сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

18/7-83

Р17-83-304

Г.М.Шмелев*, Нгуен Хонг Шон*, Г.И.Цуркан*,
Во Хонг Ань

МЕЖЗОННЫЕ ФОТОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*Кишиневский госуниверситет им. В.И.Ленина, г.Кишинев

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих работах /см., например, [1-12] / с различных точек зрения исследовались "аномальные" кинетические эффекты /поперечная фотоэдс, нечетное магнетосопротивление /МС/, продольное МС, поперечный радиоэлектрический эффект, эффект Холла в продольном магнитном поле и др./, возникающие в изначально оптически изотропных полупроводниках при воздействии на них поляризованных ВЧ электрического поля или электромагнитной волны /ЭМВ/. Необходимым условием возникновения этих эффектов является анизотропия в распределении импульсов носителей, наводимая поляризованным излучением. Конкретные механизмы появления такой анизотропии различны. Например, 1/ разогревный механизм /при внутризонном поглощении света/ [1,2,4,5,9] ; 2/ механизм, связанный с влиянием сильной ЭМВ на вероятность рассеяния зонных электронов фононами, примесями [6,7]; 3/ фотоионизационный механизм, при котором вылетающие электроны имеют определенное распределение по углам вылета и который имеет место в примесных полупроводниках [1,3] ;4/ оптическое выстраивание /ОВ/ импульсов фотоэлектронов при межзонном поглощении света [8,11,12].

Пусть $\vec{\xi}$ - орт оси искусственной анизотропии, возникающей за счет линейно-поляризованного излучения, тогда в присутствии тянущего поля $\vec{E}$ в токе $(\vec{j})$ появляется составляющая, пропорциональная $\vec{\xi}(\vec{\xi},\vec{E})$. Возникновение такой компоненты связано с ускорением носителя в поле $\vec{E}$ и с зависимостью времени релаксации от энергии. При этом потоки электронов, составляющие острые и тупые углы с вектором $\vec{E}$, не компенсируют друг друга. При наличии магнитного поля $\vec{H}$ по той же причине возникает также компонента тока, пропорциональная $\vec{\xi}(\vec{\xi},[\vec{E},\vec{H}])$. Эти слагаемые в токе и определяют появление "аномальных" кинетических эффектов.

В настоящей работе исследуется влияние асимметрии фотовозбуждения [13] и ОВ импульсов [14] на кинетику фотоэлектронов в неквантующем магнитном поле. При этом /в отличие от [11,12] / мы не ограничиваемся рассмотрением полупроводников с центром инверсии и учитываем, стало быть, возможность существования в полупроводниках без центра инверсии фотогальванического /ФГ/ эффекта. Кроме того, здесь мы принимаем во внимание отличие функции распределения /ФР/ $f^{(0)}(\epsilon)$ от максвелловской,которая использовалась в [11,12]. Считаем частоту ЭМВ такой, что электроны забрасываются в зону проводимости (c) с энергией /относительно дна c -зоны/ ϵ_0 , меньшей энергии оптического фонона.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ. РАСЧЕТ ТОКА

Кинетическое уравнение для стационарной ФР $f(\vec{p})$ носителей, находящихся в постоянных электрическом и неквантующем магнитном полях, имеет вид:

$$(e\vec{E} + \omega_H[\vec{p},\vec{h}],\ \frac{\partial f(\vec{p})}{\partial \vec{p}}) = st[f(\vec{p})] + G(\vec{p}) - Q(\vec{p}), \qquad /1/$$

где $st[f(\vec{p})]$ - интеграл столкновений для электронов, которые в дальнейшем считаем невырожденными, $\vec{p}$ - импульс носителя, $G(\vec{p})$ - член генерации, $Q(\vec{p})$ описывает уход носителей из зоны, $\omega_H = eH/(mc)$, m - эффективная масса носителя в c-зоне, $\vec{h} = \vec{H}/H$.

Для прямых оптических переходов член генерации в самом общем виде можно разложить по сферическим функциям или представить $G(\vec{p})$ в эквивалентном этому разложению виде:

$$G(\vec{p}) = G_0[1 + \alpha_1(\vec{a},\vec{\nu}) + \alpha_2 b_{ik}\nu_i\nu_k + \ldots]\delta(\epsilon - \epsilon_0), \qquad /2/$$

