

УДК 537.311.322

## О СВЯЗИ ЧЕТНОГО ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА С ФОТО-ХОЛЛ-ЭФФЕКТОМ

В. И. Николаев, Г. Н. Север, Т. В. Шилова

(кафедра общей физики для физического факультета)

Для определения подвижности носителей заряда в полупроводниковых материалах наряду с данными об эффекте Холла или фотохолл-эффекте (ФХ) в ряде случаев (особенно при биполярной проводимости) используется нечетный фотомагнитный эффект (ФМЭ) [1]. В настоящей работе показывается, что для тех же целей, что и ФХ, может быть использован также и четный ФМЭ. Возможность такого подхода к задаче связана с механизмом формирования четного ФМЭ: как было показано в [2] на примере  $p$ -Ge, одна из составляющих четного ФМЭ может быть интерпретирована как ЭДС ФХ, обусловленная наличием разности потенциалов нечетного ФМЭ.

Для сопоставления данных о четном ФМЭ и ФХ необходимо рассмотреть их в одинаковых условиях наблюдения. Предположим, что одна из плоскостей образца освещается сильно поглощаемым светом, причем образец расположен в магнитном поле так, что вектор напряженности  $\mathbf{H}$  составляет с освещаемой плоскостью угол  $\alpha \neq 0$ . Нечетный ФМЭ измеряют в направлении, перпендикулярном градиенту концентрации носителей и проекции вектора  $\mathbf{H}$  на плоскость образца, а четный — вдоль этой проекции. Для измерений ФХ используются контакты четного ФМЭ, а токовыми контактами служат контакты нечетного ФМЭ.

Будем считать, что форма образца и его размеры удовлетворяют обычным требованиям при измерении ФХ [3]. Для ЭДС ФХ справедлива тогда формула

$$V_{\text{ФХ}} = V_{\mu_n} H \sin \alpha a / l, \quad (1)$$

где  $\mu_n$  — фотохолловская подвижность,  $V$  — падение напряжения между контактами, расположенными на расстоянии  $l$  друг от друга вдоль направления тока через образец,  $a$  — ширина образца (расстояние между измерительными контактами четного ФМЭ). В том случае, когда в кинетическом уравнении можно пренебречь членами, пропорциональными полю  $\mathbf{H}$  во второй и более высоких степенях, для фотохолловской подвижности имеем (ср., например, с [4])

$$\mu_n = \int_0^d (n_{\mu_n} \mu_{nH} - p_{\mu_p} \mu_{pH}) dx / \int_0^d (n_{\mu_n} + p_{\mu_p}) dx. \quad (2)$$

Здесь  $n = n_0 + \Delta n$  и  $p = p_0 + \Delta p$  — концентрации электронов и дырок, равновесных и неравновесных,  $\mu_n$  и  $\mu_{nH}$  — дрейфовая и холловская подвижности электронов,  $\mu_p$  и  $\mu_{pH}$  — соответствующие подвижности дырок (учитывающие наличие легких и тяжелых носителей [5, 6]),  $d$  — толщина образца.

Подчеркнем, что формула (2) для фотохолловской подвижности, определяющей величину ЭДС ФХ, оказывается такой же, как и формула для величины  $\mu_n$ , определяющей одну из составляющих четного ФМЭ (см. формулы (4) — (6) в [5]). Это обстоятельство является до-

полнительным подтверждением интерпретации четного ФМЭ, данной в [2, 5]. Согласно [5],

$$\mu_H = (V_{чр} - V_{чз}) / (a V_{неч} H \sin \alpha), \quad (3)$$

где  $V_{чр}$  и  $V_{чз}$  — ЭДС четного ФМЭ соответственно в режимах разомкнутой и замкнутой цепи нечетного эффекта,  $V_{неч}$  — ЭДС нечетного ФМЭ.

Информация о свойствах полупроводника, связанная с величиной  $\mu_H$ , может быть получена, таким образом, и в отсутствие данных о ФХ, если измерения нечетного ФМЭ дополнены измерениями четного ФМЭ.

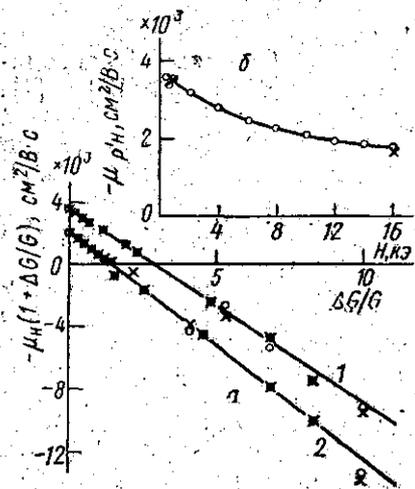


Рис. 1. а — Зависимость произведения  $\mu_H(1+\Delta G/G)$  от  $\Delta G/G$  для  $p$ -Ge при 293 К:  $H=1$  (1) и 16,1 (2) кЭ. б — Полевая зависимость  $\mu_r'H$  для  $p$ -Ge при 293 К:  $\circ$  — по данным ФХ и эффекта Холла (см. формулу (1)),  $\times$  — по данным ФМЭ (см. формулу (3)). На рис. 1, б данные ФМЭ соответствуют низкому уровню инжекции,  $\Delta G/G \sim 0,1$

