сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р17-86-292

Г.М.Шмелев, Нгуен Куок Ань, Во Хонг Ань,
Нгуен Хонг Шон

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ОПТИЧЕСКИ ВЫСТРОЕННЫХ НОСИТЕЛЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

1986

1. В поле интенсивной поляризованной электромагнитной волны распределение носителей по импульсу становится анизотропным, т.е. происходит, как говорят, оптическое выстраивание импульсов /ОВИ/ носителей. Интерференция возникающей в постоянных полях асимметрии распределения и ОВИ приводят к тому, что кинетические коэффициенты перестают удовлетворять соотношениям Онзагера. Это обстоятельство обуславливает возникновение фотостимулированных /ФС/ эффектов, запрещенных в отсутствие волны.

Между ФС гальваномагнитными /или акустоэлектронными/ эффектами и термомагнитными имеется важное различие. Для существования первых ОВИ носителей не требуется - достаточно влияния поляризации подсветки на рассеяние носителей фононами или примесями. Термомагнитные эффекты при этом не возникают, поскольку они принципиально нуждаются в анизотропии функции распределения. До сих пор эта особенность ФС термомагнитных эффектов оставалась незамеченной, а их теория, не учитывающая ОВИ носителей, вынуждена была привлекать дополнительно теплопроводность решетки /1/ /в полностью вырожденных полупроводниках/.

В работе теоретически изучено влияние ОВИ носителей на термомагнитные эффекты при межзонных оптических переходах /п.2/ и при внутризонном поглощении света /п.3/. Электрический вектор ($\vec{F}$) электромагнитной волны лежит в плоскости, перпендикулярной к напряженности магнитного поля $\vec{H}(OZ \parallel \vec{H})$. Эффекты рассчитаны в линейном приближении по H и градиенту температуры. Выбор исследуемых эффектов определяется либо вообще их отсутствием без подсветки /например, поперечный эффект Нернста - Эттингсгаузена /НЭ/ в полностью вырожденном электронном газе/, либо их четной зависимостью от магнитного поля в отсутствие волны /например, продольный эффект НЭ/. В линейном приближении по интенсивности подсветки функция распределения имеет вид

$$n(\vec{p};\vec{F}) = n^{(0)} + n_i^{(1)} p_i /p + n_{ik}^{(2)} p_i p_k /p^2 + \dots ,$$

$$n_i^{(1)}(\vec{p};\vec{F}) = n_i^{(1)}(\vec{p};0) + \delta n_k^{(1)}(\vec{p};0) F_k F_i , \quad n_{ik}^{(2)}(\vec{p};\vec{F}) \sim F_i F_k , \qquad /1/$$

причем $n_i^{(1)}(\vec{p};\vec{F}) = 0$ в отсутствие постоянных полей /$\vec{p}$ - импульс носителя/.

2. Перейдем к построению теории аномальных термомагнитных эффектов на фотовозбужденных электронах при межзонном поглощении света в центросимметричных полупроводниках.

Кинетическое уравнение для функции распределения фотоэлектронов в однородных постоянных электрическом и неквантующем магнитном полях с учетом генерации и ухода носителей имеет вид /2-4/:

$$\frac{\partial n_{\vec p}}{\partial t} + \left(\frac{\vec p}{m_c}, \nabla n_{\vec p}\right) + \left(e\vec E + \omega_H[\vec p;\vec h], \frac{\partial n_{\vec p}}{\partial \vec p}\right) = St[n_{\vec p}] + G(\vec p) - Q(\vec p), \qquad /2/$$

где $St[n_{\vec p}]$ описывает столкновения электронов с фононами или примесями:

$$St[n_{\vec p}] = 2\sum_{\vec p'} [W_{\vec p' \to \vec p}\, n_{\vec p'} - W_{\vec p \to \vec p'}\, n_{\vec p}], \qquad /3/$$

здесь $W_{\vec p \to \vec p'}$ - вероятность перехода электрона из состояния с квазиимпульсом $\vec p$ в состояние с квазиимпульсом $\vec p'$; m_c - эффективная масса электрона в зоне проводимости, ω_H - циклотронная частота. Член генерации в предположении пустой зоны проводимости и заполненной валентной зоны для центросимметричных кристаллов без учета гофрировки валентной зоны равен

$$G(\vec p) = G_0\{1 + \alpha g_{ik}\frac{p_i p_k}{p^2} + \ldots\}\delta(\epsilon - \epsilon_0), \qquad /4/$$