где $G_0 = \mathcal{J} g^{-1}(\epsilon_0)K$, $\mathcal{J}$ - интенсивность света, $g(\epsilon)$ - плотность состояний в c-зоне; K - постоянная величина порядка коэффициента поглощения, $\vec{a}$ - единичный вектор, $\vec{\nu} = \vec{p}/p$, тензор 2-го ранга b_{ik} симметричен: $b_{ik} = b_{ki}$, причем $Sp\, b_{ik} = 0$. Величины параметров α_1 и α_2, а также компоненты a_i и b_{ik} существенно зависят от свойств конкретного полупроводника и типа поляризации света. Интенсивно ведущиеся в последнее время исследования ФГ эффекта [13] и эффектов, связанных с ОВ импульсов /например, поляризации горячей фотолюминесценции [14]/, содержат для ряда интересных материалов расчеты, позволяющие легко найти α_1, α_2, a_i, b_{ik}. /Отметим, что второе слагаемое в /2/ определяет ФГ эффект, возникающий за счет асимметрии межзонного возбуждения, а третье - ответственно за ОВ импульсов/. В кристаллах с центром инверсии $\alpha_1 = 0$. Можно показать, что в слоистых полупроводниках $GaSe$, $GaSe_xS_{1-x}$ ($0 \le x \le 0{,}4$), $SnSe_2$, $InSe$ и др. при нормальном падении линейно-поляризованной волны на плоскость слоя $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 1$, $b_{ik} = 3e_ie_k - \delta_{ik}$, где $\vec{e} = \vec{F}/F$, $\vec{F}$ - амплитуда электрического поля волны. Для кристаллов класса T_d при переходах из валентной зоны Γ_{15} в s-состояние c-зоны с помощью результатов [15] находим: $\alpha_1 = 4R\{a_B\mathcal{P}\sqrt{1 + 8R^2/[3(\mathcal{P}a_B)^2]}\}^{-1}$, $\alpha_2 = \alpha_1^2/4$, $\mathcal{P} = 3E_g/(4m^*)$, $R \sim \hbar/m_0 \sim 1$ см^2/с, a_B - боровский радиус экситона, m^* и m_0 - эффективная масса и масса свободного электрона, $a_i = |\epsilon_{ik\ell}|e_k e_\ell$, $b_{ik} = (\frac{1}{3}\delta_{ik} - e_i e_k)$. /Представителем класса T_d является, например, $p-GaAs$ /.

Время жизни электрона в c-зоне τ_c выбираем в изотропном виде: $\tau_c = \tau_c(\epsilon)$, тогда

$$Q(\vec{p}) = \frac{f(\vec{p})}{\tau_c(\epsilon)}. \qquad /3/$$

Решение уравнения /1/ ищем в виде разложения

$$f(\vec{p}) = f^{(0)}(\epsilon_{\vec{p}}) + \frac{(\vec{f}^{(1)},\ \vec{p})}{p} + \frac{f^{(2)}_{ik}p_ip_k}{p^2} \qquad (i,k = 1,2,3). \qquad /4/$$

Поступая далее так же, как и в [11], получаем систему уравнений, справедливую для любого квазиупругого механизма рассеяния носителей:

$$\frac{1}{3p^2}\frac{\partial}{\partial p}[p^2 e(\vec{E},\vec{f}^{(1)})] = I^{(0)}[f^{(0)}] + G_0\delta(\epsilon - \epsilon_0), \qquad /5/$$

$$eE_i\frac{\partial f^{(0)}}{\partial p} + \omega_H\epsilon_{i\ell k}h_\ell f^{(1)}_k + \frac{2}{5p^3}\frac{\partial}{\partial p}(p^3 e f^{(2)}_{ik}E_k) = \qquad /6/$$

$$= I^{(1)}[f^{(1)}_i] + \alpha_1 G_0\delta(\epsilon - \epsilon_0)a_i,$$

$$[p\frac{\partial}{\partial p}(\frac{eE_i f^{(1)}_k}{p} - \frac{1}{3}\frac{e(\vec{E},\vec{f}^{(1)})}{p}\delta_{ik}) + 2\omega_H\epsilon_{i\ell m}h_\ell f^{(2)}_{mk}]_2 = \qquad /7/$$

$$= I^{(2)}[f^{(2)}_{ik}]\,\alpha_2 G_0\delta(\epsilon - \epsilon_0)b_{ik}.$$

Здесь $[\ldots]_2$ означает симметризацию тензора 2-го ранга, $\epsilon_{ik\ell}$ - единичный антисимметрический тензор,

$$I^{(\ell)}[f] = -[\frac{f}{\tau_c(\epsilon)} + \frac{f}{\tau_{p\ell}(\epsilon)}] + \frac{1}{g(\epsilon)}\frac{\partial}{\partial\epsilon}[\frac{\epsilon g(\epsilon)f}{\tau_{\epsilon\ell}(\epsilon)} + \qquad /8/$$

$$+ \frac{\partial}{\partial\epsilon}(D_{\epsilon\ell}(\epsilon)g(\epsilon)f)] \qquad (\ell = 0,1,2),$$

