

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА СВЕТЕ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ С ИЗМЕНЕНИЕМ ЧАСТОТЫ

*А.А.Гринберг, С.М.Рыбкин, И.М.Фишман, И.Д.Ярошецкий*

Процесс рассеяния света на свете в твердом теле в феноменологической трактовке связан с оптической нелинейностью вещества. Ввиду далеко идущей аналогии между электронно-позитронным вакуумом, с одной стороны, и электронно-дырочной структурой "вакуума" твердого тела, с другой, существует в такой же степени тесная связь, как это

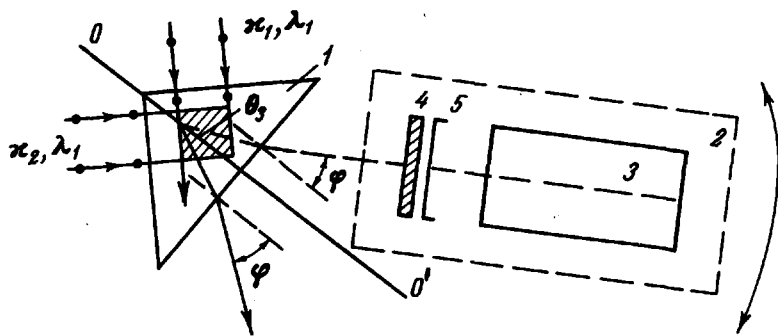


Рис.1. Схема эксперимента

было показано в работе [1], между процессом рассеяния света на свете в вакууме [2] и в твердом теле при его описании на микроскопическом уровне электронных процессов. На этом языке процесс рассеяния света на свете связан с виртуальным рождением двумя сталкивающимися фотонами электронно-позитронных или, соответственно, электронно-дырочных пар с последующей их "аннигиляцией", сопровождающейся испусканием двух фотонов. Направление и величины квантов всех четы-

рех фотонов связаны между собой законами сохранения энергии и импульса. В вакууме сечение рассеяния фотона на фотоне при энергиях  $\hbar\omega$  порядка собственной энергии электрона, т.е.  $m_0c^2$ , составляет  $10^{-30} \text{ см}^2$ , а при  $m_0c^2 \gg \hbar\omega$   $\sigma \sim \omega^6$ . Следовательно, в области длин волн видимого света ( $\hbar\omega \sim 1 \text{ эв}$ ) оно ничтожно мало ( $\sigma \sim 10^{-66} \text{ см}^2$ ), а с другой стороны, из-за отсутствия достаточно мощных источников гамма-квантов, сечение  $\sigma \sim 10^{-30} \text{ см}^2$  оказывается очень малым для возможности наблюдения этого эффекта в вакууме.

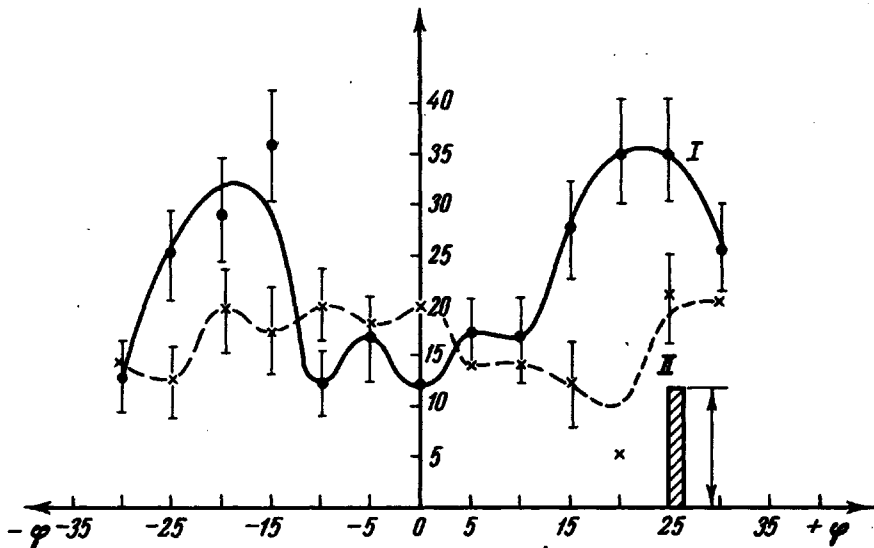


Рис.2. Угловое распределение рассеянного света; кривая I —  $\lambda'_3 = 0,652 \text{ мк}$ , кривая II —  $\lambda''_3 = 0,628 \text{ мк}$

В силу упомянутой аналогии следует ожидать такой же величины сечения рассеяния света на свете в полупроводнике ( $\sigma \sim 10^{-30} \text{ см}^2$ ) при  $\hbar\omega \sim E_g \sim 1 \text{ эв}$ , поскольку  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника — играет роль, аналогичную величине  $2m_0c^2$  в вакууме. Согласно работе [1], это сечение оказывается порядка  $10^{-28} - 10^{-27} \text{ см}^2$ .

Нами был поставлен эксперимент по обнаружению фотон-фотонного рассеяния, возникающего в кристалле  $\text{CdS}^*$ .

Схема эксперимента представлена на рис.1.

\* Природа рассматриваемого эффекта существенно отличается от описанного в [5], где, по-видимому, происходит, по существу, зеркальное отражение зондирующего пучка от области вещества с измененным показателем преломления за счет действия мощного лазерного света, и отсутствует изменение частоты рассеянного света.

