

Это находится в соответствии с результатами работ [4, 5], выполненных в режиме статического изменения проводимости кристаллов.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в условиях нестационарной фотопроводимости акустоэлектронное затухание имеет аномалии, которые, как показано, возникают из-за изменения электрической однородности образцов. Такое поведение может быть понято на основе следующих простых представлений. Пусть, как реализовано в эксперименте (рис. 1, а), механизм генерации носителей заряда практически однороден, а механизм рекомбинации не однороден. Тогда в первый момент после резкого включения подсветки, когда еще не успела установиться фотопроводимость, распределение носителей заряда определяется в основном процессом генерации, который однороден в пространстве, а процесс рекомбинации и, следовательно, его неоднородность еще не проявляются. Иное дело после выключения подсветки: распределение количества носителей заряда определяется в основном процессом рекомбинации. Если он не однороден в пространстве, то количество носителей заряда будет в большей мере не однородно, чем, скажем, в случае со стационарной подсветкой, когда имеется однородная генерация носителей заряда и, кроме того, происходит некоторое выравнивание концентрации в пространстве за счет диффузии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Васькова В. И., Викторов И. А., Талашев А. А. — Акуст. журн., 1976, т. 22, в. 1, с. 17—28.
- [2] Аветисян А. А., Миргородский В. И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 35—39.
- [3] White D. L. — In: Proc. 4 Int. Congr. Acoustics. Copenhagen, 1962, p. 321—323.
- [4] Гитис М. Б., Чайковский И. А. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, в. 1, с. 263—275.
- [5] Кетис Б.-П., Кривка И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1153—1159.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Получено 31.08.1987
Принято к печати 5.02.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ АКЦЕПТОРОВ В АЛМАЗЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ

Стружкин В. В., Еремец М. И.

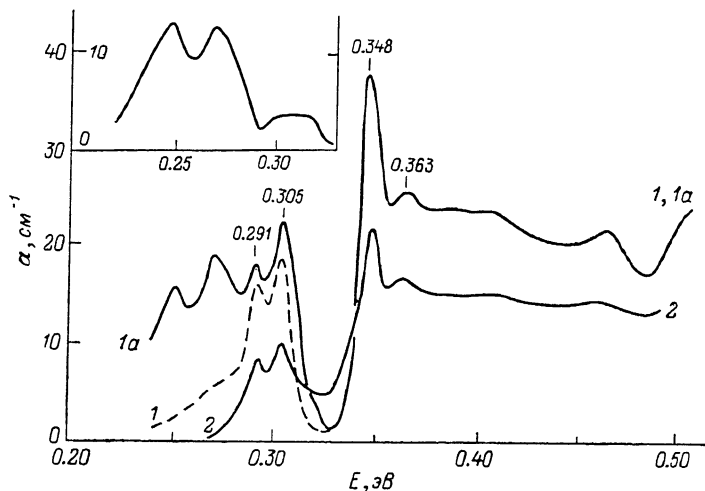
Спектры инфракрасного поглощения природных полупроводниковых алмазов изучены весьма подробно [1-3]. Однако практически во всех работах вклад решеточного поглощения не отделялся от примесного поглощения, хотя очевидно, что лишь такая процедура позволила бы получить истинный спектр примеси. Изучая синтетические полупроводниковые алмазы, легированные бором в широком диапазоне концентраций, мы вычли вклад решетки из общего поглощения. Методика измерений и предварительные результаты опубликованы нами ранее [4].

На спектр поглощения образца *p*-типа с концентрацией бора $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, изображенном на рисунке, кроме известных пиков примесного поглощения при 0.305, 0.348 и 0.363 эВ, хорошо заметен пик поглощения при 0.291 эВ. После вычитания вклада решетки спектр примесного поглощения имеет характерный вид. На спектре четко выражены четыре пика поглощения, причем интенсивность поглощения при 0.291 эВ коррелирует с интенсивностью остальных пиков примесного поглощения, что видно из сравнения спектров образцов с различной концентрацией бора. Все четыре экспериментально наблюдаемых состояния можно описать в приближении эффективной массы [5, 6]. При этом мы воспользуемся результатами теории для случая нулевого спин-орбитального

взаимодействия, так как при комнатной температуре спин-орбитальное расщепление на спектрах поглощения не разрешается (оно мало и составляет ~ 0.002 эВ [2]). В этом случае гамильтониан акцепторов можно представить в виде (см. [5])

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\hbar^2} P^2 - \frac{1}{3\hbar^2} \mu (P^{(2)} \cdot I^{(2)}) - \frac{1}{3\hbar^2} \delta \left\{ [P^{(2)} \cdot I^{(2)}]_{4}^{(4)} + \right. \\ \left. + \frac{1}{5} \sqrt{70} [P^{(2)} \cdot I^{(2)}]_{6}^{(4)} + [P^{(2)} \cdot I^{(2)}]_{-4}^{(4)} \right\}, \quad (1)$$

$P_{ik} = 3P_{ik} - \delta_{ik}P^2$, $I_{ik} = \frac{3}{2}(I_i I_k + I_k I_i) - \delta_{ik}I^2$, P — оператор импульса, I — оператор углового момента, i, k — декартовы индексы x, y, z .



Спектры поглощения синтетических полупроводниковых алмазов.