где $\tau_{p\ell}(\epsilon)$ - время релаксации импульса, $\tau_{\epsilon\ell}(\epsilon)$ - время релаксации энергии, $D_{\epsilon\ell}(\epsilon)$ - коэффициент диффузии в энергетическом пространстве / ℓ нумерует сферические гармоники функции распределения/. При квазиупругих механизмах рассеяния $\tau_{p\ell} \ll \tau_{\epsilon\ell}$, $\epsilon/D_{\epsilon\ell}$, кроме того, обычно $\tau_{p\ell} \ll \tau_c$, тогда можно положить

$$I^{(1,2)}\,[f^{(1,2)}] = -\frac{f^{(1,2)}}{\tau_{p1,2}}\,. \qquad /9/$$

Из /6/ с учетом /9/ находим выражение для $\vec{f}^{(1)}(\epsilon)$ в квадратичном по E приближении, а затем - ток по формуле

$$\vec{j} = \frac{e}{m}\sum_{\vec{p}} \vec{p}\, f(\vec{p}) = \frac{e}{3m}\sum_{\vec{p}} p\vec{f}^{(1)}(\epsilon_{\vec{p}})\,. \qquad /10/$$

В результате получаем выражение для $\vec{j}$, справедливое при любом квазиупругом механизме рассеяния:

$$\vec{j} = \vec{j}_a(\vec{H}) + \frac{e^2 n}{m}\{<\tau_{p1}>\vec{E} - \omega_H <\tau^2_{p1}>[\vec{h},\vec{E}] + \omega^2_H <\tau^3_{p1}>(\vec{h}(\vec{h},\vec{E}) - \vec{E}) +$$

$$+ \ll\frac{\partial}{\partial\epsilon}(\tau_{p1} - \omega^2_H \tau^3_{p1})\hat{f}^{(2)}\vec{E}\gg - \omega_H[\vec{h}, \ll(\frac{\partial}{\partial\epsilon}\tau^2_{p1})\hat{f}^{(2)}\vec{E}\gg] + \qquad /11/$$

$$+ \omega^2_H \vec{h}(\vec{h}, \ll(\frac{\partial}{\partial\epsilon}\tau^3_{p1})\hat{f}^{(2)}\vec{E}\gg)\}\,,$$

где

$$<\ldots> = -\frac{2}{3n}\int_0^\infty(\ldots)\epsilon\, g(\epsilon)\frac{\partial f^{(0)}}{\partial\epsilon}d\epsilon\,,\ \ll\ldots\gg = \frac{4}{15n}\int_0^\infty(\ldots)\epsilon\, g(\epsilon)\,d\epsilon\,,$$

n - концентрация носителей, $\tau_{p\ell} \equiv \tau_{p\ell}(\epsilon)$, $(\hat{f}^{(2)}E)_i = f^{(2)}_{ik}E_k$,

$$\vec{j}_a(\vec{H}) = \vec{j}^{\,\text{фг}} - \omega_H\tau_{p10}[\vec{h},\vec{j}] + \omega^2_H\tau^2_{p10}(\vec{h}(\vec{h},\vec{j}^{\,\text{фг}}) - \vec{j}^{\,\text{фг}})\,, \qquad /12/$$

а

$$\vec{j}^{\,\text{фг}} \equiv \vec{j}_a(0) = \frac{2me\epsilon_0 a_1 G_0 \tau_{p10}}{3\pi^2}\vec{a} \equiv j^{\text{фг}}\vec{a} \qquad /13/$$

плотность ФГ тока, обусловленного асимметрией в генерации фотоэлектронов ($\tau_{p\ell 0} \equiv \tau_{p\ell}(\epsilon_0)$). Отметим, что при τ_{p1} = const фототок, зависящий от поляризации /3 последних слагаемых в /11//, равен нулю.

Рассматриваем далее случай, когда $\tau_{p1,2}(\epsilon) = \tau_{p1,2}(T)(\epsilon/T)^{-r/2}$, при этом уравнения для $f^{(0)}$ и $f^{(2)}$ /в линейном по $\vec{E}$ приближении/ принимают вид:

$$\frac{1}{g(\epsilon)}(\vec{E},\vec{j}_a(\vec{H}))\delta'(\epsilon-\epsilon_0) = I^{(0)}[f^{(0)}] + G_0\delta(\epsilon-\epsilon_0)\,; \qquad /14/$$

$$\left[\frac{6\pi^2\epsilon\delta'(\epsilon-\epsilon_0)}{(2m\epsilon_0)^{3/2}}(E_i j_{ak}(\vec{H}) - \frac{1}{3}(\vec{E},\vec{j}_a(\vec{H}))\delta_{ik}) + 2\omega_H\epsilon_{i\ell m}h_\ell f^{(2)}_{mk}\right]_2 = \qquad /15/$$

$$= -\frac{f^{(2)}_{ik}}{\tau_{p2}} + a_2 G_0 \beta_{ik}\delta(\epsilon-\epsilon_0)\,.$$

