

щается и оговоренное для  $\Delta\lambda$  условие выполняется при любом рассмотренном варианте взаимного расположения полосковых контактов (рис. 4).

Таким образом, тепловой разброс в длинах волн излучения активных областей монолитной линейки ЛД зависит от способа монтажа лазерного кристалла на теплоотвод, характеристик теплоотвода и условий накачки. При этом обратный монтаж приводит к большему тепловому разбросу длин волн излучения по сравнению с прямым способом монтажа при прочих равных условиях. В целом представленные материалы предназначены для использования при конструировании оптимальных в тепловом отношении монолитно-интегральных линеек ЛД с минимальным разбросом длин волн излучения.

### Список литературы

- [1] Ota Y., Miller R. C., Forrest S. R. et al. // IEEE J. Lightwave Technology. 1987. Vol. LT-5. N 8. P. 1118—1122.
- [2] Tsunekane M., Endo K., Ishikawa S. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1989. Vol. 28. N 3. P. L468—L469.
- [3] Tsunekane M., Endo K., Nido M. et al. // Electron. Lett. 1989. Vol. 25. N 16. P. 1091—1092.
- [4] Elsa M., Garmire, Michael T. Tavis // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE-20. N 11. P. 1277—1283.
- [5] Nakwaski W. // Electron. Lett. 1986. Vol. 22. N 22. P. 1169—1170.
- [6] Dean D. J. // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 9. P. 457—458.
- [7] Minoru Ito, Tatsuya Kimura. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. Vol. QE-17. N 5. P. 787—795.
- [8] Tsang W. T. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 3. P. 1031—1044.
- [9] Закс Д. И., Ноговицина Д. Ф., Наумов Н. М. // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1975. Вып. 5 (59). С. 84—87.
- [10] Кейси Х. Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 366 с.

Научно-исследовательский институт  
знакоинтегрирующей электроники «Волга»  
Саратов

Саратовский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского

Научно-исследовательский институт  
механики и физики

Поступило в Редакцию  
25 апреля 1990 г.

02

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

## К ВОПРОСУ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ ${}^3P$ -РЕЗОНАНСА «ФОРМЫ» В УПРУГОМ $e^{-}+N$ РАССЕЯНИИ

В. К. Долматов

В сечении упругого  $e^{-}+N(2p^3, {}^4S)$  рассеяния доминирует низкоэнергетический  ${}^3P$ -резонанс «формы» [1, 2]. Значения ширины резонанса  $\Gamma$  и соответствующей ему резонансной энергии  $E_0$  налетающих электронов чрезвычайно чувствительны к степени полноты учета корреляционных эффектов в расчете  $e^{-}+N$  системы, демонстрируя тем самым особенности ее динамической структуры [1, 2]. Лучшие расчеты, выполненные методом  $R$ -матрицы, показали, что параметры резонанса весьма малы:  $\Gamma=0.013$  эВ, в то время как  $E_0=0.062$  эВ [1]. Очевидна необходимость экспериментального изучения этого резонанса, определения его параметров и сопоставления экспериментальных данных со сделанными теоретическими предсказаниями. Однако до настоящего времени нет достаточно точных экспериментальных исследований  ${}^3P$ -резонанса в рассеянии электронов атомарным азотом, хотя такая попытка и была предпринята ранее в [3] в связи с более ранними и менее корректными теоретическими предсказаниями этого резонанса [4]. Возможно, что сделать это стандартными экспериментальными способами сложно, хотя бы потому что в эксперименте необходимо оперировать перестраиваемым по энергии низкоэнергетическим электронным пучком ( $E \approx 0.06$  эВ) с весьма малым энергетическим разбросом  $\Delta E < \Gamma = 0.013$  эВ. Поэтому в настоящей работе предлагается другой альтернативный способ экспериментального исследования этого  ${}^3P$ -резонанса.

Способ основан на измерении электрического тока, появляющегося в газе во время фотоионизации его атомов.

Фотоионизация атомов газа сопровождается передачей некоторой доли импульса поглощенного фотона ионизованному электрону. Под действием этого импульса фотоэлектроны в газе в среднем движутся вдоль направления распространения излучения, т. е. они «увлечены» фотонами. Как следствие, электрический ток, или так называемый «ток увлечения» (ТУ), возникает в газе в процессе фотоионизации его атомов [5-8]. Величина ТУ оказывается зависящей от сечения электрон-атомного рассеяния, что в принципе позволяет однозначно определить сечение рассеяния из измерений ТУ.

