

ваются» из центра координат, а в тот момент, когда происходит пересечение изохронной кривой и линии стабильности (точки a_0, a_1, a_2), происходит скачок вектора намагниченности в соответствующей точке пленки.

Исходя из этих соображений, на рис. 2 показана зависимость момента времени t потери устойчивости фазы A_2 от радиуса пленки. Видно, что перематничивание начинается вблизи края катушки, что соответствует экспериментальным данным.

В заключение необходимо отметить следующие моменты. Во-первых, высокая скорость волны опрокидывания определяется тем, насколько близко изохронная кривая подобна кривой потери устойчивости, в частности даже в сильно неоднородном поле пленка может перематничиваться практически одновременно по всей поверхности. Во-вторых, можно использовать методику импульсного перематничивания в неоднородном поле для изучения реальной фазовой диаграммы магнитного материала. Отметим, что рассмотренное явление эквивалентно эффекту «ножниц», когда точка среза может двигаться со скоростью, значительно превышающей скорость сближения двух половинок ножниц.

Авторы глубоко признательны академику А. М. Прохорову за постоянное внимание к работе и А. Н. Григоренко за обсуждение полученных результатов.

Литература

- [1] Доггинов А. С., Непокойчицкий Г. А. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 1, с. 22—25.
- [2] Куделькин Н. Н., Прохоров А. М., Рандошкин В. В. и др. ДАН СССР, 1985, т. 281, № 4, с. 848—851.
- [3] Колотов О. С., Куделькин Н. Н., Погосев В. А. ЖТФ, 1985, т. 55, № 4, с. 761.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1980.

Институт общей физики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
3 июля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 9, 1988

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ АЗОТА

Н. А. Горбунов, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев

Как известно, плазма послесвечения широко используется для исследований элементарных процессов. В частности, разработан метод плазменной электронной спектроскопии [1], который позволяет получать детальную информацию о реакциях, сопровождающихся образованием электронов, из измерений их функции распределения по скоростям (ФРЭС).

В связи с относительно большими заселенностями колебательно- и электронно-возбужденных состояний в послесвечении молекулярных газов следует ожидать гораздо более сложный электронный спектр, чем в атомарных. Кроме того, бестоковая плазма воздуха и его компонентов позволяет моделировать процессы в ионосфере [2], измерение ФРЭС в которой по очевидным причинам затруднено и проведено лишь в нескольких работах [3].

В то же время нам неизвестны экспериментальные работы по определению энергетического распределения электронов в послесвечении молекулярных газов. Целью данного исследования и было измерение ФРЭС в плазме послесвечения азота и выявление ее характерных особенностей.

В связи с ожидаемыми тонкой структурой электронных спектров и малостью полезного сигнала к экспериментальной установке для измерения ФРЭС предъявляются повышенные требования. Как показано в [4], лучшим по энергетическому разрешению, вносимым искажениям и качеству решения обратной задачи является метод численного дифференцирования зондовых вольт-амперных характеристик (ВАХ). Нами была создана схема, позволяющая проводить измерения ФРЭС методом численного дифференцирования с временным разрешением. Ее блок-схема приведена на рис. 1. Она состоит из блока синхронизации 1, блока ступенчатого возрастающего зондового смещения 2, выполненного на основе цифроаналогового преобразователя, и системы регистрации. Схема регистрации состоит из ряда усилителей

зондового тока $OY1$, $OY2$, $OY3$ и измерительно-вычислительного комплекса $\Phi 36$, производящего измерение зондовой ВАХ, усреднение ее измеренных значений и дифференцирование. Для расширения динамического диапазона $\Phi 36$ в определении второй производной зондовой ВАХ на $OY2$, $OY3$ подается постоянное и ступенчатое возрастающее напряжение соответственно. Наличие электронных коммутаторов $K1$ и $K2$ позволяет проводить измерения в нужной фазе послесвечения. Чувствительность по току данной схемы 10^{-10} А, что позволяет

