экситона (*а*) и накачки (*б*) в резонансе и при отстройке от него. При $\Omega=0$ квазисолитоны формируются на длине $l_{ст}\simeq 0{,}13$, что согласуется с (9). На рис. 2 изображена динамика формирования стационарного

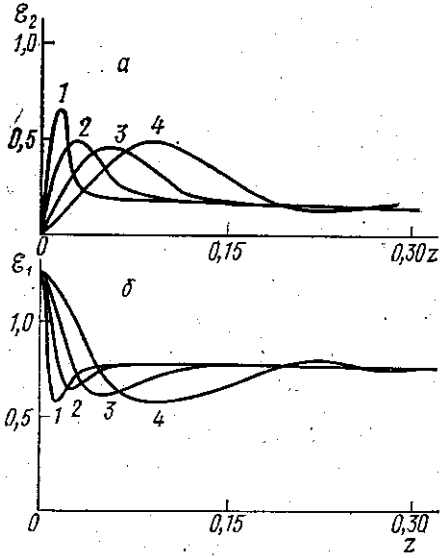

Рис. 1. Изменение энергии экситона $\mathcal{E}_2=\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\eta\,|A_2|^2$ (*а*) и накачки $\mathcal{E}_1=\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\eta\,|A_1|^2$ (*б*) в зависимости от длины среды z при различных отстройках от резонанса: $\Omega=0$ (*1*); 2 (*2*); 4 (*3*); 6 (*4*)

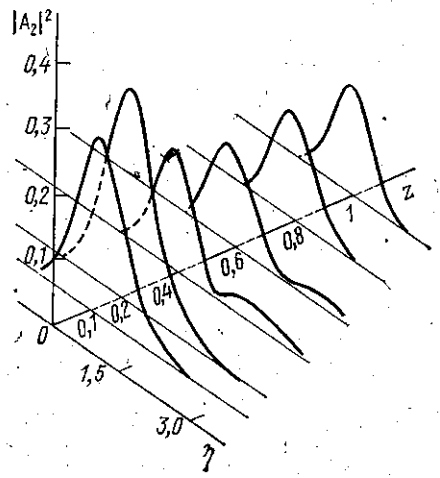

Рис. 2. Динамика формирования стационарного импульса экситона при $\Omega=4$

импульса экситона при $\Omega=4$. Видно, что при отстройке от резонанса квазисолитон формируется на длине $l_{ст}=0{,}8$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Lavy R. et al. Physica, 1981, **105** B, p. 78. [2] Kurita H., Sakai O., Kotani A. Solid State Comm., 1981, **40**, p. 127. [3] Segama Y., Aoyagi Y., Namba S. Solid State Comm., 1979, **32**, p. 229. [4] Гора В. Д. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, **47**, № 8, с. 10. [5] Лоудон Р. Нелинейная спектроскопия. М.: Мир, 1979, с. 390. [6] Lagois J. Phys. Rev. B, 1981, **23**, p. 5511.

Поступила в редакцию
18.04.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 539.172.3:539.2:539.893

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ НА ЯДРАХ ТЕЛЛУРА-125

А. А. Корнилова, А. А. Опаленко

(кафедра физики твердого тела)

Исследование эффекта Мёссбауэра на ядрах теллура-125 представляет интерес в связи с наличием фазового перехода полупроводник—металл в теллуре под действием давления и существованием зна-

чительной анизотропии колебаний атомов в решетке Te и его окисла TeO_2. Обычно исследование эффекта Мёссбауэра под давлением проводится на стабильных изотопах [1, 2]. Методика исследования на радиоактивном образце, используемом в качестве источника мёссбауэровских гамма-квантов, имеет преимущества, связанные с тем, что γ-кванты должны пройти только одно окно камеры высокого давления, а поглотитель может иметь значительные размеры. В наших исследованиях использовался радиоактивный теллур ^{125m}Te с периодом полураспада 58 дней, который получается в реакции $^{124}Te(n, \gamma)^{125m}Te$. Из-за высокого значения сечения захвата тепловых нейтронов ($\sigma = 5б$) можно получить большую удельную активность изотопа.