Поляризованный свет неодимового лазера (направление электрического вектора показано точками на рис.1), работающего в режиме модуляции добротности с энергией в импульсе  $\sim 1$  дж и длительностью  $\sim 40$  нсек раздваивался полупрозрачным зеркалом, и два полученных таким образом пучка с поперечным сечением  $0,28$  см<sup>2</sup> и волновыми векторами  $\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2$  ( $|\vec{\kappa}_1| = |\vec{\kappa}_2| = 2\pi n_1/\lambda_1, \lambda_1 = 1,06$  мк) скрещивались в образце CdS, изготовленном в виде трехгранной прямоугольной призмы. Угол ( $\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2$ ) устанавливался равным  $90^\circ$  с точностью не хуже  $20'$ .

Регистрация рассеянного света осуществлялась фотоумножителем 3 (рис.1), перед которым ставился фильтр 4, отсекающий лазерный свет, и интерференционный фильтр 5. ФЭУ с фильтрами устанавливался на платформе 2, вращающейся в плоскости рис.1 вокруг образца.

В спектре рассеянного света в нашем случае должны присутствовать все длины волн от  $0,635$  до  $3,03$  мк, причем каждой длине волны соответствует определенный угол  $\theta_3$  по обе стороны от  $00'$ .

Возникающие в результате рассеяния фотоны с длиной волны  $\lambda_3$  распространяются под углом  $\theta_3$  к биссектрисе угла ( $\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2$ ) (линии  $00'$  на рис.1) и выходят из кристалла под углом  $\phi$  к направлению  $00'$

$$\left( \frac{\sin \phi}{\sin \theta_3} = n_3 \right).$$

Величина угла  $\theta_3$  определяется законами сохранения, которые с учетом частотной дисперсии показателя преломления приводят к выражению:

$$\cos \theta_3 = \frac{n_4^2}{2\sqrt{2} n_1 n_3} \left[ 4 - 2 \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \left( 2 - \frac{n_1^2}{n_4^2} \right) - \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \left( 1 - \frac{n_3^2}{n_4^2} \right) \right] \dots, \quad (1)$$

где  $n_1, n_3$  и  $n_4$  — показатели преломления для длин волн  $\lambda_1, \lambda_3$  и  $\lambda_4$ ;  $\lambda_4$  — длина волны четвертого фотона, участвующего в процессе. При выводе формулы (1) предполагалось, что ( $\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2$ ) =  $90^\circ$ .

Было произведено измерение углового распределения рассеянного света на двух длинах волн  $\lambda_3' = 0,652$  мк и  $\lambda_3'' = 0,628$  мк. Расчет с учетом данных по частотной дисперсии в CdS, приведенных в [3], показывает, что излучение с длиной волны  $\lambda_3' = 0,652$  мк должно наблюдаться под углом  $\phi_0 = 23^\circ$ , излучение  $\lambda_3'' = 0,628$  мк вообще должно отсутствовать в спектре рассеянного света.

Результаты эксперимента представлены на рис.2. Как видно из рисунка, в полном соответствии с теорией угловое распределение интенсивности рассеянного света для  $\lambda_3' = 0,652$  мк имеет два симметричных максимума, расположенных под углом  $\phi_0 \approx 23^\circ$  (кривая I), тогда как для  $\lambda_3'' = 0,628$  мк не наблюдается, в пределах погрешности эксперимента, никакой зависимости интенсивности рассеянного излучения от угла (кривая II).

Как показал расчет, форма максимумов на кривой I определяется формой полосы пропускания использованного интерференционного фильтра ( $\Delta\lambda = 150$  Å). Если в первом приближении считать распределение ин-

тенсивности по пучку равномерным, то измеренная величина сечения рассеяния оказывается равной  $\sim 10^{-28} \text{ см}^2$ .

Следует отметить, что, как оказалось в процессе измерений, для наблюдения эффекта необходимо сильно уменьшать поток мощности лазерного импульса (примерно до  $1,5 \text{ Мвт/см}^{-2}$ ), так как при большой интенсивности падающего света на поверхности образца возникает мощное паразитное излучение, обусловленное, по-видимому, поверхностным пробоем [4]. Поэтому абсолютная величина наблюдаемого нами эффекта оказалась очень малой – до  $10^3$  квантов (импульс ФЭУ соответствовал  $2 + 10$  фотоэлектронам, выбиваемым с фотокатода, и потому сильно флуктуировал). Это обстоятельство привело к необходимости большого количества измерений с последующим усреднением. Заштрихованная полоса на рис.2 соответствует сигналу от одного фотоэлектрона. Точки, через которые проведены кривые на рис.2, соответствуют средним значениям ординат за 10 измерений. Как видно из кривой I, при углах  $\phi \approx \pm 5^\circ$  наблюдается некоторое отклонение от уровня фона, которое, возможно, связано с взаимодействием обыкновенного и необыкновенного лучей, обусловленных двулучепреломлением в CdS.

Авторы благодарят В.С.Попова и В.М.Рысакова за помощь при подготовке эксперимента, и Н.И.Крамер – за обсуждение результатов.

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

Поступило в редакцию  
20 декабря 1967 г.

### Литература

- [1] А.А.Гринберг, Н.И.Крамер. ФТТ, 8, 1555, 1966.
- [2] А.И.Ахиезер. Sov. Phys., 11, 263, 1937.
- [3] Czyzak. J. Opt. Soc. Am., 47, 240, 1957.
- [4] П.Мейкер, Р.Терхьюн, С.Сеvidж. В сб. Оптические квантовые генераторы. Под ред. Ф.В.Бункина, 1966.
- [5] R.L.Carman, R.Y.Chiao, P.L.Kelley. Phys. Rev. Lett., 17, 1281, 1966.