$T=300$ К; 1a — полный спектр поглощения образца с концентрацией бора $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; 1 — спектр 1a после вычитания вклада решетки; 2 — примесный спектр образца с концентрацией бора $1.1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ после вычитания вклада решетки.

В работе [5] определены основное состояние примеси и первые возбужденные состояния $2p_0$, $2p_1$ и $2p_2$ для $0 \leq \mu < 1$ при нулевом вкладе члена с кубической симметрией $\delta=0$. В работе [6] показано, что учет члена с кубической симметрией приводит к расщеплению состояния $2p_2$ на состояния $2p_2(\Gamma'_{25})$ и $2p_2(\Gamma_{12})$, а также вычислено расщепление этого состояния в первом порядке теории возмущений для $\delta=0.15$, при этом основное состояние и состояния $2p_0$ и $2p_1$ остаются без изменения.

В рамках теории [5] для возбужденных состояний np_0 и np_1 ($n=2, 3 \dots$) существуют точные формулы для энергии связи

$$E(np_0) = -Ry^* [n^2(1+2\mu)]^{-1}, \quad (2)$$

$$E(np_1) = -Ry^* [n^2(1-\mu)]^{-1}, \quad (3)$$

где $Ry^* = e^4 m / (2\hbar^2 \times \gamma_1)$, поэтому мы можем определить параметр μ по отношению

$$\frac{E(2p_0)}{E(2p_1)} = \frac{1-\mu}{1+2\mu}$$

а затем по уровням $2p_2(\Gamma'_{25})$ и $2p_2(\Gamma_{12})$ определить параметр δ , пользуясь результатом из работы [6] и линейностью расщепления по δ . При выполнении этой процедуры использовалось значение энергии основного состояния 0.373 эВ из работы [7].

Наилучшее согласие с экспериментом при использовании описанного алгоритма достигнуто для следующих параметров: $\mu=0.64$, $\delta=0.21$, $Ry^*=0.098$ эВ, которым соответствуют параметры Латтинджера $\gamma_1=4.24$, $\gamma_2=0.82$, $\gamma_3=1.71$. В таблице мы приводим сравнение наших результатов с результатами предыдущих работ.

Симметрия	Энергия перехода, эВ				
	эксперимент [²] *	[⁸] **		данная работа	
		эксперимент	теория	эксперимент	теория [² , ⁴]
Γ_1	0.348	0.363	0.363	0.363	0.362
Γ'_{25}	0.342	0.348	0.348	0.348	0.347
Γ'_{25}	0.3045	0.305	0.305	0.305	0.305
Γ_{12}	0.334	—	0.299	0.291	0.290

Примечание. * Для расщепленных спин-орбитальным взаимодействием уровней взяты средние значения. ** Вычисленные уровни энергии подгонялись под экспериментально наблюдаемые 0.305, 0.348, 0.363 эВ.

Авторы [²] относили состояние, соответствующее поглощению при 0.342 эВ, к симметрии Γ'_{25} . В нашей классификации оно соответствует состоянию $3p_1$, что следует из формулы (3). Уровень 0.334 из той же работы мы относим к состоянию с симметрией Γ_{12} . Легко видеть, что схема спин-орбитального расщепления для этих уровней, предложенная в работе [²], остается практически без изменений. В работе [⁸] была получена схема уровней, сходная с нашей, однако использовалось приближение $\mu, \delta \ll 1$, при этом уровень Γ_1 оказывался в континууме при $\mu > 0.5$, что говорит о неприменимости расчета по методу работы [⁸] для $\mu \gtrsim 0.5$.

Авторы признательны А. М. Широкову и В. А. Давыдову за полезные замечания и обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Smith F. D., Taylor W. — Proc. Phys. Soc. (London), 1962, v. 79, pt 6, p. 1142—1153.
- [2] Growther P. A., Dean P. J., Sherman W. F. — Phys. Rev., 1967, v. 154, N 3, p. 772—785.
- [3] Anastassakis E. — Phys. Rev., 1969, v. 186, N 3, p. 760—767.
- [4] Давыдов В. А., Еремец М. И., Ревин О. Г., Стружкин В. В. — В кн.: Оптическая спектроскопия и электронный парамагнитный резонанс примесей и дефектов в алмазе. Киев, 1986, с. 28—33.
- [5] Baldereschi A., Lipari N. O. — Phys. Rev. B, 1973, v. 8, N 6, p. 2697—2709.
- [6] Baldereschi A., Lipari N. O. — Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 4, p. 1525—1539.
- [7] Collins A. T., Lightowlers A. T. — Phys. Rev., 1968, v. 171, N 3, p. 843—855.
- [8] Bashenov V. K., Gontar A. G., Petukhov A. G. — Phys. St. Sol. b, 1975, v. 108, N 2, p. K139—K142.

Институт физики высоких
давлений им. Л. Ф. Верещагина
АН СССР
Троицк

Получено 4.12.1987
Принято к печати 5.02.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА N-ОДП В УСЛОВИЯХ МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Гуга К. Ю., Кислый В. П., Малютенко В. К.

Отрицательная дифференциальная проводимость N-типа (N-ОДП) новой нелокальной природы, возникающая при магнитоконцентрационном эффекте (МКЭ), обнаружена и изучена сравнительно недавно [¹, ²]. Здесь приведены результаты исследования влияния всестороннего сжатия (P) на параметры N-ОДП и сопровождающих ее высокочастотных (ВЧ) колебаний тока в InSb.