

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ЗАРЯЖЕННЫМИ ЦЕНТРАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

*А.А.Гринберг, Н.И.Крамер, А.А.Патрин, С.М.Рыбкин
В.И.Фистуль, И.М.Фишман, И.Д.Ярошецкий*

Двумя из авторов [1] был теоретически рассмотрен новый механизм рассеяния света без изменения частоты, обусловленный наличием в полупроводниковом кристалле заряженных примесных центров. С феноменологической точки зрения этот процесс рассеяния света можно рассматривать как рассеяние на флуктуациях диэлектрической постоянной, обусловленных ее изменением в кулоновском поле центра (эффект Поккельса). С микроскопической точки зрения процесс рассеяния связан с виртуальным рождением электронно-дырочной пары, которое сопровождается однократным рассеянием электрона или дырки кулоновским полем центра. Такой процесс в дипольном приближении разрешен только в кристаллах, не обладающих центром инверсии. При не очень высоких концентрациях заряженных примесных центров, когда еще существуют связанные состояния, рассеяние может быть обусловлено также и виртуальными переходами на связанные состояния примесных центров.

Рассеяние, обусловленное межзонными виртуальными переходами, обладает характерными поляризационными и угловыми зависимостями, в то время как рассеяние, обусловленное наличием связанных состояний, носит чисто дипольный характер. Интегральные сечения этих двух частей рассеяния для водородоподобного акцепторного центра с энергией основного состояния $E = 0,02 \text{ эВ}$ в GaAs при $T = 300^\circ\text{K}$ равны, соответственно $\sigma = 10^{-23} \text{ см}^2$ ¹⁾ и $\sigma_j = 10^{-22} \text{ см}^2$ для света с длиной волны $\lambda = 1,06 \text{ мк}$.

Эксперимент по обнаружению рассеяния света заряженными центрами был осуществлен нами в кристаллах GaAs. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Поляризованный свет неодимового лазера с модулированной добротностью (лазер работал в режиме одной поперечной моды, диаметр пучка составлял $\sim 1 \text{ мм}$) направлялся в торец цилиндрического образца 1. Для регистрации рассеянного света использовался германиевый быстродействующий фотодиод 2 с постоянной времени

¹⁾ При оценке величины сечения использовалось экспериментальное значение постоянной Поккельса [2]. В [1], где ориентировочно использовалась нелинейная восприимчивость по отношению к генерации второй гармоники, получено завышенное значение σ .

$\tau \approx 10^{-9}$ сек. Рассеянный свет фокусировался на фотодиод линзой 3, перед которой устанавливался черный конус 4 для уменьшения потока паразитного света, попадающего на приемник. Фотодиод вместе с линзой и конусом мог вращаться вокруг образца на 360° .

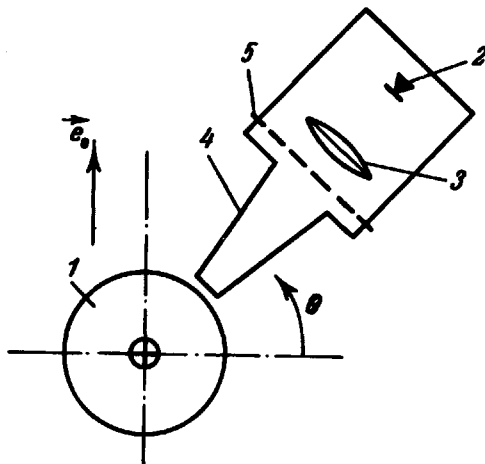


Рис. 1. Схема эксперимента

Размеры образцов, кристаллографическая ориентация торцовых плоскостей, величины подвижности и концентрации свободных носителей при 300°K приведены в таблице.

Образец	Диаметр, мм	Длина, мм	Ориентация	μ , $\text{см}^2\text{в}^{-1}\cdot\text{сек}^{-1}$	n , см^{-3}	$N_d + N_a^{1)}$
1	8	15	[111]	700	$4,3 \cdot 10^{14}$	$7,5 \cdot 10^{18}$
				$2,9 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{18}$
2	7	15	[100]	900	$1,4 \cdot 10^{16}$	$5,0 \cdot 10^{18}$
				1000	$8,0 \cdot 10^{15}$	$4,5 \cdot 10^{18}$

Для того, чтобы отделить эффект рассеяния света заряженными центрами от "дипольного" излучения (см. ниже), рассеянный свет поляризовался в направлении волнового вектора падающего света поляридом 5 (рис.1). При данной геометрии эксперимента и направлении вектора поляризации e_0 падающего света, показанном на рис. 1, теоретические зависи-

¹⁾ Суммарная концентрация заряженных центров ($N_d + N_a$) вычислялись по формулам Брукса - Херринга [3].

мости дифференциального сечения рассеяния (без учета связанных состояний) имеют вид

$$d\sigma/d\Omega = 1/12 (Z_e \omega / \epsilon_0 c_0 n)^2 A^2 \sin^2 \theta$$

и

$$d\sigma/d\Omega = 1/4 (Z_e \omega / \epsilon_0 c_0 n)^2 A^2 \cos^2 \theta$$

для ориентации торцевой плоскости образца [111] и [100], соответственно. Здесь Z_e – заряд центра, ω – частота света, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость, n – показатель преломления кристалла, c_0 – скорость света в вакууме, A – постоянная Погкельса.