$g_{ik} = f_i f_k - \frac{\delta_{ik}}{3}$, $\vec f = \vec F/F$, $G_0 = KJ/\Omega g(\epsilon_0)$, K - величина порядка коэффициента поглощения неполяризованного света, J, Ω - интенсивность и частота света, α - величина порядка 1, зависящая от типа оптического перехода, $g(\epsilon)$ - плотность состояний в зоне проводимости, $\epsilon = \epsilon_{c\vec p}$, $\epsilon_0 = m_v(\Omega - \epsilon_g)/(m_v + m_c)$, m_v - эффективная масса носителя в валентной зоне. Член, учитывающий уход носителей, выберем в изотропном виде:

$$Q(\vec p) = \frac{n_{\vec p}}{\tau_c(\epsilon)}\theta(T - \epsilon), \qquad /5/$$

$\tau_c(\epsilon)$ - время жизни электрона, $\theta(x)$ - ступенчатая функция, T - температура решетки в энергетических единицах.

Решение уравнения /2/ ищем в виде разложения по сферическим гармоникам /1/. Условие, при котором в разложении /1/ можно ограничиться тремя первыми членами, имеет вид

$$\overline{(e^2 E^2 \tilde\tau_{p2}\tilde\tau_{p3}/p^2)} \ll 1, \qquad /6/$$

где $\tilde\tau_{pi} = \max(\tau_{pi}, \omega_H^{-1})$, τ_{pi} - импульсное время релаксации для i-й гармоники функции распределения. Подставляя /1/ в /2/, получим систему уравнений для определения $n^{(0)}, \vec n^{(1)}$ и $\hat n^{(2)}$ в линейном приближении по $E, \nabla T$ и интенсивности света:

$$\frac{1}{g(\epsilon)}\frac{\partial}{\partial\epsilon}\left\{\frac{\epsilon g(\epsilon)}{\tau_\epsilon(\epsilon)}\left[n^{(0)} + T\frac{\partial n^{(0)}}{\partial\epsilon}\right]\right\} + G_0\delta(\epsilon - \epsilon_0) = \frac{n^{(0)}}{\tau_c(\epsilon)}\theta(T - \epsilon), \qquad /7/$$

$$\vec n^{(1)} = -\omega_H\tau_{p1}[\vec h, \vec n^{(1)}] - \frac{p\tau_{p1}}{m}\left(\frac{\partial n^{(0)}}{\partial T}\nabla T + \frac{2}{5}\frac{\partial \hat n^{(2)}}{\partial T}\nabla T\right) -$$

$$- e\vec E\tau_{p1}\frac{\partial n^{(0)}}{\partial p} + \frac{2}{5p^3}\tau_{p1}\frac{\partial}{\partial p}(p^3 e\hat n^{(2)}\vec E), \qquad /8/$$

$$n_{ik}^{(2)} + \omega_H\tau_{p2}[\vec h \times \hat n^{(2)} - \hat n^{(2)} \times \vec h]_{ik} = -\alpha G\tau_{p20}\,\delta(\epsilon - \epsilon_0)g_{ik}, \qquad /9/$$

здесь $\tau_{pj0} = \tau_{pi}(\epsilon_0)$. Решая систему уравнений /7/-/9/ в линейном приближении по магнитному полю и подставляя найденную функцию $\vec n^{(1)}$ в формулу для плотности электрического тока и плотности потока энергии, получим

$$j_i = \sigma_{ik}E_k - \beta_{ik}\nabla_k T, \qquad /10/$$

$$w_i = \gamma_{ik}E_k - \kappa_{ik}\nabla_k T, \qquad /11/$$

где кинетические коэффициенты $\sigma_{ik}(\vec H)$, $\beta_{ik}(\vec H)$, $\gamma_{ik}(\vec H)$, $\kappa_{ik}(\vec H)$ равны

$$\sigma_{ik}(\vec H) = \frac{e^2 n}{m_c}\{<\tau_{p1}>\delta_{ik} - \omega_H<\tau_{p1}^2>u_{ik}\} -$$

$$- r\sigma_2\{g_{ik} - \omega_H(2\tau_{p10} + \tau_{p20})u_{i\ell}g_{\ell k} + \omega_H\tau_{p20}g_{i\ell}u_{\ell k}\}, \qquad /12/$$