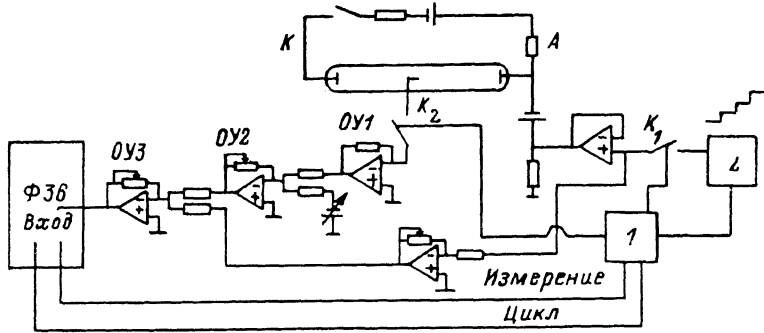


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения ФРЭС.

измерять электронные концентрации $3 \cdot 10^5$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-3}$ при шаге дифференцирования $\Delta V = 0.3$ В с используемым в данной работе зондом длиной 15 и диаметром 0.2 мм.

Работоспособность схемы была проверена измерением ФРЭС в послесвечении гелия (давление $P=0.5$ Тор, ток разряда в активной фазе $I=300$ мА, время задержки после окончания импульса тока $\tau_s=100$ мкс). Результаты измерения высокоэнергетической части ФРЭС приведены на рис. 2, где ясно видны два характерных максимума, возникающих в результате

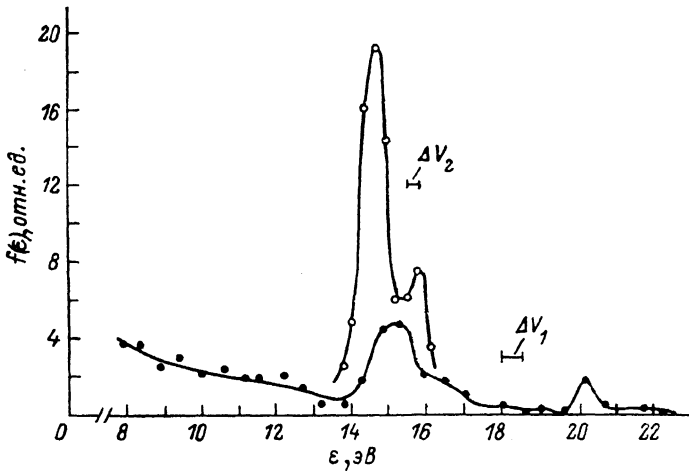


Рис. 2. Высокоэнергетическая часть ФРЭС в послесвечении гелия.

рождения электронов в реакциях хемоионизации (≈ 14.5 эВ) и ударов второго рода (≈ 19.8 эВ). Отметим, что с шагом дифференцирования $\Delta V_2=0.28$ В удается разрешить структуру электронного спектра хемоионизации, обусловленную взаимодействием метастабильных состояний $2^3S_1-2^3S_1$ и $2^3S_1-2^1S_1$ атомов гелия соответственно. Это свидетельствует о высоких параметрах измерительной схемы.

На рис. 3 приведена типичная функция распределения электронов, измеренная в послесвечении азота ($P=0.23$ Тор, $I=170$ мА, длительность импульса тока 10 мкс, частота следования импульсов 1.5 кГц, $\tau_s=100$ мкс, $\Delta V=0.03-0.5$ В, радиус трубки 1.7 см). Остановимся на качественной интерпретации полученной ФРЭС.

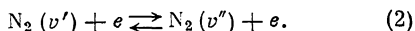
При энергии $\epsilon \approx 0.03$ эВ виден максимум, который, по-видимому, обусловлен наличием отрицательных ионов. Далее следует область, в которой сосредоточена основная группа электронов с концентрацией $n_e = 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Распределение электронов близко к максвелловскому из-за сильного межэлектронного взаимодействия при сравнительно низкой электронной