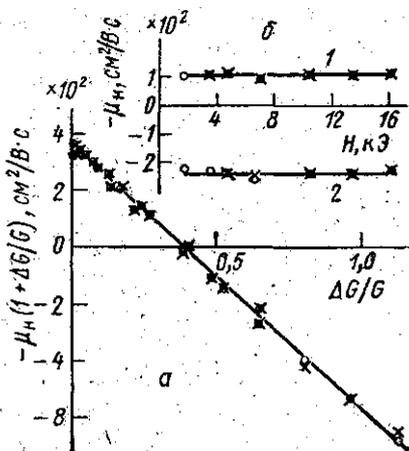


Рис. 2. а — Зависимость произведения  $\mu_H(1+\Delta G/G)$  от  $\Delta G/G$  для  $p$ -Si при 293 К для  $H=16$  кЭ. б — Полевая зависимость  $\mu_H$  для  $p$ -Si при 293 К:  $\Delta G/G=0,26$  (1) и 0,65 (2).  $\circ$  — по данным ФХ,  $\times$  — по данным ФМЭ

Данные о  $\mu_H$  можно использовать, например, для определения подвижности носителей. Если эти подвижности, а также величина  $s = \Delta n / \Delta p$  одинаковы по толщине образца, величину  $\mu_H$  удобно выразить через относительное изменение проводимости при освещении  $\Delta G/G$ . Для образца  $p$ -типа, например, получим

$$\mu_H = -(\mu_r'H - \mu_i \Delta G/G) / (1 + \Delta G/G), \quad (4)$$

где  $\mu_i$  — фотохолловская подвижность, соответствующая большому уровню инжекции ( $\Delta G/G \gg 1$ ). При  $s=1$  величина  $\mu_i$  оказывается равной холловской подвижности для полупроводника с собственной проводимостью:

$$\mu_i = (\mu_n \mu_{nH} - \mu_p \mu_{pH}) / (\mu_n + \mu_p). \quad (5)$$

Как видно из (4), по данным о зависимости ФХ от  $\Delta G/G$  можно определить подвижности  $\mu_r'H$  и  $\mu_i$ , а значит, если известны отношения  $\mu_{nH}/\mu_n$  и  $\mu_{pH}/\mu_p$ , и подвижность  $\mu_{nH}$ .

В связи с вопросом об отмеченной выше аналогии между четным ФМЭ (точнее — одной из его составляющих) и ФХ мы провели экспе-

риментальные исследования зависимости ФМЭ и ФХ от уровня инжекции носителей в одинаковых условиях опыта с целью сопоставления значений  $\mu_n$ , получаемых двумя различными методами. Для измерений использовались образцы Ge и Si *p*-типа с удельным сопротивлением соответственно 29 и 13 Ом·см.

Результаты измерений представлены на рис. 1 и 2 в виде зависимостей произведения  $\mu_n(1+\Delta G/G)$  от  $\Delta G/G$ . В обоих случаях, как для *p*-Ge, так и для *p*-Si, измерения ФМЭ дают те же результаты, что и ФХ. Эти данные являются прямым доказательством возможности использования ФМЭ, в том числе и четного, для тех же целей, для которых используется обычно ФХ.

Экспериментальные данные о зависимости  $\mu_n(1+\Delta G/G)$  от  $\Delta G/G$  были обработаны нами, в соответствии с уравнением (4), методом наименьших квадратов с целью получения подвижностей  $\mu_{p'n}$  и  $\mu_i$ . Значения этих величин, найденные по данным измерений ФМЭ и ФХ, хорошо согласуются между собой. Так, для *p*-Ge при  $H=16,1$  кЭ два сравнимых метода дают  $\mu_{p'n}$  соответственно 2090 и 1980  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_i$  — 1390 и 1330  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , что соответствует литературным данным [6]; при  $H=1$  кЭ  $\mu_{p'n}$  — 3420 и 3680  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_i$  — 1130 и 1220  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [6]. Обращает на себя внимание различие подвижностей, найденных для различных значений поля  $H$ , особенно большое для  $\mu_{p'n}$ . Такое расхождение естественно связывать с полевой зависимостью подвижности легких дырок [7]. На существенную роль легких дырок непосредственно указывают и результаты измерений холловской подвижности для того же образца (см. рис. 1, б).

Аналогичные результаты были получены и для *p*-Si:  $\mu_{p'n}$  соответственно 360 и 355  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_i$  — 920 и 915  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Если учесть, что отношение холл-факторов электронов и дырок в Si равно 1,6 [8], то с помощью формулы (5) можно определить подвижность  $\mu_{nn}$ , которая, по данным о ФМЭ, оказывается равной 1420  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [8, 9]. В опытах с *p*-Si не было замечено влияния поля  $H$  на подвижности как при низком, так и при высоком уровне инжекции (см. рис. 2, б). Это связано с тем, что подвижности легких и тяжелых дырок в *p*-Si отличаются значительно меньше, чем в *p*-Ge.

Проведенные исследования показывают, таким образом, что физические причины, обуславливающие связь четного ФМЭ с ФХ, обеспечивают принципиальную возможность выбора любого из этих эффектов, в дополнение к нечетному ФМЭ, при изучении свойств полупроводниковых материалов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Остробородова В. В., Рябова Л. И., Симакин М. И. ФТП, 1975, 9, с. 795. [2] Николаев В. И. и др. ФТП, 1980, 14, с. 1632. [3] Добровольский В. Н. ФТТ, 1962, 4, с. 329. [4] Vaitkus J. Phys. Stat. Sol. (a), 1976, 34, p. 769. [5] Николаев В. И., Север Г. Н. ФТП, 1976, 10, с. 468. [6] Willardson R. K., Narman T. C., Beer A. C. Phys. Rev., 1954, 96, p. 1512. [7] Баранский П. И., Винецкий Р. М. ФТТ, 1962, 4, с. 289. [8] Реньян В. Р. Технология полупроводникового кремния. М.: Металлургия, 1969. [9] Электrofизические свойства германия и кремния. Под ред. А. В. Ржанова. М.: Сов. радио, 1956.

Поступила в редакцию  
06.04.84