$$\beta_{ik}(\vec H) = -\frac{en}{m_c}\{<\tau_{p1}>_T\delta_{ik} - \omega_H<\tau_{p1}^2>_T u_{ik}\} -$$

$$- \ell\beta_2\{g_{ik} - \omega_H(\tau_{p10} + 2\tau_{p20})u_{i\ell}g_{\ell k} + 2\omega_H\tau_{p20}g_{i\ell}u_{\ell k}\}, \qquad /13/$$

$$\gamma_{ik}(\vec H) = \frac{en}{m_c}\{<\epsilon\tau_{p1}>\delta_{ik} - \omega_H<\epsilon\tau_{p1}^2>u_{ik}\} + \gamma_2\{(2-r)[g_{ik} -$$

$$- \omega_H\tau_{p20}(u_{i\ell}g_{\ell k} - g_{i\ell}u_{\ell k})] - 2\omega_H\tau_{p10}u_{i\ell}g_{\ell k}(1-r)\}, \qquad /14/$$

$$\kappa_{ik}(\vec H) = \frac{n}{m_c}\{<\epsilon\tau_{p1}>_T\delta_{ik} - \omega_H<\epsilon\tau_{p1}^2>_T u_{ik}\} - \ell\kappa_2\{g_{ik} -$$

$$- 2\omega_H\tau_{p20}(u_{i\ell}g_{\ell k} - g_{i\ell}u_{\ell k}) - \omega_H\tau_{p10}u_{i\ell}g_{\ell k}\}, \qquad /15/$$

$(u_{ik} = \epsilon_{ik\ell}h_\ell)$.

При выводе формул /12/ - /15/ предполагалось, что $\tau_{pi}(\epsilon) \sim \epsilon^{-r/2}$, $\tau_{pi}(T) \sim T^{\ell}$, величины $\sigma_2, \beta_2, \gamma_2$ и κ_2 соответственно равны

$$\sigma_2 = \frac{2\sqrt{2m_c}}{15\pi^2} \alpha e^2 G_0 \epsilon_0^{1/2} \tau_{p10} \tau_{p20}, \quad \beta_2 = \frac{4\sqrt{2m_c}}{15\pi^2} e \alpha G_0 \tau_{p10} \tau_{p20} \frac{\epsilon_0^{3/2}}{T},$$

$$\gamma_2 = \frac{2\sqrt{2m_c}}{15\pi^2} \alpha e G_0 \epsilon_0^{3/2} \tau_{p10} \tau_{p20}, \quad \kappa_2 = \frac{4\sqrt{2m_c}}{15\pi^2} \alpha G_0 \tau_{p10} \tau_{p20} \frac{\epsilon_0^{5/2}}{T}. \qquad /16/$$

Усреднив $\langle \ldots \rangle$, $\langle \ldots \rangle_T$, получим $(x = \epsilon/T)$:

$$\langle \ldots \rangle = -\frac{(2m_c T)^{3/2}}{3\pi^2 n} \int_0^{\infty} x^{3/2} \frac{\partial n^{(0)}}{\partial x} (\ldots) dx, \qquad /17/$$

$$\langle \ldots \rangle_T = -\frac{(2m_c)^{3/2} T^{5/2}}{3\pi^2 n} \int_0^{\infty} x^{3/2} \frac{\partial n^{(0)}}{\partial T} (\ldots) dx. \qquad /18/$$

Функция $n^{(0)}$ равна

А/

$$n^{(0)}_{(x)} = n^{(A)}_{(x)} = \frac{\tau_c(\epsilon_0) G_0}{T} \delta(x - x_0), \quad x_0 = \frac{\epsilon_0}{T}, \quad (\tau_c(T) \ll \tau_\epsilon(T)), \qquad /19/$$

Б/

$$n^{(0)}_{(x)} = n^{(Б)}_{(x)} = \frac{4\pi^{3/2} e^{-x}}{(2m_c T)^{3/2}} \{1 + \gamma\theta(x-1) \int_1^x \frac{\theta(x_0 - y)}{y^2} e^y dy\}; \quad (\tau_c(T) \gg \tau_\epsilon(T)), \qquad /20/$$

где $\gamma = \tau_\epsilon(T)/\tau_c(T)$, $\theta(x)$ - ступенчатая функция.

