

- [6] Алимшиев В. Н., Гуральник И. Р. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 811—814.
 [7] Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев, 1984. 192 с.
 [8] Панкратов А. А., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1923—1928.

Куйбышевский государственный университет

Получено 28.01.1988
 Принято к печати 21.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

О ФОТОСТИМУЛИРОВАННОМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Железняк А. Т., Шмелев Г. М.

Известно [1], что в изотропных полупроводниках с простым изотропным спектром продольное магнитосопротивление (ПМС) в неквантующем магнитном (H) и слабом электрическом (E) полях отсутствует. (Речь идет о ситуации, в которой $H \parallel E$). В сильных электрическом и магнитном полях [$\omega_H \tau \gg 1$, здесь $\omega_H = |e| H / mc$ — циклотронная частота, τ (с) — время релаксации импульса] при рассеянии электронов на ионизованных примесях ПМС существует, эффект обусловлен зависимостью сечения рассеяния от магнитного поля [2, 3]. Известно также, что в сильном линейно поляризованном (ЛП) ВЧ электрическом поле ПМС становится отличным от нуля и в слабых тянущих полях (см. [4] и приведенный там список литературы). Такой «фотостимулированный» (ФС) эффект связан с явлением анизотропной фотопроводимости, заключающемся в том, что фототок (j) в изначально изотропной среде в присутствии ЛП подсветки не параллелен вектору E и содержит слагаемые $\sim (FE) F$ (F — амплитуда электрического поля волны). При этом ФС ПМС ($\Delta \rho / \rho$) в слабых магнитных полях пропорционально H , квадрату интенсивности волны и $\sin^2 2\varphi$ (φ — угол между F и H) [5].

Между тем, в [5] учитывается только влияние подсветки на вероятность рассеяния. Однако, как будет видно из дальнейшего, учет разогрева электронного газа может существенно изменить выводы [5]. Дело в том, что влияние магнитного поля на разогрев приводит к возникновению ФС ПМС, линейного по интенсивности подсветки, причем для ЛП ВЧ поля оно пропорционально $\sin^2 \varphi$ и в слабых магнитных полях $\sim H^2$. Кроме того, в циркулярно поляризованном (ЦП) ВЧ поле в слабых магнитных полях ПМС становится линейным по H . Это обстоятельство также связано с разогревом электронного газа, в условиях которого магнитное поле влияет на скорость релаксационных процессов. В поле ЦП подсветки электрон приобретает индуцированный магнитный момент $M \sim i[FF^*]$; здесь $F(t) = Fe^{-i\omega t} + F^*e^{i\omega t}$, $F = F_1 + iF_2$, $F_1 \perp F_2$, стало быть, энергия электрона в магнитном поле различна в случаях $H \uparrow \uparrow M$ и $H \uparrow \downarrow M$, поэтому $\tau(H) \neq \tau(-H)$ и, следовательно, $j(H) \neq j(-H)$.

В связи с данной постановкой задачи отметим работу [6], в которой исследован циркулярный эффект увлечения в продольном магнитном поле, меняющий знак при изменении направления H .

В качестве причины появления ПМС мы рассматриваем влияние магнитного поля на разогрев изотропной невырожденной электронной плазмы сильным ВЧ электрическим полем ($\omega \tau \gg 1$, $\hbar \omega \ll T_0$, температура решетки T_0 задается в энергетических единицах) при внутризонных переходах.

Кинетическое уравнение для функции распределения электронов $f(p, t)$ имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (eE + eF(t) - \omega_H [ph], \frac{\partial f}{\partial p}) = St\{f\}, \quad (e < 0), \quad (1)$$

где $\hbar = \mathbf{H}/H$, $St \{f\}$ — интеграл столкновений. Предполагаем, что время релаксации импульса мало по сравнению с временем межэлектронных столкновений τ_{ee} , которое, в свою очередь, меньше времени релаксации энергии τ . Тогда функцию распределения с достаточной точностью (по параметрам $\tau/\bar{\tau}$ и τ/τ_{ee}) можно представить в виде [7]

$$f = f_0 + f_1, \quad (2)$$

где f_0 — максвелловская функция распределения с электронной температурой (T). Далее для определенности рассматривается рассеяние электронов на деформационных акустических фононах [$\tau(\varepsilon) = \tau_0 (T/\varepsilon)^{1/2}$, $\bar{\tau}(\varepsilon) = \bar{\tau}_0 (T_0/\varepsilon)^{1/2}$]. В уравнении баланса энергии [8] в указанных выше условиях и при $\omega\bar{\tau} \gg 1$ можно пренебречь производной по времени $\partial T/\partial t$. Кроме того, используем приближение времени релаксации для интеграла столкновений.

Рассмотрим следующие частные случаи.

1. Слабые магнитные поля ($\omega_H\tau \ll 1$). Выражение для электронной температуры, справедливое для любой степени разогрева, имеет вид

$$\frac{T}{T_0} = 1 + 2\gamma \left\{ |\mathbf{F}|^2 + \frac{2i\omega_H}{\omega} (\mathbf{h}[\mathbf{F}\mathbf{F}^*]) + \frac{3\omega_H^2}{\omega^2} (|\mathbf{h}\mathbf{F}| |\mathbf{h}\mathbf{F}^*|) \right\}, \quad (3)$$

где $\gamma = 16e^2\tau_0\bar{\tau}_0/(9\sqrt{\pi}mT_0\omega^2\tau_0^2)$. Плотность тока находится с помощью стандартных методов кинетической теории. Интересующий же нас вклад, ответственный за появление ПМС, равен

$$j = \sigma_0 \sqrt{T_0/T} E, \quad (4)$$

здесь $\sigma_0 = 4e^2n\tau_0/(3\sqrt{\pi}m)$, n — концентрация электронов. При этом ФС ПМС равно