Решение уравнения /14/ найдем в предположении о том, что из c -зоны уходят лишь "холодные" носители /с энергией $\epsilon \leq T$/:

$$\frac{1}{\tau_c(\epsilon)} = \begin{cases} 0\,, & \epsilon > T; \\ (T/\epsilon)^{1/2}/\tau_c(T), & \epsilon \leq T\,. \end{cases} \qquad /16/$$

Учтем также существование темновых носителей в c-зоне. В результате имеем:

$$f^{(0)}(x) = \frac{4\pi^{3/2}}{(2mT)^{3/2}}\exp(-x)[n_T + n_\text{ф} + \gamma n_\text{ф}\int_1^x\frac{\Theta(x_0 - x')}{(x')^2}\exp(x')dx'] + \qquad /17/$$

$$+ \frac{3\pi^2 m}{(2mT)^{3/2}}\frac{(\vec{E},\vec{j}_a(\vec{H}))}{\tau_{p1}(T)e^2E^2_c}\frac{\Theta(x - x_0)}{x^2_0}\exp(x_0 - x),\ (x = \epsilon/T),$$

где $E^2_c = 3mT/[2e^2\tau_{p1}(T)\tau_{ak}(T)]$, n_T и $n_\text{ф}$ - плотности темновых и фотовозбужденных носителей, $\gamma = \tau_{ak}(T)/\tau_c(T)$, $\tau_{ak}(\epsilon)$ - время релаксации энергии на акустических фононах /АФ/ для ℓ-ой гармоники. Отметим, что /17/ удовлетворяет условиям $f^{(0)}(\infty) = f^{(0)\prime}(\infty) = 0$, а также требованию равенства числа уходящих из зоны электронов, возбужденных светом, числу генерируемых электронов за единицу времени. Без учета ФГ эффекта и при $x_0 \gg 1$ в области $x \gg 1$ функция /17/ совпадает с найденной специально в этой области ФР в работе /16/.

Из /15/ найдем итерациями по $\omega_H r_{p2}$ функцию $f^{(2)}$ с точностью до $(\omega_H r_{p2})^2$ и, подставляя ее вместе с /17/ в /11/, находим формулу для тока /с учетом членов $\sim E^2$/:

$$j_i = a_{ik}(H) j_k^{\text{фг}} + \sigma_{ik}(H) E_k + \beta_{ik\ell m}(H) j_k^{\text{фг}} E_\ell E_m, \qquad /18/$$

где

$$a_{ik}(H) = \delta_{ik} - \omega_H^2 r_{p10}^2 \gamma_{ik} - \omega_H r_{p10} u_{ik}, \qquad /19/$$

$$\sigma_{ik} = \sigma_0 [\delta_{ik} - \lambda_1 \omega_H r_{p1}(T) u_{ik} + \lambda_2 \omega_H^2 r_{p1}^2(T) \gamma_{ik}] -$$

$$- \sigma_2 \operatorname{sign} r \{\beta_{ik} - \omega_H [(2r_{p10} + r_{p20}) u_{im} \beta_{mk} - \qquad /20/$$

$$- r_{p20} \beta_{im} u_{mk}] + \omega_H^2 [(3r_{p10}^2 + r_{p20}^2 + 2r_{p10} r_{p20}) \gamma_{im} \beta_{mk} -$$

$$- 2(r_{p20}^2 + r_{p10} r_{p20}) u_{im} \beta_{ms} u_{sk} + r_{p20}^2 \beta_{im} \gamma_{mk}]\};$$

$$\lambda_1 = \frac{(n_T + n_\phi)\Gamma(\frac{5-2r}{2}) + \gamma_2 n_\phi}{(n_T + n_\phi)\Gamma(\frac{5-r}{2}) + \gamma_1 n_\phi}, \quad \lambda_2 = \frac{(n_T + n_\phi)\Gamma(\frac{5-3r}{2}) + \gamma_3 n_\phi}{(n_T + n_\phi)\Gamma(\frac{5-r}{2}) + \gamma_1 n_\phi}, \qquad /21/$$

$$\sigma_0 = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2}{m} r_{p1}(T) [\Gamma(\frac{5-r}{2})(n_T + n_\phi) + \gamma_1 n_\phi], \qquad /22/$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_0} = \frac{a_2 n_\phi r\, x_0^{\frac{1-r}{2}} r_{p20}}{5[\Gamma(\frac{5-r}{2})(n_T + n_\phi) + \gamma_1 n_\phi] r_c(x_0)} \qquad /23/$$

/ σ_2 имеет смысл проводимости, обусловленной фотовозбужденными ОВ носителями/,

$$\gamma_\ell = \gamma [\int_1^\infty x^{\frac{3-\ell r}{2}} \exp(-x) dx \int_1^x \frac{\Theta(x_0 - x')}{(x')^2} \exp(x') dx' -$$

$$- \int_1^{x_0} x^{-\frac{1+\ell r}{2}} dx] \equiv \gamma s_\ell(x_0); \qquad /24/$$

