

©1995 г.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ДЛИННОВОЛНОВОЙ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КОМПЕНСИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ

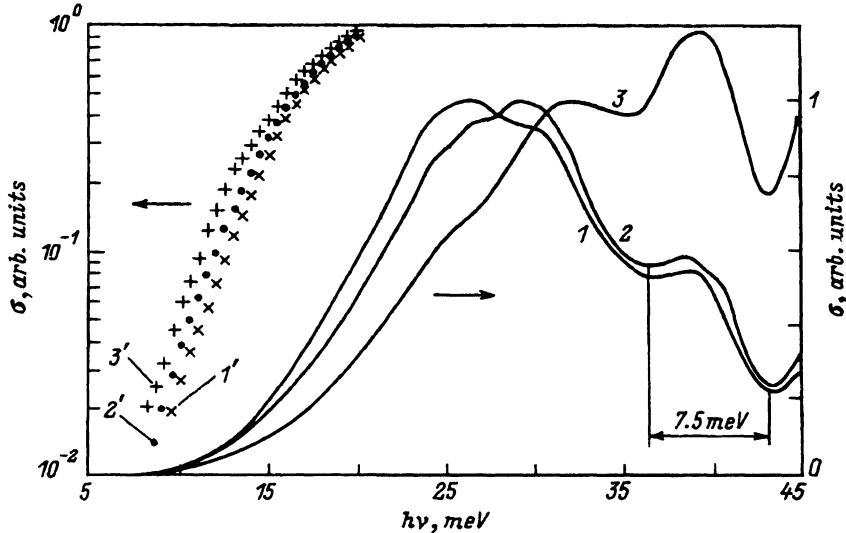
Ю.П. Дружинин, Е.Г. Чиркова

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
102907, Москва, Россия
(Получена 25 июля 1994 г. Принята к печати 18 ноября 1994 г.)

Исследованы спектры примесной фотопроводимости компенсированного Ge:(Cu,Sb) в режиме фоторазогрева — энергия фотона сравнима с масштабом случайного потенциального рельефа, температура 4.2 К. В области длинноволнового края выделены три участка, соответствующие разным механизмам энергетической релаксации и переноса носителей заряда, в том числе и с участием оптических фононов.

Цель данной работы — исследование спектральной зависимости фотопроводимости компенсированного германия в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне в режиме фоторазогрева, т.е. когда энергия фотона сравнима с масштабом случайного потенциального рельефа ε_r и $kT \ll \varepsilon_r$.

Слабо легированный компенсированный полупроводник является примером разупорядоченной системы. В нем примесные уровни, края зоны проводимости и валентной зоны модулированы случайным потенциальным рельефом ε_r [1], возникающим в результате кулоновского межпримесного взаимодействия. Наличие рельефа приводит к обнаруженным в [2] существенным особенностям в спектрах длинноволновой фотопроводимости и оптического поглощения на мелком доноре в германии. В режиме фоторазогрева ($kT \ll \varepsilon_r$) фотоотклик, нормированный на поглощение, согласно [3] должен зависеть линейно от $h\nu$, если импульс рассеивается на заряженной примеси и выходит на насыщение при $E_0 > E_1$, где $E_0 = h\nu - \varepsilon_i$ (ε_i — энергия ионизации мелкого донора), а E_1 — энергия, при которой происходит переход от рассеяния импульса на заряженной примеси к рассеянию на акустических фононах. В спектрах нормированной на поглощение фотопроводимости (НФП), полученных авторами работ [2], действительно наблюдается участок насыщения. Однако отрезок линейного роста НФП для Ge:P мал, а в



Спектры нормированной на оптическое поглощение фотопроводимости, σ , в Ge: (Cu, Sb).

$N_{\text{Sb}}, \text{см}^{-3}$: 1 — $\sim 10^{15}$, 2 — $\sim 10^{15}$ (перекомпенсированный), 3 — $\sim 10^{16}$. 1'—3' — длинноволновые участки спектров 1—3 в полулогарифмическом масштабе.

спектре НФП для Ge:Ga его нет вообще. Неполное соответствие теории [3] и эксперимента [2] может быть связано как с пренебрежением в [3] особенностями поведения носителей заряда в рельефе, так и с тем, что из-за низкого уровня легирования исследованных в [2] образцов отношение $\delta = kT/\epsilon_r$ было порядка 1, т.е. не выполнялся критерий фоторазогрева.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования характера спектральной зависимости фотопроводимости компенсированного германия при низкой температуре ($\delta = kT/\epsilon_r = 0.1 \div 0.2$) в широком спектральном интервале. Измерялись фотопроводимость и оптическое поглощение Ga:(Cu,Sb) с различным уровнем легирования (концентрация сурьмы $N_{\text{Sb}} = 10^{15} \div 10^{16} \text{см}^{-3}$) и различной степенью компенсации ($N_{\text{Sb}} > 3N_{\text{Cu}}$, $2N_{\text{Cu}} < N_{\text{Sb}} < 3N_{\text{Cu}}$, N_{Cu} — концентрация атомов меди). Характеристики образцов приведены на рисунке. Методика измерений описана в [4,5]. Установлено, что спектр сечения оптического поглощения сурьмы в области непрерывного спектра ($h\nu > 10 \text{ мэВ}$) не зависит от уровня легирования и совпадает с результатами расчета по теории [6].