температуре $T_e \approx 0.08$ эВ. Такое значение T_e типично также для послесвечения атомарных газов и обусловлено эффективным остыванием электронного газа за счет всевозможных упругих и неупругих столкновений. Эти результаты находятся в резком противоречии с данными [5], где в потоковом послесвечении азота при давлении ≈ 10 Тор были зарегистрированы аномально высокие $T_e \approx 1 \div 4.5$ эВ. Нам представляется, что ненадежность результатов [5] связана с трудностями интерпретации зондовых измерений при повышенных давлениях. На рис. 3 при энергиях 0.6, 0.9, 1.2 эВ видны особенности на ФРЭС типа максимумов, которые мы связываем с ударами второго рода между колебательно-возбужденными молекулами основного состояния $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ на уровнях $v=2, 3, 4$ с тепловыми электронами



Появление большого числа электронов в процессе (1), который характеризуется малым сечением ($\sigma_{e0} \approx 10^{-18}$ см² [6]), связан с относительно высокой концентрацией колебательно-возбужденных молекул $N_2(v) \approx 10^{15}$ см⁻³ $\gg n_e$. Отметим, что измерением ФРЭС в абсолютной мере в рассматриваемом энергетическом интервале можно получать информацию о константах процессов типа (1) либо о заселенностях колебательно-возбужденных состояний.

В области $\epsilon_1 = 1.7$ эВ $\leq \epsilon \leq 3.5$ эВ $= \epsilon_2$ ФРЭС формируется в результате возбуждения и девозбуждения колебательных уровней через образование нестабильного иона N_2^-



В результате устанавливается распределение электронов с эффективной температурой $T^* \approx 0.3$ эВ, характеризующей распределение молекул по колебательным уровням.

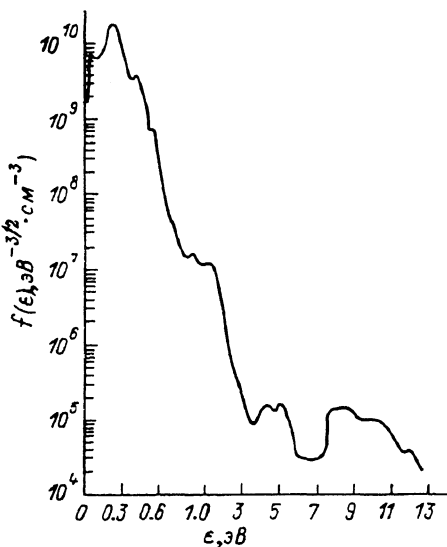


Рис. 3. ФРЭС в послесвечении азота. С $\epsilon = 1$ эВ масштаб по оси энергий увеличен в 6.6 раз.

В области $\epsilon = 5$ эВ на ФРЭС виден характерный максимум, связанный с ударами второго рода электронов с метастабильным состоянием $A^3\Sigma_u^+$. Из-за сдвига потенциальных кривых состояний $X^1\Sigma_g^+$ и $A^3\Sigma_u^+$ относительно друг друга процесс девозбуждения наиболее эффективно идет на пятый колебательный уровень $X^1\Sigma_g^+$ (максимальный фактор Франка—Кондона [6]). Поэтому в этой реакции наиболее вероятная энергия появления электрона 5.2 эВ.

Провал на функции в области от 6 до 7 эВ обусловлен тем, что здесь нет эффективных источников рождения электронов, а уширение электронных спектров при данном давлении и электронной концентрации несущественно.

Подъем ФРЭС при $\epsilon > 7$ эВ обусловлен, по-видимому, ударами второго рода электрона с возбужденными молекулами в состояниях $B^3\Pi_g$, $B^3\Sigma_u^-$, $a^{11}\Sigma_g^+$. Указанные особенности на ФРЭС могут быть использованы для определения характеристик процессов девозбуждения электронных состояний.

Таким образом, в данной работе создана установка для измерения ФРЭС методом численного дифференцирования зондовых ВАХ с временным разрешением. Впервые измерена функция распределения электронов в послесвечении молекулярного азота, объяснены характерные особенности ее формирования и показана перспективность подобных исследований.

Авторы выражают благодарность В. М. Тележке за обсуждение результатов.