В случае однофотонной ионизации атомов газа произвольно поляризованным излучением частотная зависимость плотности ТУ  $j(\omega)$  может быть представлена в виде [5, 7]

$$j(\omega) = e (W N_a \sigma(\omega) \tau(\omega)) \left( \frac{\kappa \gamma(\omega) p(\omega)}{3m} \right). \quad (1)$$

Здесь  $W$  — плотность потока фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ );  $\omega$  и  $\kappa$  — частота фотона и его волновой вектор соответственно;  $e$ ,  $m$  и  $p(\omega)$  — заряд, масса и полный импульс фотоэлектрона;  $\sigma(\omega)$  — сечение фотоионизации атома ( $\text{см}^2$ ) (предполагается, что фотоионизируются лишь электроны самой внешней подоболочки в атоме);  $N_a$  — атомарная плотность газа ( $\text{см}^{-3}$ ); параметр  $\gamma(\omega)$  зависит от дипольных и квадрупольных амплитуд фотоионизации и фазовых сдвигов волновой функции фотоэлектрона в сплошном спектре в поле положительного атомного остова ( $\text{см}$ );  $\tau(\omega)$  — время свободного пробега фотоэлектрона до столкновения с атомом газа

$$\tau(\omega) = \frac{m}{N_a \sigma_{el}(\omega) p(\omega)}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{el}(\omega)$  — сечение упругого рассеяния электрона атомом ( $\text{см}^2$ ). Сравнивая (1) с обычным определением плотности электрического тока ( $j = env_{cp}/m$ ) и учитывая (2), можно представить  $j(\omega)$  в удобном для дальнейшего вида

$$j(\omega) = e \frac{W \sigma(\omega)}{\sigma_{el}(\epsilon) p(\omega)} p_{cp}(\omega). \quad (3)$$

Здесь  $p_{cp}(\omega)$  — средний вектор импульса ансамбля фотоэлектронов в направлении распространения излучения,  $\epsilon$  — кинетическая энергия фотоэлектрона. Очевидно, что в области узкого резонанса в сечении рассеяния можно пренебречь изменениями  $p(\omega)$ ,  $\sigma(\omega)$  и  $p_{cp}(\omega)$  в зависимости от  $\omega$  в (3) по сравнению с резкими вариациями в  $\sigma_{el}(\epsilon)$ . Поэтому  $\sigma_{el} = \text{const} \times \times j^{-1}(\omega)$ , т. е. измерения ТУ в зависимости от  $\omega$  позволят определить в деталях величину и форму  $\sigma_{el}(\epsilon)$  в области  $^3P$ -резонанса в  $e^- + N$  рассеянии.

Преимущества использования ТУ как инструмента для экспериментального исследования обсуждаемого  $^3P$ -резонанса очевидны. Во-первых, применяя высокомономатические источники излучения, легко получить ансамбль фотоэлектронов, чья энергия будет лежать непосредственно в области резонанса, имея энергетический разброс  $\Delta E < \Gamma$ . Это позволит локализовать резонанс и измерить его параметры с большей точностью, чем в стандартном эксперименте. Во-вторых, предлагаемый эксперимент может проводиться в неконтролируемой по плотности атомарной среде. Действительно, величина ТУ не зависит от  $N_a$ , так как  $N_a$  определяет как электродвижущую силу — число направленно движущихся фотоэлектронов, так и сопротивление среды, которое обратно пропорционально  $N_a$ . Из последнего, в частности, следует, что если в газовой среде имеется небольшое количество возбужденных атомов с плотностью  $N_a^* \ll N_a$ , то ТУ, генерируемый в результате их фотоионизации, не будет помехой для измерения основного ТУ  $j(\omega)$ , будучи много меньше  $j(\omega)$ . Электродвижущая сила в обсуждаемом случае будет определяться величиной  $N_a^*$ , а сопротивление среды — величиной  $N_a$ . Ясно, что при условии  $N_a^* \ll N_a$  ТУ, возникающий в результате фотоионизации нейтральных атомов, будет значительно превышать «сторонний» ТУ. Отметим также, что если в газе имеется некоторое количество свободных электронов до фотоионизации газа, то они тоже не будут помехой для измерения основного ТУ. Действительно, в отсутствие эффекта увлечения эти электроны движутся хаотически, не приводя, естественно, к появлению тока в газе. С другой стороны, они могут быть увлечены потоком фотонов только в результате тормозного поглощения излучения. Однако вероятность последнего процесса на много порядков величины меньше вероятности фотоионизации атомов, что обосновывает сделанное выше утверждение.

