

С. М. РЫВКИН

ИЗМЕРЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА В ЗАКИСИ МЕДИ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 20 III 1950)

Измерения квантового выхода в полупроводниках при изучении фотопроводимости до последнего времени не могли быть осуществлены из-за отсутствия соответствующего метода*.

Метод определения квантового выхода по фототоку насыщения, примененный для изолирующих в темноте кристаллов, в обычных условиях непригоден для полупроводников. Это связано с тем, что в то время как в изолирующих кристаллах (алмаз, ZnS) осуществляются условия, препятствующие входу носителей тока из электродов в кристалл и, следовательно, возможно достижение фототока насыщения, в полупроводниках носители тока без особых затруднений входят из электродов в образец. В связи с этим насыщения вплоть до высоких полей не наблюдается⁽³⁾. Вместе с тем, измерение квантового выхода внутреннего фотоэффекта в полупроводниках должно представлять очевидный интерес.

Цель настоящей работы состоит в определении абсолютного значения квантового выхода в закиси меди. Для Cu_2O , для которой из предложенной ранее В. П. Жузе и С. М. Рывкиным^(4,5) схемы следует, что величина квантового выхода при комнатной температуре должна приближаться к 50%, такое измерение должно служить также для проверки этой схемы.

Метод измерения

Метод измерения квантового выхода в полупроводниках, предложенный автором ранее^(6,7), основывается на следующих соображениях. Как теория, так и опытные факты⁽⁸⁾ свидетельствуют о том, что прохождение тока через полупроводник не вызывает в нем появления объемных зарядов (за исключением областей, близких к контактам, где эти заряды могут существовать и до прохождения токов). Иными словами, в каждой точке внутри образца вдали от контактов соблюдается нейтральность, а стационарный ток, подобно тому, как это имеет место в металлах, определяется концентрацией носителей, которая устанавливается согласно законам статистики и не зависит от этого тока. Число носителей, входящих в некий объем полупроводника из-за наличия тока, равно числу их, уносимому током из того же объема. При освещении полупроводника это основное условие наличия сквоз-

* Мы не рассматриваем здесь опытов с вентильными фотоэлементами, где явление разыгрывается в области, искаженной контактным полем. Этот вопрос рассматривался в ряде работ В. Е. Лашкарева и К. М. Косоноговой^(1,2).

ного тока не изменяется. Происходит лишь изменение (увеличение) стационарной концентрации носителей в каждой точке освещенной области за счет изменения условий установления равновесия в процессе „диссоциация — рекомбинация“*.

Иными словами, не только темновой ток, но и фототок при обычных полях подчиняется закону Ома. В этом случае для количественной характеристики эффекта вполне законно и целесообразно использовать не величину фототока, а более однозначно определяющуюся свойствами самого вещества величину фотопроводимости.

Как было показано ранее (^{6,7}), стационарное значение удельной фотопроводимости ($\Delta\sigma_{\text{стац}}^{y\partial}$), достигаемое при достаточно длительном освещении, может быть представлено в виде произведения ряда феноменологических параметров:

$$\Delta\sigma_{\text{стац}}^{y\partial} = e u \tau k \beta I. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона; u и τ — соответственно подвижности и время жизни носителей фототока; k — коэффициент поглощения; I — интенсивность света; β — коэффициент, который, если I измерять числом квантов в секунду, имеет смысл „квантового выхода“.

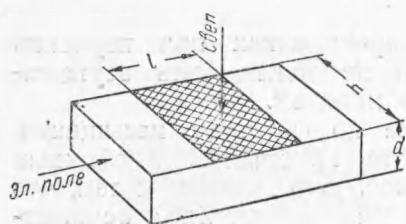


Рис. 1

В (^{6,7}) был подробно описан метод измерения квантового выхода β . В принципе этот метод сводится к следующему: образец освещается столь короткими импульсами света длительностью t_1^c ($t_1^c \ll \tau$), что практически изучается лишь начальная стадия изменения фотопроводимости во времени, т. е. та близкая к моменту начала освещения стадия процесса, на которой еще не сказывается рекомбинация.

