

Фотопроводимость твердого раствора $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ легированного германием

© Т.Ю. Аллен¹, Т.А. Полянская, А.А. Копылов[†], А.А. Шакмаев[†]

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[†] Электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 20 августа 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)

Обнаружен новый механизм примесной фотопроводимости в полупроводниках. Форма спектров длинноволновой фотопроводимости, наблюдавшихся в $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06} : \text{Ge}$, удовлетворительно объясняется резонансной ионизацией примесных уровней фононами, возбужденными при поглощении инфракрасного излучения.

Мы исследовали длинноволновую фотопроводимость эпитаксиальных слоев твердого раствора $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$, легированного германием, описанных в работе [1]. Оптические измерения проводились в диапазоне $100\text{--}650\text{ см}^{-1}$ с использованием фурье-спектрометра ЛФС-1000 и вакуумного гелиевого криостата Р-118. Излучение концентрировалось на образце с помощью латунного конуса. При температуре $T = 80\text{ К}$ примесная фотопроводимость не наблюдалась. При $T = 10\text{ К}$ фотоответ регистрировался для образцов с концентрацией дырок не более 10^{17} см^{-3} , что ниже критической концентрации носителей заряда, соответствующей переходу металл-диэлектрик в этом материале [1],

Полученные нами спектры длинноволновой фотопроводимости показаны на рис. 1. Несмотря на достаточно сложную структуру, в спектрах отсутствуют характерные черты примесной фотопроводимости, например сколько-нибудь выраженный длинноволновой порог. Для акцептора Ge в GaAs в соответствии с данными по энергии ионизации [2] порог ионизации ожидается при $\hbar\omega = 40.5\text{ мэВ}$. Спектры фотопроводимости исследовались также при различных напряженностях электрического поля в образцах в пределах $0\text{--}60\text{ В/см}$. Следует отметить, что с ростом напряженности поля форма спектров заметно не изменялась. Наблюдался лишь абсолютный рост сигнала, а при напряженностях выше 60 В/см наступало насыщение.

Наиболее примечательно то, что все основные особенности полученных спектров поглощения соответствуют особенностям спектра поглощения, связанным с колебаниями кристаллической решетки. Это хорошо видно при сравнении полученных спектров (рис. 1, кривые 2, 3) со спектром пропускания (рис. 1, кривая 1) эпитаксиальной структуры, аналогичной исследованной нами. Максимумы в спектре фотопроводимости совпадают с максимумами двухфононного поглощения [3], а на частоте поперечного оптического (ТО) фонона наблюдается сильный минимум. Это однозначно указывает на то, что возбу-

жденные светом оптические фононы непосредственно участвуют в активации фотопроводимости. Эффективная передача энергии фононов примесному центру возможна благодаря близости энергии ионизации акцептора ΔE_A и энергии оптических фононов в GaAs $\omega_{\text{TO}} = 33.5\text{ мэВ}$ [4], а разница энергий ΔE_A для состояний $^2P_{5/2} - ^1S_{3/2}$ для акцептора Ge составляет примерно 34 мэВ [5]. Эффективность передачи энергии также может повышаться за счет уширения уровней, обусловленного разупорядочением в пленке.

Для проверки сделанного предположения рассчитаем число фононов, возбуждаемых в эпитаксиальном слое и подложке под воздействием инфракрасного излучения. Предположим, что фототок пропорционален фононной генерации, и все оптические фононы, рожденные в слое толщиной l , с равной вероятностью участвуют в ионизации примесных центров. Здесь l имеет смысл длины свободного пробега фононов. При расчете коэффициента преломления мы использовали стандартную одноосцил-

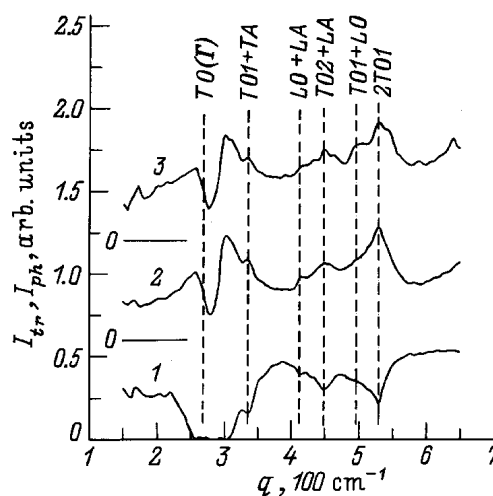


Рис. 1. Спектры длинноволновой фотопроводимости эпитаксиальных слоев $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06} : \text{Ge}$ при $T = 10\text{ К}$; 1 — спектр пропускания $I_{tr}(q)$; 2, 3 — спектры фотопроводимости $I_{ph}(q)$. Начало отсчета для кривых 2 и 3 отмечено горизонтальными линиями с отметкой 0.

¹ В настоящее время: University of Tennessee at Chattanooga, TN 37403 Chattanooga, USA

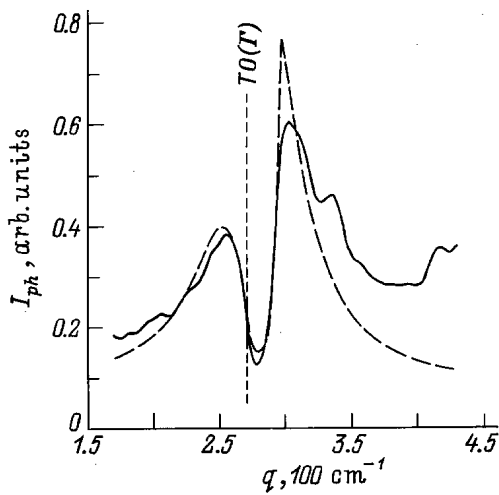


Рис. 2. Расчет формы спектра фонноно-примесной фотопроводимости в однофононном приближении при $T = 10$ К. Сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет.