Легко получить оценку величины ТУ в окрестности  $^3P$ -резонанса в электрон-азотном рассеянии. Пусть возможна только фотоионизация внешней  $^3P$ -подоболочки атома. Соответствующее значение сечения фотоионизации вблизи порога ионизации имеет величину порядка

$10^{-17}$  см<sup>2</sup> [9]. Сечение упругого электронного рассеяния составляет примерно  $10^{-13}$  см<sup>2</sup> в максимуме <sup>3</sup>P-резонанса и равно приблизительно  $10^{-15}$  см<sup>2</sup> вне резонанса [1]. Предположим, что плотность потока фотонов  $W=10^{15}$  см<sup>-2</sup>. с<sup>-1</sup>, что достижимо для источников синхротронного излучения, и для простоты будем считать, что импульс поглощенного фотона полностью передан выбитому фотоэлектрону, т. е.  $h\nu = p_{\text{ср}}$ . Воспользовавшись теперь формулой (3), получим, что  $j \approx -10^{-10}$  А. см<sup>-2</sup> в точке максимума <sup>3</sup>P-резонанса и  $j \approx -10^{-8}$  А. см<sup>-2</sup> вне резонанса. Это значит, что ТУ вполне измерим экспериментально. Его величина, однако, может быть на несколько порядков увеличена, если использовать более мощные источники излучения. В частности, лазерные источники излучения могут быть с успехом применены в этих целях [8].

### Список литературы

- [1] *Burke P. G., Berrington K. A., Le Dournef M., Lan V. K.* // J. Phys. 1974. Vol. B7. P. L531—L535.
- [2] *Thomas L. D., Nesbet R. K.* // Phys. Rev. 1975. Vol. A12. P. 2369—2377.
- [3] *Miller T. M., Aubrey B. B., Eisner P. N., Bederson B.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1970. Vol. 15. P. 416.
- [4] *Henry R., Burke P. G., Sinfailam A. L.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 178. P. 218—225.
- [5] *Амусья М. Я., Балтенков А. С., Гринберг А. А., Шануро С. Г.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 2 (8). С. 547—554.
- [6] *Амусья М. Я., Долматов В. К.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. Вып. 11. С. 1664—1670.
- [7] *Амусья М. Я., Долматов В. К., Иванюк В. К.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 8—15.
- [8] *Агре М. Я., Овсянников В. Д., Рапопорт Л. П.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 6 (12). С. 2027—2034.
- [9] *Yeh J. J., Lindau I.* // Atom. Data. a. Nucl. Data Tabl. 1985. Vol. 32. P. 1—155.

Физико-технический институт  
им. С. В. Стародубцева АН УзССР  
Ташкент

Поступило в Редакцию  
28 июня 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

## РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДВУОКСИ КРЕМНИЯ

В. Т. Громов, В. П. Шукайло

Данные в литературе о радиационно-наведенной электропроводности (РНЭ) двуокиси кремния имеют ограниченный характер и относятся преимущественно к аморфной форме.

В настоящей работе представлены результаты по наведенной электропроводности кристаллического кварца, а также других структурных форм двуокиси кремния. Измерения проведены на импульсном реакторе на быстрых нейтронах с длительностью импульса излучения около 2 мс, мощностью гамма-излучения  $\sim 10^6$  Гр/с (Si) и спектром нейтронов, близким к делительному.

Исследовали образцы кристаллического кварца (X-срезы) (ТУ41-01-288.77), кварцита и аморфного кварца (стекло КВ). Кроме того, использовали образцы кристаллического кварца, облученные флюенсом быстрых нейтронов  $\sim 5 \cdot 10^{21}$  нейтронов/м<sup>2</sup> и образцы пиролитического окисла КМОП технологии.

Образцы представляли собой диски с термически напыленными алюминиевыми электродами. Толщина дисков составляла для кристаллического кварца 0.2—0.01 см; кварцита, аморфного и облученного кварца 0.2—0.1 см. Образец пиролитического окисла — тестовый конденсатор интегральной схемы. Толщина окисла 0.4 мкм.

Измерение ионизационных токов утечки проводили стандартными методами [1]. Максимальная погрешность измерения токов не превышала 10 % для осциллографической регистрации и 5 % для цифровой. Погрешность измерения абсолютных значений мощности гамма-дозы составляла 30 %, относительных — 15 %. Температуру образцов контролировали с точностью  $\pm 3^\circ$ .