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\gamma}{1 + 2\gamma|\mathbf{F}|^2} \left\{ \frac{2i\omega_H}{\omega} (\mathbf{h}[\mathbf{F}\mathbf{F}^*]) + \frac{3\omega_H^2}{\omega^2} (|\mathbf{h}\mathbf{F}| |\mathbf{h}\mathbf{F}^*|) \right\}. \quad (5)$$

В ЦП поле основной вклад в ПМС вносит нечетное по магнитному полю первое слагаемое в (5), и, например, для n -GaAs при $T=77$ К $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-11}$ с, $\bar{\tau}_0 = 1.3 \times 10^{-9}$ с, при $|\mathbf{F}| = 10$ В/см, $\omega = 4 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$, $\omega_H = 2 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ $|\Delta\rho/\rho| \approx 0.04$. В случае ЛП ВЧ поля в (5) остается только второе слагаемое, которое, отметим, $\sim \sin^2 \varphi$. Данная угловая зависимость весьма существенна, ибо она, в принципе, позволяет отделить на опыте (при $\hbar\omega < T_0$) разогретый вклад от соответствующего вклада за счет влияния сильного ВЧ поля на вероятность рассеяния, который $\sim \sin^2 2\varphi$ [4, 5].

2. Циклотронный резонанс ($\omega = \omega_H$, $\omega\tau \gg 1$). В этом случае

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \sqrt{\frac{T}{T_0(1 + 2\gamma|\mathbf{F}|^2)}} - 1, \quad (6)$$

где

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \omega^2\tau_0^2\gamma|\mathbf{F}|^2}, \quad (\mathbf{H} \uparrow \mathbf{M}), \quad (7)$$

$$\frac{T}{T_0} = 1 + \frac{\gamma}{2} |\mathbf{F}|^2, \quad (\mathbf{H} \uparrow \downarrow \mathbf{M}), \quad (8)$$

а для ЛП ВЧ поля (суперпозиция резонансной и нерезонансной ЦП мод)

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{2} + \frac{\gamma}{8} |\mathbf{F}|^2 + \sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma}{8} |\mathbf{F}|^2\right)^2 + \frac{1}{2} \gamma\omega^2\tau_0^2 |\mathbf{F}|^2}. \quad (9)$$

Соответственно этим ситуациям для указанных в п. 1 численных значений параметров (но при $\omega_H = 4 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$) $\Delta\rho/\rho = 0.6, -0.34, 0.37$.

В заключение отметим, что рассмотренное нечетное ПМС относится к числу «частотных» эффектов, существующих только при $\omega \neq 0$.

Авторы благодарят Ю. А. Гурвича за обсуждение результатов.

- [1] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
 [2] Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И., Шапиро Е. З. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1631—1633.
 [3] Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2. С. 524—535.
 [4] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.
 [5] Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 747—749.
 [6] Лянда-Геллер Ю. Б. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1736—1739.
 [7] Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М., 1979. 254 с.
 [8] Kaw P. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. N 8. P. 539—541.

Институт прикладной физики
 АН МССР
 Кишинев

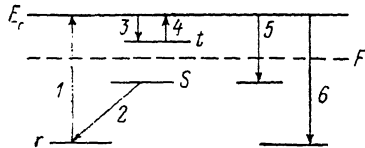
Получено 6.07.1988
 Принято к печати 21.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

МОДЕЛЬ АНОМАЛЬНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Стыс Л. Е.

Фотопроводимость называют аномальной (АФ), если ее стационарное значение практически не зависит от интенсивности возбуждающего света, а определяется лишь его энергией кванта [1]. Это явление впервые было обнаружено в аморфном селене [1], а затем и в других полупроводниках [2]. АФ наблюдается, как правило, после «вспышечной» кинетики фотопроводимости $\Delta \sigma(t)$, когда первоначальный рост $\Delta \sigma(t)$ сменяется ее спадом при постоянной интенсивности возбуждающего света. Возможные причины АФ обсуждались в [1, 2]. В настоящей работе показано, что основные закономерности АФ можно объяснить в рамках известной модели Роуза [3], если предположить, что темп рекомбинации лимитируется туннельными переходами неосновных локализованных носителей между рекомбинационными центрами различного типа.



Положение уровней в запрещенной зоне и электронные переходы (E_c и E_v — края разрешенных зон).

1—6 соответствуют номерам переходов в тексте.

Рассмотрим для определенности полупроводник n -типа, в котором есть центры трех типов (см. рисунок): мелкие донороподобные центры прилипания для электронов (t -центры), которые в термодинамическом равновесии не заполнены, так как расположены выше уровня Ферми F , и два типа акцептороподобных центров (r - и s -центры), которые расположены ниже уровня Ферми и заполнены электронами. В неравновесных условиях t -центры будут заполняться электронами, а r - и s -центры — дырками. Следуя Роузу [3], будем считать, что коэффициент захвата свободного электрона на дырку, локализованную на s -центре (C_s), намного больше, чем на r (C_r). Такое предположение вполне естественно, если учесть, что уровни s -центров расположены выше уровней r -центров (см. рисунок), поэтому при безызлучательной рекомбинации на s -центрах должно выделяться меньше фононов.

Допустим, что фотогенерация носителей осуществляется за счет перевода электрона с r -центра в s -зону (переход 1 на рисунке). Свободные электроны могут захватываться на t -центры и термически выбрасываться с них (процессы 3, 4) или рекомбинировать с дырками на r - или s -центрах (переходы 5, 6).