

О ДВУХ ПУТЯХ ОПТИЧЕСКОГО ОСВОБОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ЛОВУШЕК

Бу Кванг, М. В. Фок

В кристаллической решетке, имеющей заметную долю ионной связи, локализованный заряд вызывает смещение равновесного положения окружающих его ионов. При оптическом освобождении электронный переход совершается адиабатически, т.е. настолько быстро, что, согласно принципу Франка-Кондона, окружающие ионы после возбуждения электрона оказываются в неравновесном положении. Энергия релаксации, которая выделяется при переходе их в новое положение равновесия, конечно, тоже должна быть передана ловушке тем квантом, который вызвал освобождение электрона. Кроме того, примерно такая же по величине энергия выделяется потому, что освобожденный электрон тоже поляризует решетку /1/, превращаясь в полярон. Таким образом, согласно принципу Франка-Кондона, оптическая глубина ловушки должна быть больше ее термической глубины на величину, приблизительно равную удвоенной энергии связи полярона /2/.

Таблица I

Термическая глубина ловушки ϵ_T , эв	Оптическая глубина ловушки ϵ_{hv} , эв	$\epsilon_{hv} - \epsilon_T$, эв
(0,05±0,01)	(0,68±0,02)	(0,63±0,03)
(0,08±0,02)	(0,38±0,01)	(0,30±0,03)
(0,34±0,02)	(0,63±0,02)	(0,29±0,04)
0,44		(0,55±0,15)*
0,56		

* Эти данные получены при плохой монохроматизации инфракрасного света, которая не позволила найти точную величину оптической глубины ловушек.

В работе /3/ было высказано предположение, что оптическое освобождение электронов из ловушек в фосфоре $ZnS-Cu, Co, Cl$ может происходить также и неадиабатическим путем, причем для этого достаточно кванта с меньшей энергией, так как переход окружающих ионов в новое равновесное положение происходит в едином акте с удалением электрона из ловушки. Для проверки этого мы воспользовались экспериментальными данными работ /2,3,4/ (см. табл. I).

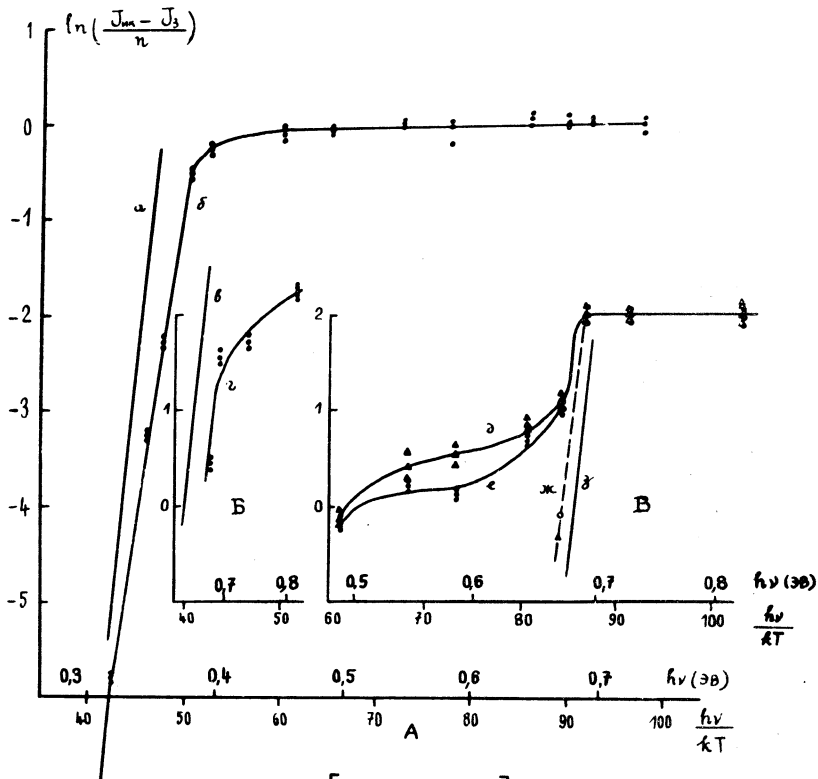
Из этой таблицы видно, что в пределах погрешности как для мелких, так и для глубоких ловушек, разность $\epsilon_{h\nu} - \epsilon_T$ составляет или 0,6 или 0,3 эв.

Значение $\epsilon_T = 0,05$ эв, полученное при температуре вблизи комнатной, в пределах ошибок измерения совпадает с полученным при низких температурах $\epsilon_T = 0,08$ эв. Отсюда следует то, что эти ловушки имеют два значения оптической глубины. Большая из них соответствует адиабатическому освобождению электрона, а меньшая - неадиабатическому. $\epsilon_{h\nu} = 0,63$ эв для ловушек с $\epsilon_T = 0,34$ эв соответствует, по-видимому, неадиабатическому освобождению электронов, а разность $\epsilon_{h\nu} - \epsilon_T$ для ловушек с $\epsilon_T = 0,44$ и $0,56$ эв - адиабатическому. Из таблицы видно также, что разность между "адиабатической" и "неадиабатической" оптической глубиной ловушек равна разнице между "неадиабатической" и термической глубиной.

Измерив величину вспышки под действием квантов, вызывающих адиабатическое и неадиабатическое освобождение электронов из одних и тех же ловушек, мы оценили отношение вероятностей этих процессов. Как и следовало ожидать, вероятность неадиабатического перехода оказалась на 2-3 порядка меньше вероятности адиабатического^{ж)}.

