

$$s = s_0 \exp(-E_A/RT) \exp(-\alpha N). \quad (2)$$

Вычисленные с помощью (2) значения энергии активации  $E_A$  при различных заполнениях приведены на рис. 2, б. Величина  $\alpha$  при 298°K равна  $1,5 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/мол.

Величина  $s$  при  $N=0$  ( $5 \cdot 10^{-9}$  для 373°K и  $1 \cdot 10^{-9}$  для 298°K) мало отличается от вычисленного нами на основании данных работы [3] значения для измельченных в сверхвысоком вакууме кристаллов, хотя исходные состояния поверхности заведомо различались. Столь малые значения позволяют, например, объяснить результаты опытов по дифракции медленных электронов на атомарно-чистых поверхностях эпитаксиальных пленок PbS, когда напуск O<sub>2</sub> при  $10^{-6}$  мм рт. ст. даже на нагретый до 500°K образец не приводил к каким-либо изменениям дифракционной картины. По-видимому, в отличие от германия и кремния ( $s \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ ) состояние атомарной чистоты поверхности PbS может сохраняться в течение многих суток в обычном вакууме  $\sim 10^{-7}$  мм рт. ст. Следует иметь в виду, что и для германия, как было показано в [8], величина  $s$  может оказаться на несколько порядков ниже при использовании кислорода без малейших примесей воды. Нетрудно вычислить с помощью уравнения (1), что даже после вынесения на воздух пленки PbS для заполнения всего лишь 5% поверхности кислородом требуется не менее 30 сек.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Ф. Киселеву за обсуждение результатов этой работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бирюлев В. И., Владимирский В. А. «Оптико-механическая промышленность», № 7, 65, 1971.
2. Бережная И. А. «Журн. физ. химии», 36, 2763, 1962.
3. Hillenbrand L. J. J. Chem. Phys., 41, 3971, 1964.
4. Зарифьянц Ю. А., Попик Ю. В. «Журн. физ. химии», 40, 1358, 1966.
5. Hillenbrand L. J. J. Phys. Chem., 73, 2902, 1969.
6. Бажанова А. Е., Зарифьянц Ю. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 13, № 3, 355, 1972.
7. Хоанг А. Т., Зырянов Г. К. Сб. «Вопросы электроники твердого тела», вып. 3. Изд-во ЛГУ, 1970.
8. Демидович Г. Б., Джанелидзе Р. Б., Киселев В. Ф. «Физика твердого тела», 3, 629, 1969.

Поступила в редакцию  
27.2 1973 г.

Кафедра  
общей физики для химиков

УДК 537.52

Ф. Х. КИДРАСОВ, А. М. ДЕВЯТОВ, Л. М. ВОЛКОВА, Л. В. АРХИПОВА

### РАДИАЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В МАГНИЕВОМ ПОЛОМ КАТОДЕ С ГЕЛИЕВЫМ И АРГОНОВЫМ НАПОЛНЕНИЯМИ

Изучались радиальные изменения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), концентрации  $n_e$ , средней энергии  $\bar{\epsilon}$  электронов и интенсивностей ряда спектральных линий MgI, HeI и Al в разряде в магнeвом полом катоде диаметром 15 мм длиной 50 мм, разрядный ток 30 ма, давление гелия менялось от 0,5 до 3, аргона от 0,06 до 1,5 мм рт. ст. По хорошо известной формуле Дрюесейна обрабатывались кривые второй производной зондового тока  $i''(v)$ , измеренные в разных точках по радиусу катода с помощью ориентированного по оси разряда цилиндрического зонда диаметром 0,08 мм и длиной 5 мм. Для выхода излучения в разрядную трубку впаивались два плоскопараллельных окошка. Радиальное распределение интенсивностей спектральных линий измерялось с помощью плоскопараллельной стеклянной пластинки, которая располагалась между трубкой и объективом, проектировавшим излучение на щель монохроматора. Пластинка равномерно вращалась вокруг вертикальной оси моторчиком, тем самым давая возможность фокусировать разные радиальные участки сечения полого катода на щель монохроматора. Система регистрации состояла из фотомножителя, усилителя постоянного тока и самописца.