при $r = 1$ /рассеяние на АФ/ расчет функции $s_\ell(x_0)$ на ЭВМ показывает, что при $1 < x_0 < 15$ она слабо /почти линейно/ растет от 0 до 0,93 ($\ell = 1$) и от 0 до 0,54 ($\ell = 2$), а затем /при $x_0 > 15$/ остается практически постоянной: $s_1 \simeq 0{,}97$ и $s_2 \simeq 0{,}55$ ($s_3 \equiv 0$). При $r = -3$ /рассеяние на ионизованных примесях/ $s_\ell \sim \frac{2}{3\ell - 1} x_0^{\frac{3\ell-1}{2}}$ при $x_0 > 10$. Далее,

$$\beta_{ik\ell m} = \frac{e^{x_0}}{x_0^2 E_c^2} [\Gamma(\frac{5-r}{2}, x_0) \delta_{i\ell} (\delta_{mk} - \omega_H r_{p10} u_{mk} + \omega_H^2 r_{p10}^2 \gamma_{mk}) -$$

$$- \Gamma(\frac{5-2r}{2}, x_0) \omega_H r_{p1}(T) u_{i\ell} (\delta_{mk} - \omega_H r_{p10} u_{mk}) +$$

$$+ \Gamma(\frac{5-3r}{2}, x_0) \omega_H^2 r_{p1}^2(T) \delta_{mk} \gamma_{i\ell}] + \frac{1}{(E_c')^2} \{(3 -$$

$$- 2r)[-\frac{1}{2} \delta_{\ell m} (\delta_{ik} - \omega_H r_{p10} u_{ik} + \omega_H^2 r_{p10}^2 \gamma_{ik}) +$$

$$+ \frac{1}{3} \delta_{i\ell} (\delta_{mk} - \omega_H r_{p10} u_{mk} + \omega_H^2 r_{p10}^2 \gamma_{mk})] + 3(1 - \qquad /25/$$

$$- r)\omega_H [r_{p20} (\frac{1}{3} \delta_{k\ell} u_{im} - \frac{1}{2} \delta_{i\ell} u_{km}) + \frac{1}{2}(r_{p20} + 2r_{p10}) \times$$

$$\times (\delta_{\ell m} u_{ik} + \frac{1}{3} \delta_{km} u_{i\ell}) + (4r - 3) \omega_H^2 [\frac{1}{2}(3r_{p10}^2 +$$

$$+ 2r_{p10} r_{p20} + r_{p20}^2)(\gamma_{ik} \delta_{\ell m} + \frac{1}{3} \gamma_{im} \delta_{k\ell}) +$$

$$+ (r_{p10} r_{p20} + r_{p20}^2)(\frac{2}{3} \delta_{k\ell} \delta_{im} - u_{i\ell} u_{km}) -$$

$$- \frac{1}{2} r_{p20}^2 (\frac{2}{3} \delta_{k\ell} \gamma_{im} - \delta_{i\ell} \delta_{km} - \delta_{ik} \gamma_{\ell m})]\},$$

где $\Gamma(\mu, x)$ - неполная гамма-функция, $u_{ik} = \epsilon_{i\ell k} h_\ell$,

$$\gamma_{ik} = h_i h_k - \delta_{ik}, \quad (E_c')^2 = 5m\epsilon_0/(e^2 r_{p10} r_{p20}).$$

В отсутствие магнитного поля, например для кристаллов класса T_d,

$$\vec{j} = \vec{j}^{\,\text{фг}} + \sigma_0 \vec{E} + \sigma_2 \operatorname{sign} r\{\vec{e}(\vec{e},\vec{E}) - \frac{1}{3}\vec{E}\} +$$
$$+ \frac{\vec{E}(\vec{j}^{\,\text{фг}},\vec{E})}{E_c^2} \frac{\exp(x_0)}{x_0^2} \Gamma\left(\frac{5-r}{2}, x_0\right) - \frac{\vec{j}^{\,\text{фг}} E^2 + \frac{1}{3}\vec{E}(\vec{j}^{\,\text{фг}},\vec{E})}{2(E_c')^2}(3-2r). \qquad /26/$$

Отметим появление в $\vec{j}$ четных по электрическому полю членов, которое обусловлено отсутствием центра симметрии кристалла. На возможность такой зависимости тока в кристаллах без центра симметрии обращалось внимание в работе [/17/], где рассматривались внутризонные процессы. Выпишем также выражение для фототока:

$$\vec{j}^{\,\text{фото}} = \sigma_2 \operatorname{sign} r[\vec{e}(\vec{e},\vec{E}) - \frac{1}{3}\vec{E}]. \qquad /27/$$

