^3$, заполненным гелием при начальном давлении $P_0 \leq 13 \text{ МПа}$, осуществлялся разряд $\tau \sim 120 \text{ мкс}$, $I_{\text{max}} \sim 70 \text{ кА}$ путем взрыва медной проволоочки диаметром $d = 0.021 \text{ см}$. Динамика расширения канала разряда и спектр излучения регистрировались при помощи скоростной камеры через оптическое окно. По мере ввода энергии в разряд величина давления возрастала до $P \sim (50 - 70) \text{ МПа}$.

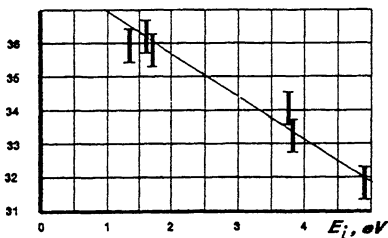
Спектр излучения разряда является сплошным с уширенными линиями поглощения материала проволоочки и электродов Na, Cu.

Оценки показали, что уширение линий является ударным, поскольку ни доплеровское, ни штарковское уширения не обеспечивают в данных условиях полуширину линии в несколько ангстрем. По уширению линий поглощения NaI в [2] была определена температура поглощающих атомов Na, которая составила $T_{ab} \sim 8 \cdot 10^3 \text{ К}$. В этой же работе было показано, что атомы металлов не распределены равномерно по объему разрядной камеры, а сосредоточены в основном в столбе расширяющейся дуги.

Температуру T_g поглощающих атомов и размер l области поглощения можно также оценить из измерения относительных интенсивностей линий поглощения на различные возбужденные уровни атомов Cu.

Для любого контура справедливо выражение, связывающее концентрацию поглощающих атомов n_i и силу осциллятора f_{ik} с коэффициентом поглощения χ_ν [3]:

$$\int_0^\infty \chi_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_{ik} n_i, \quad (1)$$



Зависимость величины $\ln \left[\frac{\chi_0 l \Delta \nu m_0 c \delta_0}{2e^2 f_{ik} \delta_i} \right]$ от энергии поглощающего уровня E_i .

Здесь e и m_0 — заряд и масса электрона, c — скорость света. Подставляя в (1) выражение для дисперсионного контура [3]

$$\chi_\nu(\nu) = \frac{\Delta\nu^2}{4(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu^2} \quad (2)$$

и, выполнив интегрирование, получим (при условии $\Delta\nu \ll \nu_0$):

$$\frac{\pi}{2} \chi_0 \Delta\nu = \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_{ik} n_i, \quad (3)$$

где χ_0 — коэффициент поглощения в центре линии. Считая распределение атомов меди по возбужденным состояниям Больцмановским:

$$n_i = n_0 \frac{g_i}{g_0} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_g}\right) \quad (4)$$

(где n_i — концентрация атомов в состоянии с энергией E_i и статистическим весом g_i , n_0 и g_0 — концентрация атомов Cu и статистический вес основного состояния соответственно), и умножив обе части равенства (3) на l — длину, на которой происходит поглощение, получим

$$\ln \left[\frac{\chi_0 l \Delta \gg m_0 c \delta_0}{2e^2 f_{ik} \delta_i} \right] = \ln(n_0) - \frac{E_i}{kT_g}, \quad (5)$$

где $\chi_0 l$ — измеряемая из контуров линий поглощения оптическая толщина. При этом учитывалось, что наблюдаемая $\Delta\nu_{ob}$ и истинная $\Delta\nu$ полуширина дисперсионного контура линии поглощения связаны между собой следующим выражением:

$$\Delta\nu_{ob} = \left[\frac{\chi_0 l}{\ln 2 - \ln(e^{-\chi_0 l} + 1)} - 1 \right]^{1/2} \Delta\nu. \quad (6)$$

Графическое представление (5) (см. рисунок), где по оси абсцисс откладываем левую часть (5), а по оси ординат E_i , дает возможность по тангенсу угла наклона определить температуру возбуждения (при условии, что точки ложатся на одну прямую), и величину $n_0 l$. Из рисунка видно, что заселение возбужденных состояний близко к больцмановскому, температура возбуждения $T_g \approx 9.4 \cdot 10^3$ К. Эта температура достаточно близка к значению поступательной температуры, полученной из уширения D -линий $\text{NaIT}_{ab} \sim 8 \cdot 10^3$ К, что говорит о наличии равновесия в зоне поглощения. Действительно, частота упругих столкновений при данных температурах и газокинетических сечениях $\sigma \sim 10^{-15}$ см² составляет $\approx 10^{11}$ с⁻¹. Значение величины T_g несколько больше значения температуры T_{ab} , определенной по полуширине линии поглощения NaI . Однако такое расхождение может быть объяснено пренебрежением градиентом температуры в зоне поглощения и экспериментальными погрешностями измеряемых величин.

Из этого же графика можно определить величину $n_0 l$, которая составляет $n_0 \approx 2.4 \cdot 10^{16}$ см⁻². Полное число атомов меди, содержащихся в проволочке $N_{\text{Cu}} \approx 7 \cdot 10^{19}$. Используя результаты измерений радиуса разряда [4,5] и соответственно его объем, можно достаточно точно оценить концентрацию атомов меди в разряде. Она составляет для случая $P_0 = 11$ МПа $n_0 \approx 10^{19}$ см⁻³. Зная $n_0 l$, можно определить толщину поглощающего слоя l , которая равна $l \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см.

Наличие градиента температуры на слое толщиной $l \approx 3 \times 10^{-3}$ см (разница температур в разряде и в окружающем газе составляет $\delta T \sim 2 \cdot 10^4$ К) может привести к существенному потоку тепла q , сравнимым с другими энергетическими потерями, например, лучистыми $W_r = \sigma_r T^4$. Оценим количественно поток тепла и сравним его с мощностью, излучаемой разрядом, $q = \lambda_T \nabla T \approx \lambda_T \frac{\delta T}{l}$, где λ_T — коэффициент теплопроводности (для гелия при $T \sim 2 \cdot 10^4$ К $\lambda_T \approx 10^6$ эрг/(см К)), значит, при $l = 3 \cdot 10^{-3}$ см тепловой поток составляет $q \approx 0.7 \cdot 10^{13}$ эрг/см². Излучаемая мощность при $T \sim 2 \cdot 10^4$ К равна $W_r \approx 1 \cdot 10^{13}$ эрг/см².

Таким образом, получен важный результат: в расчетах импульсных сильноточных дуг необходимо учитывать не только лучистые потери, но и тепловые потоки через слой дуга-окружающий газ.

Список литературы

- [1] Бахит Ф.Г., Бородин В.С., Воронов А.М., Журавлев В.Н., Рутберг Ф.Г. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 190–193.
- [2] Воронов А.М., Журавлев В.Н. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 7. С. 51–54.
- [3] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. Москва. 1963. 640 с.
- [4] Бахит Ф.Г., Бородин В.С., Воронов А.М., Журавлев В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 53–59.
- [5] Voronov A.M., Goriachov V.L. // 4th Eur. Symp. on Electromagn. Launch Technology, P508. Celle, Germany, 2–6 May 1993.