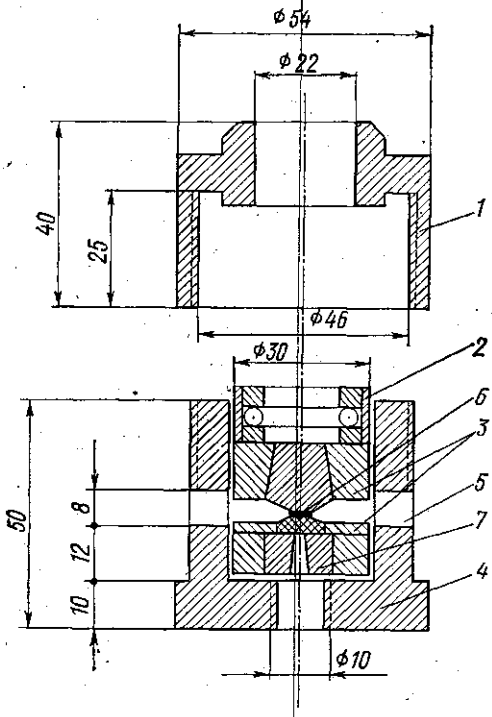

Рис. 1. Камера высокого давления с фиксированным зажимом: *1* — крышка гайки, *2* — упорный подшипник, *3* — наковальни Бриджмена, *4* — корпус гайки, *5* — окно для рентгеновского излучения, *6* — ячейка высокого давления, *7* — коллиматор. Размеры даны в миллиметрах

Камера высокого давления. Схема камеры высокого давления показана на рис. 1. Давление создается с помощью фиксирующего зажима, изготовленного из нержавеющей стали. Крутящий момент для получения давления создается гаечным ключом через крышку (*1*). Наковальни Бриджмена (*3*) помещаются в корпус гайки с окнами (*5*) для выхода γ-лучей. В камере на верхней наковальне укреплен упорный подшипник (*2*), который позволяет свести к минимуму вращение одной наковальни относительно другой. Для определения усилия используются тензодатчики, наклеенные на корпус гайки (*4*): два вертикально с внутренней стороны и два горизонтально — с внешней. Датчики соединены по схеме моста постоянного тока, сопротивление датчика около 200 Ом, база 15 мм.

Ранее мы использовали традиционную схему получения высоких давлений с применением двух наковален Бриджмена из карбида вольфрама (сплав ВК3) и выводом излучения через окна в боковой поверхности гайки [3]. В данной работе в качестве окна излучения мы использовали одну из наковален Бриджмена, изготовленную из поликристаллического кубического нитрида бора (NB).

Поликристаллический кубический нитрид бора был синтезирован в Институте физики высоких давлений АН СССР [2]. Это сверхтвердое вещество (прочность на сжатие 415—533 кГ/мм²), слабо поглощающее мёссбауэровское излучение (коэффициент линейного поглощения $\mu = 0{,}2$ мм$^{-1}$ для $E_\gamma = 35{,}5$ кэВ). Обе наковальни имеют диаметр 11 мм и запрессованы в стальные поддерживающие кольца диаметром 30 мм. Угол между образующими конуса наковален 160°, диаметр плоской части 1,5 мм. Высота верхней наковальни 16 мм, нижней —

3 мм. В используемой геометрии пропускания интенсивность излучения в 2—3 раза больше, чем в традиционной схеме (с двумя наковальнями из ВК3), так как излучение испускается всей площадью активного пятна и не зависит от давления, тогда как в традиционной схеме высота выходного окна уменьшается с ростом давления. Излучение выводится через коллиматор (7), изготовленный из сплава ВК3 (диаметры отверстий 1 и 2 мм), и круглое отверстие в дне гайки.

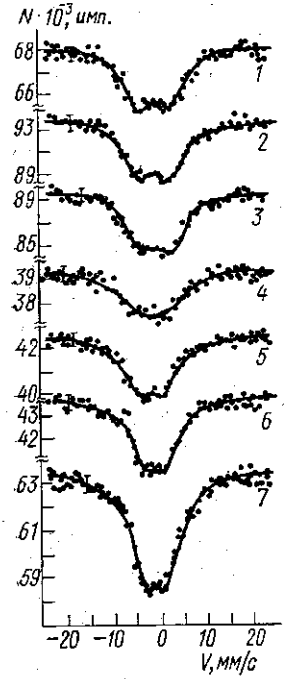

Рис. 2. Мёссбауэровские спектры Te при давлениях 0 (1), 20 (2), 30 (3), 40 (4), 50 (5), 70 (6) и 110 (7) кбар (T=77 К)