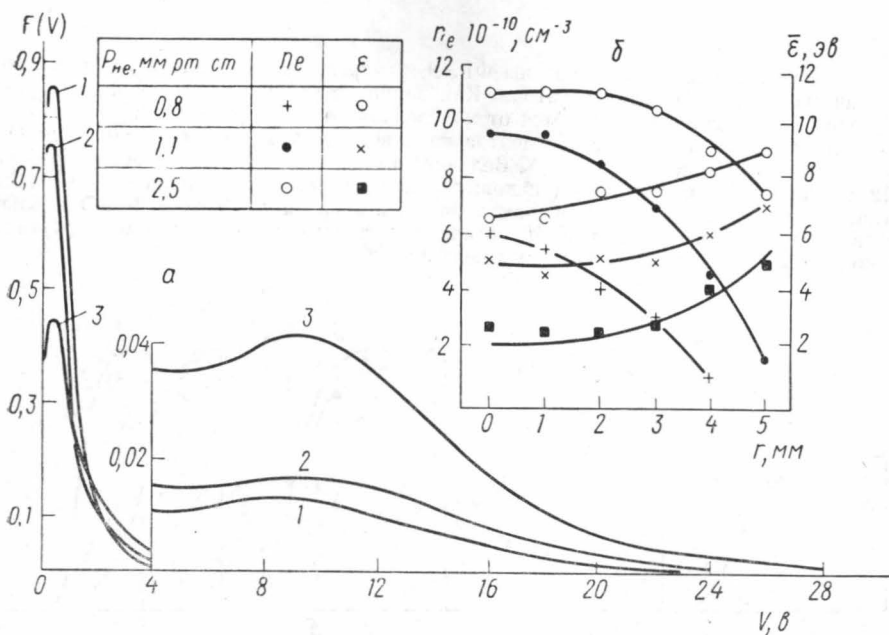


Рис. 1. а — Радиальное изменение функции распределения электронов по энергиям в разряде с гелиевым наполнением. Разрядный ток 30 ма.  $\rho_{He} = 2,5$  мм рт. ст.: 1 —  $r=0$  (центр катода), 2 —  $r=3$ , 3 —  $r=5$  мм; б — радиальное изменение концентрации ( $n_e$ ) и средней энергии ( $\bar{E}$ ) электронов. Разрядный ток 30 ма

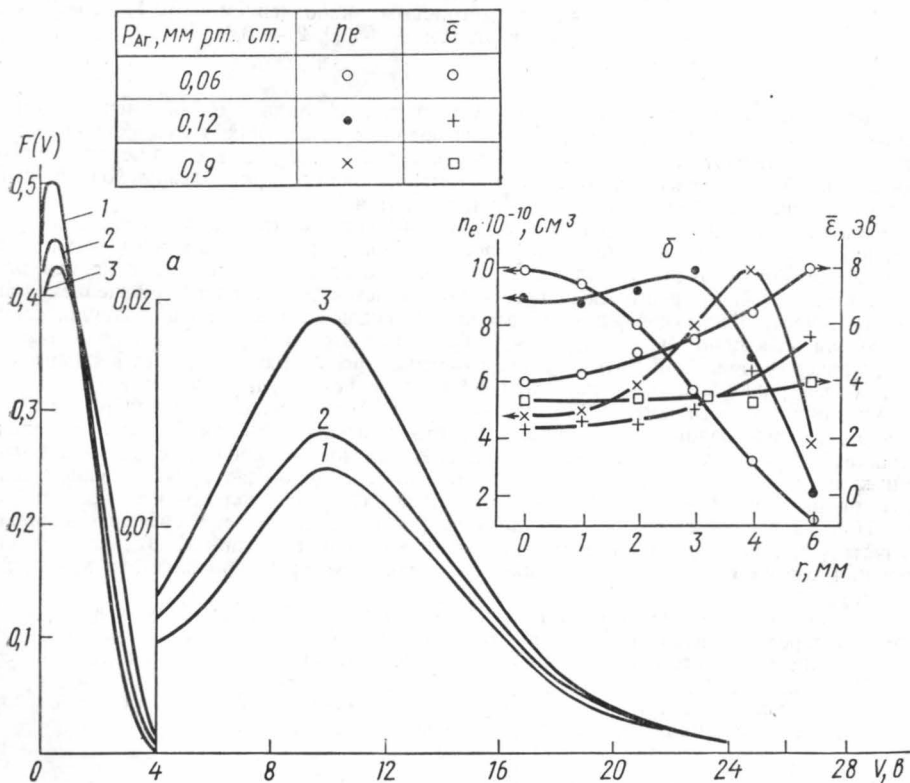


Рис. 2. а — Радиальное изменение функции распределения электронов по энергиям в разряде с аргоновым наполнением. Разрядный ток 30 ма.  $\rho_{Ar} = 0,13$  мм рт. ст. Обозначения те же, что на рис. 1.