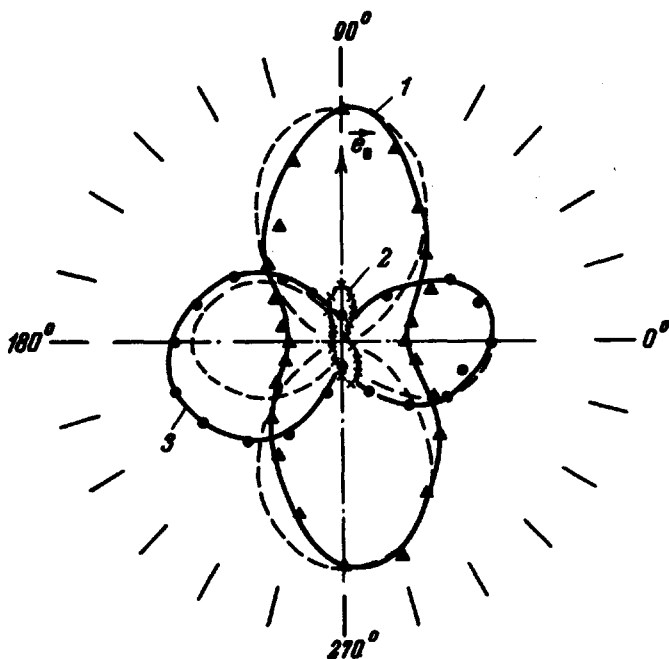


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности рассеянного света в плоскости, перпендикулярной волновому вектору падающего света, при поляризации рассеянного излучения: 1 – образец 1, торец a ; 2 – образец 1, торец b ; 3 – образец 2

Экспериментальные зависимости $I_p(\theta) \sim d\sigma/d\Omega$ для обоих образцов представлены на рис. 2 в относительных единицах, теоретические зависимости нанесены пунктиром. Видно, что угловое распределение интенсивности рассеянного света для образцов с различной кристаллографической ориентацией оказывается различным и совпадает с теоретическим. Абсолютные величины интенсивности света, рассеянного у различ-

ных торцов образца 1 с разной концентрацией, оказываются различными и коррелируют со значениями подвижности. Одна из причин того, что ни при каких углах θ интенсивность света не обращается в нуль, состоит в том, что рассеивающий объем является не бесконечно тонкой нитью в образце.

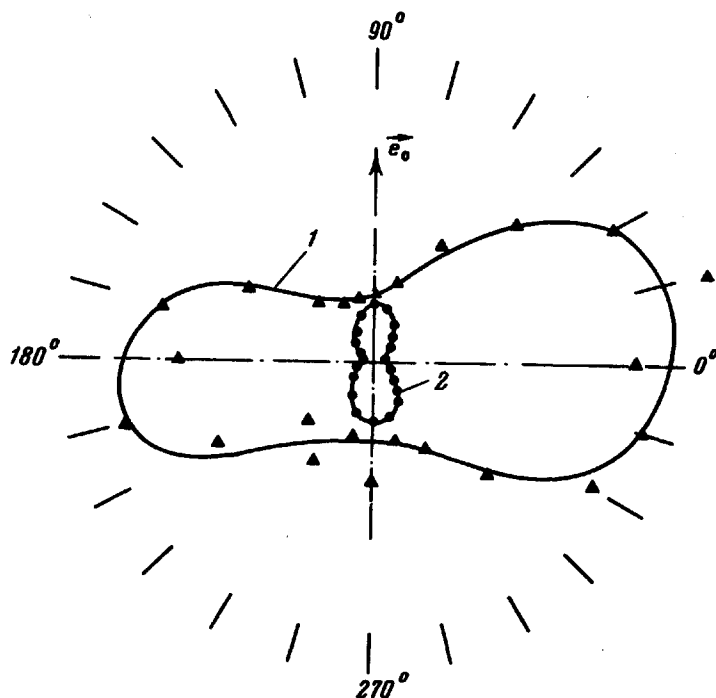


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности рассеянного света для образца 1: 1 – без поляризации; 2 – с поляризацией рассеянного света

Экспериментальная величина максимального дифференциального сечения рассеяния оказывается порядка $10^{-24} \pm 10^{-25} \text{ см}^2$, что удовлетворительно согласуется с теоретической оценкой.

Изложенные результаты свидетельствуют об экспериментальном обнаружении эффекта рассеяния света заряженными центрами.

Были проведены аналогичные угловые измерения для случая, когда рассеянный свет регистрировался без поляроида. Оказалось, что угловое распределение $I_p(\theta)$ не зависит от кристаллографической ориентации образца и имеет "дипольный" характер (кривая 1, рис. 3). Такой характер рассеяния, в принципе, может быть обусловлен, как мелкими структурными неоднородностями или звуковыми волнами в кристаллах [4, 5], так и рассеянием на заряженных примесях при учете влияния виртуальных переходов на связанные состояния примесных центров.

В пользу последнего объяснения свидетельствует корреляция абсолютной величины "дипольного" рассеяния с величиной подвижности. Отношение интегральной интенсивности неполяризованного рассеянного света к той же величине для поляризованного (рис. 3, кривая 2) составляет ~ 5 , что удовлетворительно соответствует теоретической оценке по формуле (29) работы [1].

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30 июля 1968 г.

Литература

- [1] А. А. Гринберг, Н. И. Крамер. ФТТ, 8, 582, 1968.
- [2] В. С. Богаев, Ю. Н. Берозашвили, Л. В. Келдыш. Письма ЖЭТФ, 4, 364, 1966.
- [3] P. P. Debye, E. M. Conwell. Phys. Rev., 93, 693, 1954.
- [4] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1957.
- [5] И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., 1965.