В частном случае линейной фотопроводимости для определения β можно воспользоваться выведенной ранее зависимостью (^{9,7})

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{\text{стац}} \text{th} \frac{t_1}{2\tau} = \frac{h}{l} e u \tau \beta I_0 \text{th} \frac{t_1}{2\tau}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta\sigma_{\text{стац}}$ — „стационарная фотопроводимость образца“ при условии, что толщина образца $d \gg 1/k$; $\Delta\sigma_{\sim}$ — пиковое значение переменной составляющей фотопроводимости, измеряемое при освещении прямоугольными импульсами света, длительность которых t_1 равна длительности промежутков между импульсами; h и l — размеры образца (рис. 1).

Действительно, сделав импульсы достаточно короткими ($t_1 \ll \tau$), получаем, что измеряемая на опыте величина $\Delta\sigma_{\sim}$ пропорциональна β :

$$\Delta\sigma_{\sim} = \frac{h t_1 e u I_0}{2l} \beta. \quad (3)$$

Кроме того, в линейном случае можно определить β и непосредственно из формулы

$$\Delta\sigma_{\text{стац}} = \frac{h}{l} e u \tau \beta I_0, \quad (4)$$

если известны входящие в нее величины.

* При этом, естественно, на границе между освещенной и темной частью образца нейтральность нарушается в узкой для полупроводников области, определяющейся длиной экранирования. Нарушение нейтральности в освещенной части образца из-за диффузии вдоль распространения света не играет существенной роли, если направление света и внешнего электрического поля взаимно перпендикулярны.

В измерениях на Si_2O мы использовали именно этот путь.

Из (4) и учитывая, что $I_0 = J/h\nu$, где J — полное количество световой энергии, падающей в секунду на всю освещаемую поверхность образца, получаем:

$$\beta = \frac{\Delta\sigma_{\text{стат}}^2}{e\nu J} \quad (5)$$

Итак, для определения β необходимо измерять стационарную фотопроводимость образца, время жизни носителей фототока, их подвижность и выраженную числом квантов в секунду полную интенсивность света, падающего на образец.

Для измерения стационарной фотопроводимости был использован метод, подробно описанный ранее (^{9,7}).

Определение τ в принципе могло быть проделано по экспериментальной кривой зависимости $\Delta\sigma$ от t_1 , если использовать соотношение (2). Однако мы применили более удобный и точный метод, предложенный Н. А. Толстым и П. П. Феофиловым (^{10,11}).

Подвижность определялась обычным методом при помощи измерения в темноте проводимости и постоянной Холла*.

Измерение полной интенсивности света, падающего на освещенную поверхность образца, производилось термостолбиком, который был предварительно отградуирован с помощью „черного тела“.

Результаты измерений**

Результаты измерений для нескольких образцов при $\lambda = 0,63 \mu$ и комнатной температуре приведены в табл. 1. Величина квантового выхода оказывается порядка одного процента.

На рис. 2 приведена температурная зависимость квантового выхода, полученная ранее (^{6,5}), но пересчитанная на абсолютные значения (согласно приведенным в табл. 1 результатам мы приняли, что при комнатной температуре $\beta = 1\%$). Как видно из рисунка, с понижением температуры квантовый выход уменьшается, достигая 0,006% при 120°.

* Учитывая известные соображения (см., например, (¹²)) о том, что носители тока, созданные светом, за очень малую долю их времени жизни становятся неотличимы от „тепловых“ носителей тока, а также тот факт, что знак носителей, созданных светом и тепловым движением, совпадает (¹³⁻¹⁵), мы в выражение (5) подставляли значение μ для темновых носителей.

** В измерениях принимали участие сотрудники Академии наук Груз.ССР В. В. Мумладзе и Н. Г. Политов, которым автор выражает глубокую благодарность.

