

и быстро достигает максимального значения ( $\sim 0,60$ ) на частоте, близкой к резонансной.

Нестационарное поглощение необходимо учитывать при исследовании взаимодействия излучений с полупроводниками, при анализе таких явлений, как диффузия фотоносителей, при измерении времени жизни и концентрации носителей зарядов в полупроводниках, при изучении теплообмена и термостабилизации полупроводниковых материалов.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Козарь А. В., Крупенко С. А., Макаров В. А. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по электронике СВЧ. Орджоникидзе. 1986. Т. 2. С. 208. [2] Chang J. et al. // J. Appl. Phys. 1985. 57, N 11. P. 4843. [3] Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Киев, 1975. [4] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. [5] Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика. М., 1971. [6] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1973.

Поступила в редакцию  
16.10.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 621.315.592

## ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОСОБО ЧИСТОГО КРЕМНИЯ

В. А. Морозова, О. Г. Кошелев, В. В. Остробородова

(кафедра физики полупроводников)

В спектрах фотопродвижности особо чистого кремния при 80 К обнаружены переходы с участием продольных акустических фононов и экситонов. Показано, что эффективные центры прилипания с концентрацией  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  на 3—4 порядка изменяют эффективное время жизни носителей при 80 К.

Современные методы очистки и выращивания позволяют получать монокристаллы Si с  $\rho > 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Сведения о таком материале в литературе весьма ограничены. Исследования показали, что существенную роль в нем играют неоднородности «компенсационного» типа. Об аномальном поведении электрических и гальваномагнитных темновых характеристик *n*- и *p*-Si с  $\rho \geq 5 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при 300 К сообщалось в работе [1]. Так как высокоомный Si — основной материал для фотоуправляемых устройств СВЧ, элементов солнечных батарей и других приборов, то важно выяснить влияние внешней подсветки на его основные параметры.

Исследования проведены на тех же образцах, что и в [1], область температур  $T = 80\text{—}300 \text{ К}$ ,  $h\nu = 0,5\text{—}1,6 \text{ эВ}$  (монохроматор ИКС-21), интенсивность подсветки  $I \leq 10^{17} \text{ квант}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  (светодиоды из GaAs).

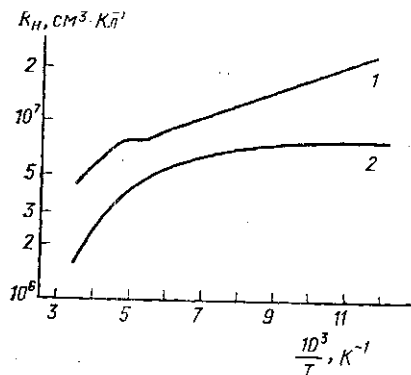


Рис. 1

Выяснено, что в условиях объемной подсветки с  $I \geq 10^{15} \text{ квант}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  не наблюдается аномалий в поведении электрических и гальваномагнитных характеристик с изменением  $T$  и магнитного поля, т. е. неоднородности перестают играть заметную роль. Для холловских подвижностей наблюдаются зависимости  $\mu_{np} \sim T^{-3}$  и  $\mu_{nn} \sim T^{-2,1}$ , характерные для чистого материала, при этом подсветка с  $I \approx 10^{16} \text{ квант}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  практически не изменяет величин  $\mu_n$  в области 80—230 К. На рис. 1 представлены зависимости постоянной Холла  $R_H$  от  $T$  для *p*-Si ( $\rho = 1,6 \cdot 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при 300 К), определенные в темновых условиях и при подсветке. Видно, что с повышением  $T$  от 80 до 200 К при  $I = 0$  концентрация дырок  $p = 1/qR_H$  возрастает примерно на  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  за счет полного термического опустошения мелких уровней (кривая 1). Освещение образ-

па при 80 К ( $I=10^{16}$  квант·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>) приводит к такому же увеличению  $p$  за счет оптической ионизации этих уровней (кривая 2).

Литературные данные о коэффициентах  $\alpha(h\nu)$  околор краевого и собственного поглощения Si неоднозначны [2—6]. Знание же величин  $\alpha(h\nu)$  часто бывает необходимым. Мы определяли  $\alpha(h\nu)$  из спектров пропускания, коэффициент отражения принимался равным 0,3.