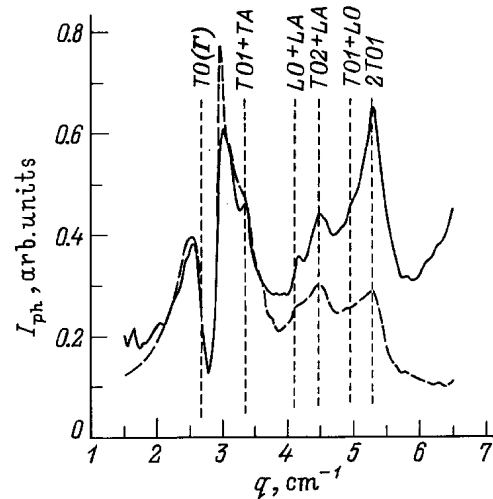


Рис. 3. Расчет формы спектра фонноно-примесной фотопроводимости в двухфононном приближении при $T = 10$ К. Сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет.

ляторную модель

$$n(\omega) = \left(\varepsilon_0 + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_{\text{TO}}^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

где ε_0 и ε_∞ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости, γ и ω_{TO} — параметр затухания и частота ТО-фонона. Вклад свободных носителей заряда не учитывался. Кроме того, для расчетов мы использовали оптические константы GaAs, так как содержание сурьмы в эпитаксиальном слое невелико. В результате

$$N_{\text{phon}}(\hbar\omega) = I_0(1 - R) \left[1 - \exp(-2\omega n'' l / c) \right] / \hbar\omega, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность падающего света, R — коэффициент отражения от поверхности структуры, $n'' = n''(\omega)$ — мнимая часть коэффициента преломления (1).

На рис. 2 результат расчета по формуле (2) сравнивается с наблюдавшимся спектром фотопроводимости. Наилучшее совпадение кривых достигается при $\gamma = 5 \text{ см}^{-1}$ и $\omega_{\text{TO}} = 272 \text{ см}^{-1}$ для слоев толщиной $l = 20$ мкм. Мы использовали $\varepsilon_0 = 12.9$ и $\varepsilon_\infty = 10.9$ [6]. Видно, что в области сильного однофононного поглощения имеется хорошее совпадение. Расхождение кривых в коротковолновой области спектра ($\omega > \omega_{\text{TO}}$) обусловлено вкладом двухфононного поглощения, который можно учесть эмпирически

$$N_{\text{phon}}(\hbar\omega) = I_0(1 - R) \left[1 - \exp(-2\omega n'' / c + w\alpha_{2\text{phon}}) l \right] \hbar\omega, \quad (3)$$

где $\alpha_{2\text{phon}}$ — коэффициент двухфононного поглощения, который вычислялся как разница между измеренным значением коэффициента поглощения GaAs и теоретическим значением коэффициента однофононного поглощения $\alpha_{1\text{phon}} = 2\omega n'' / c$; w — эмпирический весовой коэффициент, учитывающий вклад различных типов фононов

в ионизацию примесных состояний. Вклад разностного двухфононного поглощения не учитывался, поскольку его вероятность при $T \approx 10$ К невелика. Наилучшего согласия между теорией и экспериментом удастся достичь при $w \approx 10$ (рис. 3). Тот факт, что значение весового коэффициента оказалось больше 1, можно объяснить большей эффективностью взаимодействия примесных центров с фононами, имеющими ненулевое значение волнового вектора.

Расхождение кривых в области $\hbar\omega > 45$ мэВ может быть обусловлено несколькими причинами. Во-первых, дисперсионные параметры оптических фононов точно не известны для решеток твердых растворов. Во-вторых, мы не располагаем достаточной информацией о характеристиках электрон-фононного взаимодействия на примесных центрах. Кроме того, мы не учитывали вклад процессов фотоионизации. Попытка объяснить наблюдаемые спектры фотопроводимости с помощью балометрического эффекта не дает возможности правильно описать структуру ТО-фонона.

Список литературы

- [1] Т.Ю. Аллен, Т.А. Полянская. ФТП, **31** (1997) (в печати).
- [2] D.J. Ashen, P.J. Dean, D.T.J. Hurle, J.B. Mullin, A.M. White. J. Phys. Chem. Sol., **36**, 1041 (1975).
- [3] Спитцер В. В кн.: *Оптические свойства полупроводников* (М., Мир, 1970) с. 28.
- [4] G. Dolling, W.J.L.T. Waugh. In: *Lattice Dynamics*, ed. by R.F. Wallis (Pergamon Press, 1965) p. 19.
- [5] A. Baldereschi, N.O. Lipari. Phys. Rev. B, **9**, 1525 (1974).
- [6] Landolt-Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology*. New Series: *Group III*, v. 17. [*Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*, ed. by O. Madelung (Springer Verlag, 1982)].

Редактор Т.А. Полянская

Photoconductivity of germanium-doped $p\text{-GaAs}_{0.96}\text{Sb}_{0.06}$ solid solution

T.Yu. Allen*, T.A. Polyanskaya, A.A. Kopylov†,
A.A. Shakmaev†

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

* At this time: University of Tennessee at
Chattanooga, TN37403 Chattanooga, USA

† State Electrotechnical University,
197376 St.Petersburg, Russia

Abstract A new mechanism of impurity photoconductivity has been observed, which may be describes as a resonance ionisation of impurity levels by the phonons generated by IR radiation. A simple model calculation base on this mechanism satisfactorily explains experimental data on IR photoconductivity in $p\text{-GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}:\text{Ge}$.

E-mail: pta@nano.ioffe.rssi.ru (Polyanskaya)
tbilgid@utcvm.utc.edu (Allen)