Таблица 1

№ образца	В темноте				$\Delta\sigma_{\text{стат}}$, ом^{-1}	J , квант · сек. ⁻¹	τ , сек.	β , %
	проводимость σ , $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	постоянная Холла R_H , $\text{см}^3 \cdot \text{кулон}^{-1}$	концентрация носителей тока n , см^{-3}	μ , $\text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{вольт}^{-1}$				
1	$4,63 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^{13}$	94	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{15}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$0,42 \cdot 10^{-2}$
2	$2,22 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^{13}$	88	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{15}$	$4,3 \cdot 10^{-5}$	$0,77 \cdot 10^{-2}$
3	$2,85 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{13}$	98	$2,4 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{15}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$
4	$2,17 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{13}$	73	$5,2 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$4,1 \cdot 10^{-5}$	$0,32 \cdot 10^{-2}$
5	$2,79 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^{13}$	54	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$

Полученное нами значение квантового выхода при комнатной температуре ($\sim 1\%$) не согласуется как с экспериментальными данными, полученными при исследовании меднозакисных вентильных фотоэлементов (где значения квантового выхода оказались близкими к 30%), так и со значением 50%, которое следует из развитой ранее теории (⁵).

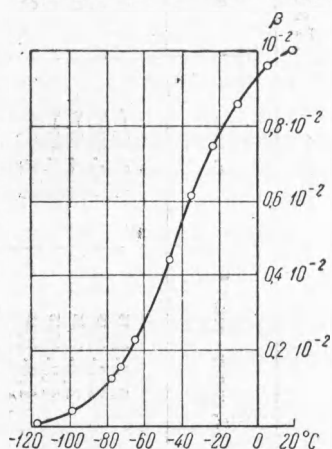


Рис. 2

Подробное истолкование этого факта будет дано в другой статье. Здесь мы лишь отметим, что удовлетворительное объяснение может быть получено, если в предложенную ранее В. П. Жузе и С. М. Рывкиным схему (^{4,5}) ввести дополнение, которое сводится к учету рекомбинации электронов верхней зоны с акцепторными уровнями кислорода. Чем более вероятна такая рекомбинация (по сравнению с рекомбинацией на метастабильные уровни прилипания), тем меньше „выход“ дырочной фотопроводимости, ибо наблюдаемая на опыте дырочная фотопроводимость связана лишь с теми электронами, которые достаточно долго задерживаются на уровнях прилипания.

В заключение автор выражает глубокую признательность В. П. Жузе за ценные указания и акад. А. Ф. Иоффе за интерес к работе и ценные замечания при обсуждении результатов.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
16 III 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Е. Лашкарев, ЖЭТФ, **18**, 917 (1948); **18**, 953 (1948). ² В. Е. Лашкарев и К. М. Косоногова, ЖЭТФ, **18**, 927 (1948); **18**, 962 (1948). ³ А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, ЖЭТФ, **9**, 1428 (1939); **9**, 1451 (1939). ⁴ В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ДАН, **68**, 673 (1949). ⁵ В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ЖЭТФ, **20**, 152 (1950). ⁶ С. М. Рывкин, ДАН, **68**, 487 (1949). ⁷ С. М. Рывкин, ЖЭТФ, **20**, 139 (1949). ⁸ Д. Н. Наследов и Л. М. Неменов, ЖЭТФ, **5**, 264 (1935). ⁹ В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ДАН, **58**, 1629 (1947). ¹⁰ Н. А. Толстой и П. П. Феофилов, ДАН, **58**, 389 (1947). ¹¹ Д. Б. Гуревич, Н. А. Толстой, П. П. Феофилов, ДАН, **66**, 365 (1949). ¹² Б. И. Давыдов, ЖТФ, **7**, 2212 (1937). ¹³ E. Engelhard, App. d. Phys., **17**, 501 (1933). ¹⁴ В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ДАН, **62**, 55 (1948). ¹⁵ С. М. Рывкин, ЖТФ, **18**, 1521 (1948); **19**, 286 (1949).