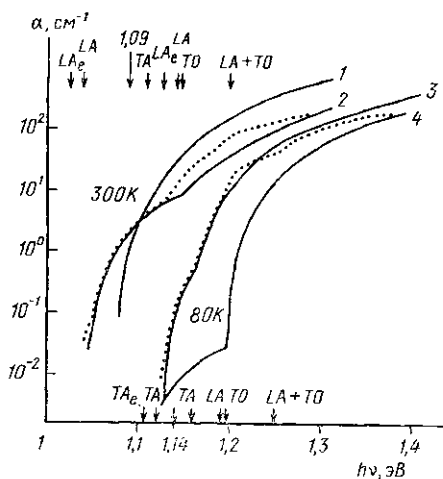


Рис. 2

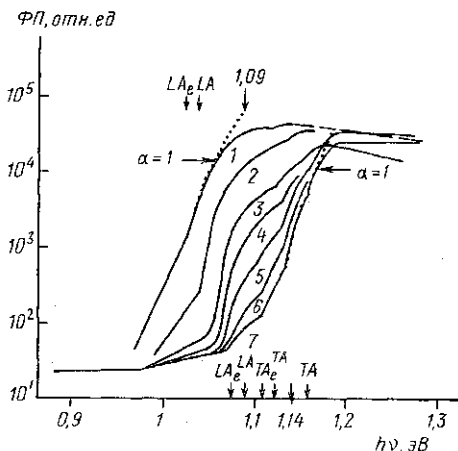


Рис. 3

На рис. 2 точками обозначены экспериментальные величины  $\alpha(h\nu)$  для 300 и 80 К. Для всех образцов при данной  $T$  точки ложатся на одну кривую. Сплошными линиями (кривые 1—4) на этом же рисунке проведены зависимости

$$\alpha(h\nu, T) = A \left[ \frac{(h\nu - \epsilon_g + k\Theta)^2}{\exp(\Theta/T) - 1} + \frac{(h\nu - \epsilon_g - k\Theta)^2}{1 - \exp(-\Theta/T)} \right], \quad (1)$$

где  $A=5 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>·эВ<sup>-2</sup>,  $k\Theta$  — энергии эффективных фононов. Параметры ( $\epsilon_g$ ,  $k\Theta$ ,  $T$ ) этих кривых приведены в таблице.

Номер кривой	1	2	3	4
$\epsilon_g$ , эВ	1,09	1,09	1,14	1,14
$k\Theta$ , мэВ	18,2	52	18,2	52
$T$ , К	300	300	80	80

Энергии поперечных и продольных акустических ( $TA$ ,  $LA$ ) и оптических ( $TO$ ,  $LO$ ) фононов в Si (в мэВ):  $TA=18,2$ ;  $LA=52$ ;  $TO=57,3$  и  $LO=55,3$ .

Стрелки на рис. 2 соответствуют энергиям фононов  $LA$  и  $TA$  относительно  $\epsilon_g$  и ( $\epsilon_g - \epsilon_e$ ) (соответственно  $LA_e$ ,  $TA_e$ ) при 300 К (вверху) и 80 К (внизу), энергия связи экситона в Si  $\epsilon_e=14,7$  мэВ [7]. Видно, что в областях  $h\nu=1,04-1,12$  эВ (300 К) и  $1,13-1,18$  эВ (80 К) экспериментальные данные удовлетворительно описываются формулой (1) (кривые 2, 3, их параметры см. в таблице). При больших  $h\nu$  зависимости  $\alpha(h\nu)$  усложняются из-за участия в переходах других типов фононов.

Было проведено исследование влияния внешней подсветки с  $I \leq 10^{17}$  квант·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> на спектры  $\alpha(h\nu)$ . Для обнаружения возможных малых изменений  $\alpha(I)$  измерения проводились на разностной частоте  $f_1 - f_2$ , где  $f_1$  и  $f_2$  — частоты модуляции излучений монокроматора и светодиода. Установлено, что освещение не изменяет величин  $\alpha(h\nu)$ .

На рис. 3 приведены типичные спектры фотопроводимости (ФП) особо чистого кремния при  $T=290$  (1); 230 (2); 180 (3); 140 (4); 107 (5); 90 (6) и 80 К (7); для 300 и 80 К стрелками показаны  $\epsilon_g$  и энергии фононов аналогично рис. 2.