Из /27/ следует, в частности, существование поперечной компоненты тока, которая впервые для межзонных переходов была рассчитана в работе [/8/]. Отметим, что возникновение поперечной фотоэдс в оптически изотропных полупроводниках из общих /групповых/ соображений предсказывалось в [/1,2/]. Согласно [/1,2/]

$$j_{\parallel}^{\text{фото}} = [\frac{1}{2}(\gamma_{12} + \gamma_{12}) + \frac{1}{2}(\gamma_{11} - \gamma_{12})\cos 2\phi] E F^2,$$

$$j_{\perp}^{\text{фото}} = \gamma_{44} \sin 2\phi\, E F^2.$$

Для рассматриваемого здесь конкретного механизма возникновения поперечной фотоэдс $\gamma_{11} = 2\sigma_2 \operatorname{sign} r/(3F^2)$; $\gamma_{12} = -\sigma_2 \operatorname{sign} r/(3F^2)$; $\gamma_{44} = \sigma_2 \operatorname{sign} r/(2F^2)$ и, как и должно быть, $\gamma_{44} = \frac{1}{2}(\gamma_{11} - \gamma_{12})$.

3. КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Рассмотрим для определенности полупроводник класса T_d. Пусть линейно-поляризованный свет распространяется вдоль оси [110] /ось OZ/, а тянущее поле направлено вдоль оси [001] /ось OX / /в направлениях OY и OZ образец разомкнут/.

A. $\vec{H} \parallel OZ\ (x_0 \gg 1,\ E \ll E_c,\ E_c')$

Поперечное магнетосопротивление равно

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp} = -\frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{\sigma_0}\omega_H(r_{p10} + r_{p20})\sin 2\phi + \omega_H^2\{r_{p1}^2(T)[\lambda_2 -$$
$$-\lambda_1^2 - \frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{\sigma_0}(\lambda_2(2 - 3\sin^2\phi) - \lambda_1^2)] - \frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{\sigma_0} \times \qquad /28/$$
$$\times [\frac{2}{3}\lambda_1 r_{p1}(T) r_{p10} - 3r_{p10}^2 \cos^2\phi - 2(r_{p20}^2 + r_{p10} r_{p20})\cos 2\phi]\},$$

где ϕ - угол между $\vec{F}$ и осью [001]. Поперечное постоянное поле находится в виде

$$E_y = -\frac{j^{\,\text{фг}}\sigma_2 \operatorname{sign} r}{2\sigma_0}\sin 2\phi + jHR_{\perp}(H);$$
$$/29/$$
$$E_z = -\frac{j^{\,\text{фг}}\sin 2\phi}{\sigma_0}\left(1 + \frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{3\sigma_0}\right).$$

Коэффициент Холла равен:

$$\begin{cases} R_{\perp}(H) = R_{\perp}\{1 - \frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{\sigma_0}[\frac{1}{3} - \omega_H r_{p1}(T)(\lambda_1 - 2\lambda_2/\lambda_1)\frac{\sin 2\phi}{2} - \\ \quad - \frac{\omega_H \sin 2\phi}{2r_{p1}(T)\lambda_1}(3r_{p10}^2 + 4r_{p20}^2 + 4r_{p10}r_{p20}) - \\ \quad - \frac{2r_{p10}(\cos^2\phi - 1/3) + r_{p20}\cos 2\phi}{r_{p1}(T)\lambda_1}]\}, \\ R_{\perp} = \frac{3\sqrt{\pi}}{4ec}\frac{1}{(n_T + n_{\Phi})\Gamma(\frac{5-r}{2}) + \gamma_1 n_{\Phi}}. \end{cases} \qquad /30/$$

Б. $H \parallel OX\ (x_0 \gg 1,\ E \ll E_c, E_c')$

Ток вдоль OX имеет вид

$$j_x = \sigma_0 E\{1 + \frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{\sigma_0}(\cos^2\phi - 1/3) - \left(\frac{\sigma_2 \sin 2\phi}{2\sigma_0}\right)^2[1 +$$
$$+ \omega_H^2(r_{p1}^2(T)(\lambda_2 - \lambda_1^2) + r_{p1}(T)\lambda_1(r_{p10} + r_{p20}) - \qquad /31/$$
$$- 3r_{p10}^2)]\} + \frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{2\sigma_0}\sin^2 2\phi\, j^{\,\text{фг}}\omega_H(r_{p20} + r_{p1}(T)\lambda_1 - r_{p10}).$$