На рис. 1, а и 2, а представлены ФРЭЭ, измеренные в разряде в гелии и аргоне в различных точках по радиусу катода. Как видно из рисунков, эти функции в разряде в полом катоде сильно отличаются от максвелловского распределения.

При движении по радиусу от центра катода к стенкам ФРЭЭ обогащается быстрыми электронами (рис. 1, а и 2, а). Величина второго максимума (в области энергий 8—12 эв) при этом растет. В одинаковых условиях ФРЭЭ в разряде в гелии более обогащена быстрыми электронами, чем в аргоновом разряде. Схожие ФРЭЭ наблюдались в центре полого катода в аналогичных условиях разряда в смеси ртути [1], однако в этом случае второй максимум исчезал в точках вне оси.

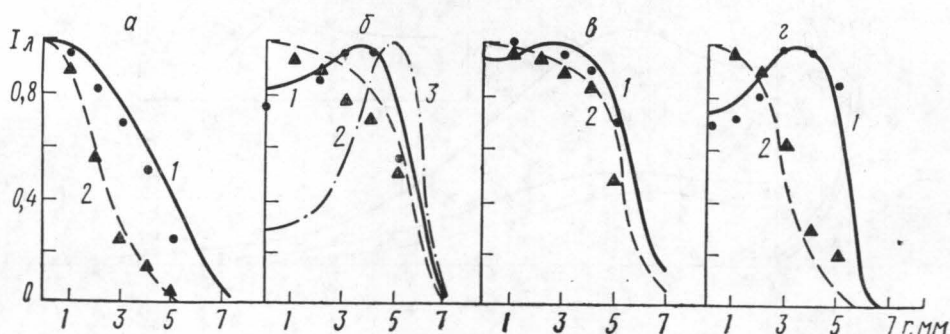


Рис. 3. Радиальное распределение интенсивностей спектральных линий в разряде в полом катоде. Разрядный ток 30 ма. а — разряд с гелиевым наполнением (HeI)  $\lambda=5876 \text{ \AA}$  ( $2^3P^0-3^3D$ ),  $p_{\text{He}}$  мм рт. ст.: 1 — 1,2; 2 — 0,9; б — разряд с аргоновым наполнением (AgI)  $\lambda=4511 \text{ \AA}$  ( $4[S^{41/2}]^0(J=1)5P^{1/2}(J=0)$ ),  $p_{\text{Ar}}$  мм рт. ст.: 1 — 0,9; 2 — 0,5; в — разряд с гелиевым наполнением (MgI)  $\lambda=5528 \text{ \AA}$  ( $3^1P^0-5^1S$ ),  $p_{\text{He}}$  мм рт. ст.: 1 — 1,5, 2 — 0,8; г — разряд с аргоновым наполнением (MgI)  $\lambda=5184 \text{ \AA}$  ( $4^3P-4^3S$ )  $p_{\text{Ar}}$  мм рт. ст.: 1 — 0,9, 2 — 0,6

Концентрации электронов (рис. 1, б) растут, а средние энергии уменьшаются с увеличением давления гелия. При всех выбранных давлениях гелия концентрации электронов достигают на оси разряда наибольшего значения, а средние энергии — в точках, наиболее удаленных от центра. Немонотонности в радиальном ходе концентрации и средней энергии электронов не наблюдаются.

Радиальный ход концентрации и средней энергии электронов в разряде в аргоне (рис. 2) имеет некоторые особенности. Монотонный радиальный спад  $n_e$  ( $p_{\text{Ar}}=0,06$  мм рт. ст.) от наибольшего значения, которого она достигает на оси разряда, при дальнейшем росте давления сопровождается все большим смещением максимума концентрации к поверхности катода и уменьшением  $n_e$  на оси разряда. Средняя энергия электронов, как и в разряде в гелии, растет при удалении от оси по радиусу, причем разряд при оптимальном давлении аргона (0,9 мм рт. ст.) характеризуется более равномерным радиальным распределением средней энергии электронов.