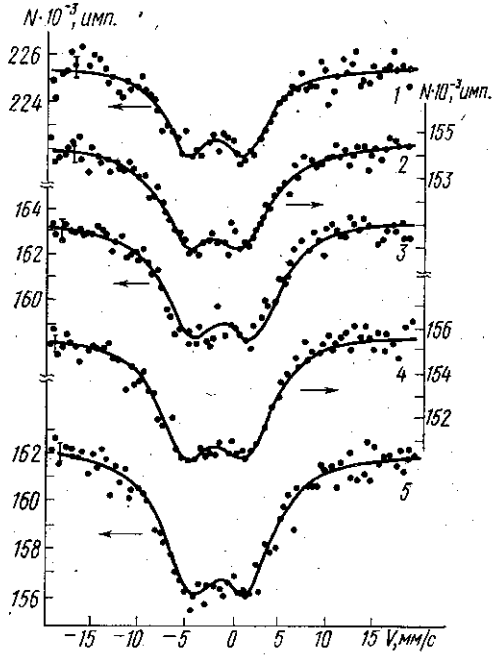

Рис. 3. Мёссбауэровские спектры TeO_2 при давлениях 0 (1), 40 (2), 60 (3), 80 (4) и 110 (5) кбар (T=300 К)

Ячейка высокого давления. Ячейка (6) представляет собой кольцо с внешним диаметром 1,5 мм, внутренним — 0,5 мм, высотой 0,30—0,35 мм. Кольцо спрессовывается из смеси 85 вес. % аморфного бора и 15 вес. % гидрида лития при давлении 1—2 кбар. Затем в отверстие полученной таблетки засыпается через воронку образец, и ячейка повторно прессуется при давлении 5 кбар. Образец представляет собой смесь радиоактивного порошка Te или TeO_2 с наполнителем. Обычно в качестве наполнителя используется NaCl (50% объема и более) [4]. Мы отказались от использования NaCl из-за его высокой гигроскопичности и в качестве наполнителя использовали порошок гексагонального нитрида бора (50% объема), обладающего малой степенью сдвига.

Калибровка камеры давления рентгеновским методом. Для определения давления внутри ячейки высокого давления используется порошок NaCl, смешанный с NB (соотношение объемов 1 : 1). В работе Деккера [5] на основе уравнения состояния NaCl рассчитано изменение параметра решетки при изменении давления до 300 кбар, причем определение давления по найденной зависимости может быть сделано с точностью 2%.

Измерение проводилось на излучении MoK_α в камере РКВ-86. Была построена кривая зависимости давления от приложенного усилия для камеры при комнатной температуре, а также при охлаждении ее до температуры —120° С.

Мёссбауэровские спектры Te и TeO_2 до давления 110 кбар. Камера помещается в мёссбауэровский спектрометр, основной особенностью которого является наличие обводной рамки, приводящей в движение поглотитель — β-TeO_3. Регистрация мёссбауэровского излучения осуществляется сцинтилляционным счетчиком с кристаллом NaI (Tl) толщиной 0,1 мм.

На рис. 2 и 3 представлены мёссбауэровские спектры теллура и двуокиси теллура при разных давлениях. В TeO_2 не замечено изменения формы спектра, что, по-видимому, свидетельствует об отсутствии фазовых переходов I рода. В Te при давлении 40 кбар и $T=300$ К происходит фазовый переход I рода, мёссбауэровский спектр изменяется: квадрупольное расщепление уменьшается от 7,5 мм/с до 5,0 мм/с, что связано с повышением симметрии распределения электрического заряда вокруг ядра Te-125. В фазе Te-I у каждого атома теллура имеется два ближайших соседа под углом 103°, в фазе Te-II — четыре ближайших соседа, лежащих вдоль взаимно перпендикулярных осей [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Дебруннер и др. Приборы для научных исследований, 1966, № 10, с. 23. [2] Капитанов Е. В., Яковлев Е. Н. Приб. и техн. эксперимента, 1978, № 6, с. 149. [3] Венцель Х. и др. Приб. и техн. эксперимента, 1977, № 1, с. 228. [4] Kinsland G. K. High temperatures—high pressures, 1978, **10**, p. 627. [5] Decker D. L. J. Appl. Phys., 1965, **36**, p. 157. [6] Aoki K., Shimomura O., Minomura S. J. Phys. Soc. Japan, 1980, **48**, p. 551.

Поступила в редакцию
10.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 533.9.082.76

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА

В. А. Довженко, А. П. Ершов, А. А. Кузовников

(кафедра электроники)

В работе [1] было показано, что средняя энергия электронов в плазме низкого давления с немаксвелловской функцией распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) может быть определена методом, предложенным Ленгмюром, — по наклону зависимости логарифма величины электронного тока на зонд от потенциала зонда. Для этого необходимо использовать участок вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда вблизи потенциала пространства при условии малости его искажения из-за эффектов стока, загрязнения поверхности зонда и т. п. Однако это рассмотрение было проведено только для класса монотонно спадающих функций вида

$$f_0(\varepsilon) \sim \exp\left\{-\left(\frac{\varepsilon}{a}\right)^k\right\} \qquad (1)$$

(при условии нормировки $\int\limits_0^\infty \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon = 1$), характерного для рас-