При  $T < 200$  К в области  $h\nu = 0,5 - 0,95$  эВ наблюдается примесное поглощение с порогом менее 0,5 эВ. Для удобства анализа кривые ФП совмещены в области  $h\nu \leq 0,95$  эВ.

Точками на рис. 3 показаны зависимости  $\alpha(h\nu)$  для 300 и 80 К, построенные в том же масштабе, что и спектры ФП. Спектры  $\alpha(h\nu)$  смещены по оси ординат таким образом, чтобы точки с  $\alpha = 1$  (отмечены горизонтальными стрелками) легли на соответствующие спектры ФП. Видно, что при таком совмещении спектры ФП и  $\alpha$  совпадают и при  $\alpha < 1$ , что и следовало ожидать, так как в области  $h\nu$ , где  $ad \ll 1$  ( $d = 0,2$  см), сигнал ФП  $\sim \alpha \tau$  ( $\tau$  — эффективное время жизни). Это позволяет использовать спектры ФП для определения величин  $\alpha$ , недоступных для непосредственных измерений ( $\sim 10^{-3}$  см $^{-1}$ ).

Согласно теории (см. рис. 2, кривые 3, 4) при 80 К возможны переходы с участием  $LA$ -фононов для  $\alpha < 4 \cdot 10^{-3}$  см $^{-1}$ . Высокая чистота материала позволяет наблюдать эти переходы в спектрах ФП в области края собственного поглощения (рис. 3, кривая 7). Все изломы на кривой 7 наблюдаются именно там, где ожидается вклад как от  $LA$ -, так и от  $TA$ -фононов (см. стрелки внизу рисунка).

Интересно отметить участие экситонов в формировании спектров ФП. Во-первых, за счет экситон-фононного взаимодействия порог собственного поглощения сдвигается в область меньших частот на величину  $\epsilon_e$  (его положение совпадает с положением стрелок  $LA_e$ , см. кривые 7, 1 на рис. 3). Во-вторых, при 80 К часть экситонов находится в связанном состоянии ( $\epsilon_e = 14,7$ , а  $kT = 7$  мэВ) и не дает вклада в сигнал ФП, что нарушает соотношение ФП  $\sim \alpha$ . С повышением  $T$  экситоны распадаются, в результате сигнал ФП в области порога значительно возрастает и форма спектра меняется (кривые 7—4). Для  $T > 140$  К экситоны практически отсутствуют ( $kT \gg \epsilon_e$ ) и спектры ФП лишь смещаются с ростом  $T$  в область меньших  $h\nu$  согласно зависимости  $\epsilon_g(T)$  (кривые 4—1).

В области  $h\nu$  ниже края собственного поглощения, где сигнал ФП  $\sim \alpha$ , наблюдаются участки экспоненциальной зависимости  $\alpha$  от  $h\nu$ , наклон которых возрастает с увеличением  $T$  (см. рис. 3). Дополнительная подсветка с  $I$  от  $10^{12}$  до  $10^{17}$  квант  $\cdot$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$  не изменяет наклона этих участков. Величина же сигнала ФП при таком увеличении  $I$  слабо изменяется при 230—300 К и уменьшается на 3—4 порядка при 80 К.

Столь сильное падение сигнала ФП связано с уменьшением  $\tau$ , поскольку  $\mu$  и  $\alpha$ , как упоминалось выше, практически не зависят от  $I$ . Таким образом, примесные центры, создающие мелкие уровни, концентрация которых, согласно рис. 1, составляет  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ , являются при 80 К эффективными центрами прилипания.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Остробородова В. В. // Изв. вузов, Физика. 1987. № 6. С. 63.  
[2] Dash W. S., Newman R. // Phys. Rev. 1955. 99, N 4. P. 1151. [3] Macfarlane G. G. et al. // J. Phys. Chem. Solids. 1959. 8. P. 388. [4] Weakliem H. A., Redfield D. // J. Appl. Phys. 1979. 50, N 3. P. 1491. [5] Дубровский Г. Б., Субашиев В. К. // ФТТ. 1960. 11, № 7. С. 1562. [6] Agarwala A., Tewary V. K. // Solid. State Electron. 1980. 23, N 10. P. 1021. [7] Shaklee K. L., Nahory R. E. // Phys. Rev. Lett. 1970. 24, N 17. P. 942.

Поступила в редакцию  
01.12.89