Указанные особенности ФРЭЭ и концентраций электронов проявляются на радиальном распределении интенсивностей спектральных линий. При малых давлениях (порядка  $10^{-2}$  мм рт. ст. и ниже) разряд светится тонким шнуром с резко очерченными краями диаметром 4—5 мм. Рост давления сопровождается увеличением диаметра шнура и размытанием границ, свечение постепенно заполняет всю полость катода. При дальнейшем увеличении давления (выше 1 мм рт. ст.) свечение начинает стягиваться к стенкам, в центре катода свечение становится слабым. Эти особенности поведения свечения с ростом давления газа наиболее ярко проявляются в разряде в аргоне.

Для примера на рис. 3 представлены нормированные на единицу кривые радиального распределения интенсивностей спектральных линий.

Указанное соответствие интенсивностей линий характеру изменения  $n_e$  и ФРЭЭ проверялось количественно.

Интенсивность спектральной линии в предположении прямого электронного возбуждения и радиационного разрушения уровней дается соотношением

$$I_{\lambda} = cn_0 n_e \int_{\nu_{ok}}^{\infty} Q_{ok}(\nu) F(\nu) \sqrt{\nu} d\nu.$$

Здесь  $c$  — постоянная, зависящая от длины столба и самопоглощения,  $n_0$  — концентрация атомов в нормальном состоянии,  $n_e$  — концентрация электронов,  $v_{0k}$  и  $Q_{0k}(v)$  — потенциал и оптическая функция прямого возбуждения линии [2—4]. Считаем, что  $n_0$  постоянна по сечению разряда.

Полученное удовлетворительное совпадение (рис. 3) экспериментальных и расчетных кривых радиального распределения интенсивностей линий HeI и AgI позволяет сделать вывод, что при выбранных интервалах давлений газов при разрядных токах порядка 30 ма основным механизмом возбуждения энергетических уровней следует считать прямое электронное возбуждение. Совпадение эксперимента и расчета для магния, кроме того, подтверждает правильность предположения о равномерном распределении нормальных атомов магния по сечению разряда.

Мы благодарны И. С. Алексахину за любезно предоставленные сечения возбуждения магния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Десаи Ш. К., Каган Ю. М. «Оптика и спектроскопия», 27, 34, 1969.
2. Запесочный И. П., Фельцан П. В. «Оптика и спектроскопия», 20, 521, 1966.
3. Запесочный И. П. «Астрономический журнал», 43, 954, 1966.
4. Алексахин И. С., Запесочный И. П., Гарга И. И., Стародуб В. П. (в печати).

Поступила в редакцию  
11.4 1973 г.

Кафедра  
электроники

УДК 621.374.4

М. Д. КАРСЕВ

## НЕЛИНЕЙНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ В БОЛЬШОЕ ЧИСЛО РАЗ

В пассивной нелинейной резонансной системе, находящейся под внешним воздействием частоты  $\omega$ , возможно установление колебаний на частоте  $\frac{\omega}{m}, m \gg 1$ , если интенсивность внешнего воздействия зависит от движения в системе.

Движения в такой системе могут быть записаны уравнением

$$\ddot{x} + 2\delta(x)\dot{x} + \Omega_0^2[1 - \gamma(x)]x = P(x, \dot{x})\cos\omega t, \quad (1)$$

где  $\delta(x)$ ,  $\gamma(x)$  — малые величины и  $\delta(x) > 0$ . Если, в частности,  $P(x, \dot{x}) = \lambda\Omega_0^2 x$ , то (1) превращается в уравнение простейшей параметрической системы, в которой, как известно, могут возбуждаться колебания в первой, второй и т. д. областях неустойчивости, соответственно при  $\Omega_0 \cong \frac{\omega}{2}$ ,  $\omega$  и т. д. Причем с ростом номера области неустойчивости условия возбуждения быстро становятся трудно реализуемыми. При других видах зависимости  $P(x, \dot{x})$  возможно установление колебаний на различных комбинационных частотах и, в частности, на частоте  $\Omega = \Omega_0$ , когда

$$\Omega = \frac{\omega}{m} \quad (\text{при целом } m \gg 1). \quad (2)$$

Перепишем (1) в виде:

$$\ddot{x} + \Omega^2 x = (\Omega^2 - \Omega_0^2)x - 2\delta(x)\dot{x} + \Omega_0^2\gamma(x)x + P(x, \dot{x})\cos\omega t \quad (1')$$

и будем искать квазигармоническое решение:

$$x = a \sin \Omega t - b \cos \Omega t \equiv A \sin(\Omega t - \varphi),$$

$$A = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \varphi = \arctg\left(\frac{b}{a}\right). \quad (3)$$