Литература

- [1] Колоколов Н. Б. В кн.: Химия плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 56—95.
- [2] Hiroshi Atemiya. Zs. Annalen der Physik, 1985, Folge 7, Bd. 42, H. 3, s. 293—306.
- [3] Hiroshi Atemiya. J. Phys. Jap., 1986, v. 55, N 1, p. 169—176.
- [4] Волкова Л. М., Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Крайкина Е. А. ТВТ, 1984, т. 22, № 4, с. 757—763.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
 11 августа 1987 г.
 В окончательной редакции
 1 апреля 1988 г.

УДК 533.6.011.76

Журнал технической физики, т. 58, в. 9, 1988

СИЛЬНАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА В НЕСТАЦИОНАРНОЙ СРЕДЕ УБЫВАЮЩЕЙ ПЛОТНОСТИ

Е. А. Филистов, А. Д. Черник

В этой работе дается одно точное частное решение, описывающее распространение сильного разрыва в совершенном газе, плотность которого зависит как от пространственной координаты, так и от времени. Решение является одномерным и может обладать плоской, цилиндрической или сферической симметрией. Движение газа за фронтом имеет характер «линейной волны», т. е. отвечает однородному расширению среды по закону

$$v_{20}(r, t) = \frac{r}{t}, \quad \rho(t) = \frac{\alpha}{t^n}, \quad p = A\rho^\gamma, \quad (1)$$

где $v_{20}(r, t)$ — эйлерова скорость в покоящейся системе отсчета, связанной с плоскостью, осью или центром симметрии движения; $\rho(t)$ — плотность; α — некоторая положительная константа; показатель $n=1, 2, 3$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрии; p — давление; A — энтропийная константа; γ — показатель адиабаты; далее предполагается, что $\gamma > 1$. Перед фронтом давление считается равным нулю. Тогда из стандартных условий на разрыве (см., например, [1]) легко находится скорость распространения фронта

$$v = C - \frac{1}{n} \left[1 - \frac{1}{2} n(\gamma - 1) \right] \left(\frac{2A}{\gamma - 1} \alpha^{\gamma-1} \right)^{1/2} t^{-n} \frac{\gamma-1}{2}, \quad (2)$$

где $C > 0$ — константа. Эта скорость возрастает со временем, если $1/2 \cdot n(\gamma - 1) < 1$; в интересном случае $\gamma=5/3$ при $n=3$ скорость фронта постоянна и равна C . При выполнении указанного неравенства константа C имеет смысл асимптотического значения скорости фронта при $t \rightarrow \infty$.

Закон движения фронта имеет вид

$$R(t) = Ct - \frac{1}{n} \left(\frac{2A}{\gamma - 1} \alpha^{\gamma-1} \right)^{1/2} t^{1-n} \frac{\gamma-1}{2}. \quad (3)$$

В области $0 < r < R(t)$ содержится масса

$$M(t) = \alpha\beta \left[C - \frac{1}{n} \left(\frac{2A}{\gamma - 1} \alpha^{\gamma-1} \right)^{1/2} t^{-n} \frac{\gamma-1}{2} \right]^n, \quad (4)$$

где $\beta=1, 2\pi, 4\pi/3$ соответственно для $n=1, 2, 3$. На основании (2)–(4) скорость v можно представить как функцию лагранжевой переменной m , имеющей смысл массы внутри области от 0 до r

$$v = (\alpha\beta)^{-1/n} \left[\left(1 - n \frac{\gamma-1}{2} \right) m^{1/n} + n \frac{\gamma-1}{2} m_0^{1/n} \right], \quad m_0 = \alpha\beta C^n. \quad (5)$$

Из (4) или (5) находим время пересечения фронта частицей с лагранжевой координатой m

$$t_s = \left[\left(\frac{2A}{\gamma - 1} \right)^{1/2} \frac{\frac{1}{\alpha} \frac{\gamma-1}{2} \beta^{1/n}}{n(m_0^{1/n} - m^{1/n})} \right] \frac{2}{n(\gamma-1)}. \quad (6)$$