Поперечное поле равно:

$$
\left\{
\begin{aligned}
E_y &= -\frac{j\sigma_2 \operatorname{sign} r \sin 2\phi}{2\sigma_0^2}\{1+\omega_H^2 \tau_{p1}^2(T)(\lambda_2-\lambda_1^2)+\tau_{p1}(T)(2\tau_{p10}+ \\
&+\tau_{p20})\lambda_1-(3\tau_{p10}^2+\tau_{p20}^2+2\tau_{p10}\tau_{p20})+\frac{j^{\text{фг}}\sin 2\phi}{\sigma_0}\omega_H(\tau_{p1}(T)\lambda_1+\tau_{p10}), \qquad /32/ \\
E_z &= -\frac{j^{\text{фг}}\sin 2\phi}{\sigma_0}+jHR_{\parallel}, \\
R_{\parallel} &= -R_{\perp}\frac{\sigma_2 \operatorname{sign} r}{\sigma_0}\sin 2\phi\left[1-\frac{2\tau_{p10}+\tau_{p20}}{\lambda_1\tau_{p1}(T)}\right]. \qquad /32/
\end{aligned}
\right.
$$

В. Выпишем, наконец, выражения для компонент тока, когда тянущее поле параллельно [110] , $\vec{H} \parallel [001]$:

$$j_y = j^{\text{фг}}\omega_H \tau_{p10}\sin 2\phi+\sigma_0 E\omega_H\tau_{p1}(T)\lambda_1, \qquad /33/$$

$$j_z = j^{\text{фг}}\sin 2\phi+\sigma_0 E. \qquad /34/$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде чем обсудить характерные особенности в зависимостях /28/ - /34/, отметим, что полученные здесь результаты справедливы не только для межзонного возбуждения носителей, но и, вообще говоря, для любого механизма возбуждения, для которого имеет место формула /2/.

Линейно-поляризованный свет /и неравновесность электронной системы/ стимулирует возникновение нечетного /по магнитному полю/ МС /первый член в формуле /28//. Величина нечетного МС /НМС/ определяется исключительно неравновесными носителями на баллистическом этапе их движения в c-зоне, т.е. от момента их рождения до потери направленного импульса. НМС содержит также характерную угловую зависимость: $\sin 2\phi$, по которой на эксперименте можно идентифицировать данный эффект. Знак НМС зависит также и от знака r - величины, характеризующей тип квазиупругого рассеяния. Отметим еще, что впервые на возможность существования межзонного нечетного фотомагнеторезистивного эффекта было обращено внимание в [11] , где рассматривалось рассеяние на АФ в полупроводниках с центром симметрии.

Из формулы /29/, в частности, следует, что при $H=0$ поперечная фотоэдс отлична от нуля /межзонный эффект Когана-Гальперн/. Недавно поперечная фотоэдс была экспериментально обнаружена в кристаллах GaSe / β-модификация/ при межзонных переходах $\Gamma_4^- \to \Gamma_3^+$ [18]. Анализ результатов [18] с помощью /29/ показывает аномально большую подвижность фотовозбужденных ОВ носителей $u_{\text{ф}}$ по сравнению с подвижностью термализованных и темновых носителей (u_0) : $u_{\text{ф}} \sim 10^2 u_0$. Это свидетельствует о том, что в данных экспериментах проявляется ОВ импульсов носителей и баллистический характер их движения.

Формулы /32/ определяют еще один "аномальный" эффект: эффект Холла на фотовозбужденных носителях в продольном магнитном поле. В частном случае рассеяния на АФ при запрещенных переходах в кристаллах с центром симметрии он впервые был рассмотрен в [12]. Выражение для тока j_x /31/ содержит в себе возможность существования фотостимулированного межзонного продольного МС. Например, в кристаллах с центром симметрии, в которых $\vec{j}^{\,\text{фг}}=0$, величина продольного МС равна:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\parallel} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp}\left(\frac{\sigma_2}{2\sigma_0}\sin 2\phi\right)^2, \qquad /35/$$

где $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ - "обычное" четное поперечное МС. Зависимость /35/ может быть объяснена следующим образом. Поляризованная ЭМВ стимулирует появление постоянного электрического поля вдоль оси ОУ. Наличие магнитного поля вдоль ОХ приводит к появлению "поворота" этого поля (E_y) в направлении оси OZ . Обратный "поворот" в магнитном поле к оси ОУ и в поле ЭМВ к оси ОХ приводит к изменению исходного тока, т.е. к появлению МС. Поскольку каждому "повороту" в магнитном поле соответствует множитель $\sim(\Delta\rho/\rho)_{\perp}^{1/2}$, а в поле ЭМВ - множитель $\sim \frac{\sigma_2}{2\sigma_0}\sin 2\phi$, приведенные соображения с точностью до численного множителя дают формулу /35/, полученную непосредственным расчетом.