В спектрах компенсированного материала не наблюдается тонкая структура, связанная с возбужденными состояниями, которая есть в спектрах оптического поглощения некомпенсированного материала такого же уровня легирования. Вместо линий наблюдается широкая полоса поглощения в диапазоне $h\nu = 7 \div 10 \text{ мэВ}$. Такое изменение спектра оптического поглощения связано, по-видимому, с влиянием случайного электрического поля заряженных примесей и фактически означает уменьшение энергии ионизации мелкого донора.

Для анализа особенностей фотопроводимости в компенсированном Ge спектры фотоотклика нормировались на поглощение в исследуемом материале. В спектральном диапазоне, в котором оптическое поглощение измерить не удалось, для нормировки использовались значения оптического поглощения из работы [6].

В спектральных зависимостях нормированной фотопроводимости можно выделить три участка, соответствующие различным физическим процессам: 1 — суперлинейный, 2 — линейный, 3 — немонотонная зависимость.

Для образцов с $N_{\text{Sb}} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ спад НФП в области 1 имеет экспоненциальный характер, что, по-видимому, связано с хвостом плотности состояний зоны проводимости. Показатель экспоненты соответствует характерной энергии, равной 2 мэВ, что близко к значению энергии кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии между примесями. Увеличение интенсивности подсветки приводит к сдвигу энергии отсечки линейного участка НФП при практически неизменной экспоненциальной зависимости в области 1. Этот факт может быть интерпретирован как изменение заполнения примесной зоны мелкого донора. При этом характерная энергия примесной зоны, полученная из смещения энергии отсечки, также оказывается близка к 2 мэВ.

В германии с большим уровнем легирования ($N_{\text{Sb}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) спектральная зависимость НФП в области 1 не описывается экспонентой. Это, по-видимому, связано с тем, что величина энергии кулоновского взаимодействия $\varepsilon_r = 4 \text{ мэВ}$ становится сравнимой с энергией основного состояния $\varepsilon_i = 10 \text{ мэВ}$ изолированной примеси, т.е. спектр возбужденных состояний, участвующих в формировании плотности состояний хвоста зоны проводимости, не является достаточно плотным.

Линейная зависимость нормированной фотопроводимости от $h\nu$ в области 2 согласуется с теорией [3]. Однако вместо предсказанного в [3] насыщения спектра нормированной фотопроводимости при забросе носителя в зону проводимости на высоту, соответствующую энергии, при которой происходит смена механизма рассеяния импульса, на всех спектральных зависимостях четко видны немонотонные участки с минимумами при $h\nu \approx 36$ и 43 мэВ . Эти минимумы отвечают релаксации энергии неравновесных носителей с излучением оптического фотона. Энергия кванта $h\nu \approx 36 \text{ мэВ}$ соответствует релаксации носителя в основное состояние мелкого донора, а $h\nu \approx 43 \text{ мэВ}$ — на дно зоны проводимости, где проводимость мала. Расстояние между минимумами по величине близко к энергии ионизации донора 8 мэВ , полученной из измерений оптического поглощения в компенсированном материале [5], а не 10 мэВ — энергии ионизации отдельного атома примеси.

Таким образом, в спектрах нормированной фотопроводимости компенсированного Ge:(Cu,Sb) с $N_{\text{Sb}} = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, измеренных при низких температурах ($\delta = kT/\varepsilon_r = 0.1 \div 0.2$), можно выделить три участка, соответствующих различным высотам заброса носителей в зону проводимости компенсированного полупроводника и, соответственно, разным механизмам энергетической релаксации и переноса носителей заряда:

1 — возбуждение носителей в область потенциального рельефа, где фотопроводимость зависит от $h\nu$ суперлинейным образом и определяется масштабом рельефа ε_r ;

2 — надрельефная проводимость, характеризующаяся линейным ростом при рассеянии импульса на заряженной примеси;

3 — релаксация неравновесных носителей с испусканием оптического фотона.

Авторы признательны В.Н.Губанкову за поддержку в работе и обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., 1979).
- [2] Л.В. Берман, А.И. Жуков. *ФТП*, **3**, 1749 (1969); *ФТП*, **4**, 401 (1970); *ФТП*, **7**, 1882 (1973); *ФТП*, **8**, 824 (1974).
- [3] Ш.М. Коган. *ФТП*, **11**, 1979 (1977).
- [4] Ю.П. Дружинин, Е.Г. Чиркова. *ФТП*, **23**, 756 (1989).
- [5] Ю.П. Дружинин, Е.Г. Чиркова. *ФТП*, **25**, 307 (1991).
- [6] И.Л. Бейнихес, Ш.М. Коган. *ЖЭТФ*, **93**, 285 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of a photoconductivity spectrum in compensated germanium

Yu.P.Druzhinin, E.G.Chirkova

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 103907 Moscow