ж) Отсюда следует, что спектральная область, в которой преобладает неадиабатическое освобождение, может существовать, только если энергия связи полярона превышает kT более чем в 5-7 раз. В противном случае вероятность добавки тепловой энергии, необходимой для адиабатического освобождения электрона, всегда будет больше вероятности его неадиабатического освобождения. Так как у ZnS энергия связи полярона составляет 0,3 эв, то в нашем случае это условие выполняется даже при комнатной температуре.

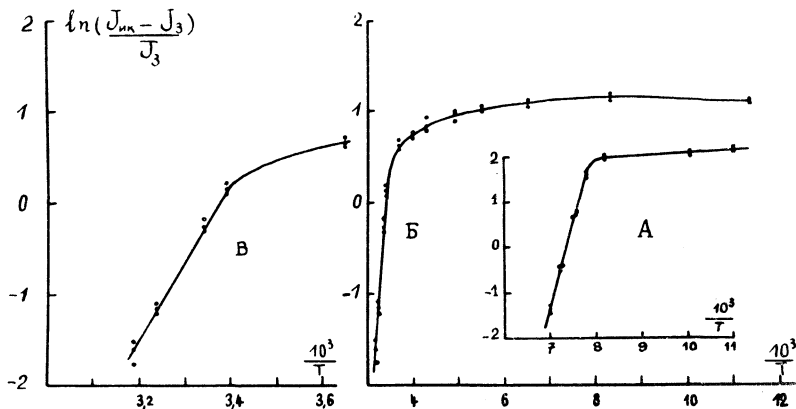
У веществ с ковалентной решеткой положение равновесия атомов, окружающих ловушку, мало зависит от ее зарядового состоя-



Р и с. 1. Зависимость $\ln[(J_{ИК} - J_3)/n] = f(h\nu/kT)$: А) для алмаза A_3 при 87°K ; Б) для алмаза A_4 при 183°K ; В) для A_4 при 92°K . Кривые "д" и "е" соответствуют стадиям с $J_3 = 15$ и 2 усл. ед., "ж" - участок кривых "д" и "е" после введения поправки, "а", "в" и "з" - прямые с наклоном 1).

ния. Поэтому разница между адиабатической и неадиабатической глубиной должна быть очень мала или даже равна нулю. Точно также должна быть равна нулю и энергия связи полирона. Поэтому в ковалентной решетке термическая глубина ловушек должна совпадать с оптической.

Мы измерили термическую и оптическую глубину ловушек у двух образцов алмаза. В образце A_3 обнаружены только ловушки с оптической глубиной $\epsilon_{hv} = 0,32 \pm 0,02$ эв (см. рис. 1А), а в образце A_4 имеется по крайней мере два сорта ловушек (рис. 1Б и В), так как на более далекой стадии затухания длинноволновая



Р и с. 2. Зависимость $\ln[(J_{ИК} - J_3)/J_3] = f(1/T)$. А) для алмаза A_3 ; Б) для алмаза A_4 ; В) высокотемпературная часть кривой Б в увеличенном масштабе.

горизонтальная часть кривой "д" заметно снижается, в то время как коротковолновая часть почти не изменяется (рис. 1В). Кроме того при температуре 183°K , лежащей выше двух небольших пиков термовысвечивания, остается только та часть кривой, которая имеет спад в области $0,67$ эв с наклоном, близким к I (рис. 1Б). После введения поправки на величину вспышки, вызванной освобождением электронов из более мелких ловушек, спад кривых "д" и "e" в области $0,67$ эв тоже стал прямолинейным, с наклоном около I.

Все это указывает, что в образце A_4 имеются ловушки с глубиной $0,67 \pm 0,02$ эв. Глубину более мелких ловушек нам измерить не удалось из-за недостаточной чувствительности аппаратуры.

Для измерения ϵ_T системы ловушек с $\epsilon_{hv} = 0,32$ эв и $\epsilon_{hv} = 0,67$ эв в образцах A_3 и A_4 был использован инфракрасный свет с $h\nu = 0,38$ эв и $h\nu = 0,81$ эв соответственно. При построении

функции $\ln[(J_{ИК} - J_3)/J_3] = f(1/T)$ получают прямолинейные участки в интервале температур от 127°К до 142°К для образца A_3 и от 274°К до 314°К для образца A_4 (рис. 2). Их наклоны дают значения $\epsilon_T = 0,33 \pm 0,01$ эв и $0,66 \pm 0,02$ эв соответственно. Отсюда видно, что в пределах погрешности измерения для алмаза термическая и оптическая глубина одной и той же системы ловушек совпадают друг с другом.

Итак, можно считать, что разница между оптической и термической глубинами данной системы ловушек проявляется только в ионных кристаллах. По своей величине эта разница равна энергии двух или одного полярона, в зависимости от того, происходит ли оптическое освобождение адиабатическим или неадиабатическим путем. Поэтому при измерении на опыте оптической глубины ловушки необходимо каждый раз выяснять, измеряется ли "адиабатическая" или "неадиабатическая" оптическая глубины этой ловушки.

В заключение авторы выражают сердечную благодарность Е. Е. Букке за ценные советы на всех этапах работы.

Поступила в редакцию
24 декабря 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов. ГИТТЛ, М-Л, 1951 г.
2. М. В. Фок. ФТТ, 5, 1489 (1963).
3. Ву Куанг, М. В. Фок. Краткие сообщения по физике, № 3, 6 (1972).
4. Ву Куанг, М. В. Фок. ЖПС (в печати).