Обратимся теперь к случаю 3В, который соответствует экспериментальной ситуации в [19-21]. В этих работах исследовалось влияние магнитного поля на ФГ эффект в кристаллах $LiNbO_3:Fe$ [19,20] и ZnS [21] . Была обнаружена линейная зависимость j_z от электрического поля и j_y - от магнитного поля, причем $j_y \sim \sin 2\phi$ [19-21]. /Эти зависимости содержатся в формулах /33/, /34//. Кроме того, при $\vec{E}=0$ отношение j_y/j_z оказалось порядка 1 [19,20] и 0,25 [21], что свидетельствует об аномально больших значениях подвижностей: $u_{\text{ф}} \sim 10^3 u_0$ [19,20] и $u_{\text{ф}} \sim 10^2 u_0$ [21]. Из /33/ и /34/ следует, что $j_y/j_z=\omega_H \tau_{p1}(\epsilon_0)$, тогда, если предположить, что фотовозбужденные ОВ носители рассеиваются на ионизованных примесях $/r=-3/$, то результаты [19-21] согласуются с приведенной формулой при

$\epsilon_0 > 10$ T и при учете того, что на этапе баллистического движения носитель не успевает одеться в поляронную шубу, имея при этом массу, равную массе свободного электрона.

Авторы выражают благодарность И.И.Жеру за обсуждение отдельных аспектов работы и А.А.Белецкому за проведение численных расчетов функции s_ℓ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гальперн Ю.С., Коган Ш.М. ФТП, 1968, 2, с. 1697.
2. Гальперн Ю.С., Коган Ш.М. ЖЭТФ, 1969, 56, с. 355.
3. Гуляев Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, с. 171.
4. Эпштейн Э.М. Письма в ЖТФ, 1976, 2, с. 234.
5. Эпштейн Э.М. Письма в ЖТФ, 1979, 5, с. 993.
6. Малевич В.П., Эпштейн Э.М. ФТТ, 1976, 18, с. 1286; Известия вузов, физика, 1976, №2, с. 121.
7. Эпштейн Э.М. ФТП, 1980, 14, с. 1600.
8. Белиничер В.И., Новиков В.Н. ФТП, 1981, 15, с. 1957.
9. Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М. Письма в ЖТФ, 1982, 8, с. 408.
10. Shmelev G.M., Tsurkan G.I., Epshtein E.M. phys.stat.sol. (b), 1982, 109, No. 1, K53-K59.
11. Нгуен Хонг Шон, Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М. ФТТ, 1982, 24, с. 2381; 1982, 24, с. 3515.
12. Shmelev G.M., Tsurkan G.I., Nguyen Hong Shon. phys.stat.sol. (b), 1982, 114, No. 1, K41-K45.
13. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, с. 415.
14. Захарченя Б.П. и др. УФН, 1982, 136, с. 459.
15. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. В сб.: Проблемы современной физики. "Наука", Л., 1980.
16. Дымников В.Д., Перель В.И. ФТП, 1969, 13, с. 707.
17. Блох М.Д., Магарилл Л.И., Энтин М.В. ФТП, 1978, 12, с. 249.
18. Караман М.И., Мушинский В.П., Шмелев Г.М. ЖТФ, 1983, 53, с.
19. Леванюк А.П., Погосян А.Р., Уюкин Е.М. ДАН СССР, 1981, 256, с. 60.
20. Погосян А.Р., Попов Б.Н., Уюкин Е.М. ФТТ, 1982, 24, с. 2551.
21. Попов Б.Н., Фридкин В.Н. ДАН СССР, 1981, 256, с. 63.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 мая 1983 года.

Шмелев Г.М. и др. P17-83-304

Межзонные фотогальваномагнитные эффекты в полупроводниках

Исследуется влияние асимметрии фотовозбуждения и оптического выстраивания импульсов на кинетику фотоэлектронов в полупроводниках в неквантующем магнитном поле. Принимается во внимание отличие функции распределения носителей от максвелловской и учитывается возможность существования в полупроводниках без центра инверсии фотогальванического эффекта. В указанных условиях выведено кинетическое уравнение, определяющее стационарную функцию распределения носителей, находящихся в постоянных электрическом и магнитном полях, справедливое для любого квазиупругого механизма рассеяния. На основе решения этого уравнения проведено исследование кинетических эффектов в полупроводниковых кристаллах класса Td при различных относительных ориентировках магнитного, тянущего электрического полей и направления распространения линейно-поляризованного света. Полученные аналитические формулы хорошо соответствуют имеющимся результатам экспериментальных работ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Shmelev G.M. et al. P17-82-304

Interband Photogalvanomagnetic Effects in Semiconductors

The influence of asymmetry of photoexcitation and momentum optical alignment on kinetics of photoelectrons in semiconductors in a non-quantizing magnetic field is investigated. The deviation of the carrier distribution function from the Maxwellian form is taken into account and the possibility of existence of the photogalvanic effect in semiconductors without inversion center is emphasized. Under such conditions the kinetic equation determining the carrier distribution function in the presence of a magnetic and a d.c. electric fields is derived that is valid for arbitrary quasi-elastic scattering mechanisms. On the basis of the solution of this kinetic equation the investigation of the kinetic effects in semiconductor crystals of the Td-class is performed for different relative orientations of the magnetic, d.c. electric and linearly polarized light fields. The obtained analytical formulae correspond well to the recent experimental results.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.