Теперь, зная кинетические коэффициенты, можно рассчитать термомагнитные эффекты. Рассмотрим некоторые наиболее важные из них для невырожденных полупроводников. Результаты приведем для случая рассеяния носителей на акустических фононах при $\tau_c(T) \gg \tau_\epsilon(T)$.

Поперечный эффект Нернста - Эттингсгаузена

Пусть магнитное поле $\vec{H}$ направлено вдоль оси OZ, в направлении оси OX приложен градиент температуры /в направлении оси OY поддерживается изотермический режим/, образец гальванически разомкнут во всех направлениях, $\vec{F} \in XOY$. Поперечный эффект НЭ заключается в возникновении в поперечном /по отношению к направлениям $\vec{H}$ и ∇T/ направлении OY постоянного электрического поля E_y:

$$E_Y = E_{НЭ} = -(\sigma_{xx}\beta_{yx} - \sigma_{yx}\beta_{xx})(\sigma_{xx}^2 - \sigma_{xy}\sigma_{yx})^{-1} \nabla_x T =$$

$$= -\frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\tau_{p1}(T)}{m_c c} H \nabla_x T - \frac{\sigma_2}{4\sigma_0} \frac{1}{e} \nabla_x T \sin 2\psi -$$

$$- \frac{\sigma_2}{\sigma_0} \frac{H}{m_c c} \nabla_x T \{ \frac{1}{2} [\frac{\sqrt{\pi}}{6} \tau_{p1}(T) - (\cos^2\psi - \frac{1}{3}) \tau_{p10} - \tau_{p20} \cos 2\psi] +$$

$$+ 2x_0 [(\tau_{p10} + 2\tau_{p20} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tau_{p2}(T))(\cos^2\psi - \frac{1}{3}) - 2\tau_{p20}(\sin^2\psi - \frac{1}{3})]\}, \qquad /21/$$

где ψ - угол между $\nabla_x T(OX)$ и $\vec{F}$, $\sigma_0 = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2 n}{m_c} \tau_{p1}(T)$ - электропроводность полупроводника в зоне проводимости в отсутствие внешних полей. Первое слагаемое формулы /21/ представляет собой нефотостимулированный поперечный эффект НЭ, обычно существующий в невырожденных полупроводниках без подсветки /5,6/. Второе слагаемое в /21/, отличное от нуля и при $H=0$ - ФС поперечная термоэдс, а третье - ФС поперечный эффект НЭ. При отключении освещения /$\sigma_2=0$/ из /21/ получается известный результат поперечного эффекта НЭ для невырожденных полупроводников /5,6/, а при отключении магнитного поля /$H=0$/ из /21/ следует формула для ФС поперечной термоэдс /последняя полностью обусловлена оптическим выстраиванием импульсов носителей/.

Продольный нечетный эффект Нернста - Эттингсгаузена

Пусть $\vec{H} \parallel OZ$, $\vec{F} \in XOY$, $\nabla_x T \neq 0$, $\nabla_y T = 0$, $\vec{j} = 0$, тогда в направлении градиента температуры(OX) возникает постоянное электрическое поле /термоэдс/ $E_x = \alpha_{xx}(\vec{H}) \cdot \nabla_x T$. Продольный эффект НЭ заключается в изменении термоэдс в магнитном поле, определяется величиной $\Delta\alpha = \alpha_{xx}(\vec{H}) - \alpha_{xx}(0)$ и является четным эффектом по магнитному полю без подсветки. В нашем случае величина $\Delta\alpha$ равна

$$\Delta\alpha = \frac{H}{2m_c c} \sin 2\psi \frac{\sigma_2}{\sigma_0} \{ (\frac{1}{2} - 2x_0) \tau_{p10} + (1 - 8x_0) \tau_{p20} \}. \qquad /22/$$

Таким образом, продольный /ФС/ эффект НЭ, как в /7/ /в /7/ вычислен ФС продольный нечетный эффект НЭ в невырожденных полупроводниках при внутризонном поглощении света/, является нечетным по магнитному полю. Здесь отметим угловую зависимость $\sin 2\psi$, как в /7/, но подчеркнем, что продольный нечетный эффект НЭ полностью обусловлен ОВИ электронов, и он исчезает при отключении освещения.

При экспериментальном исследовании анизотропной фотопроводимости /8/ найдено, что отношение $\sigma_2/\sigma_0 \sim 10^{-3} - 10^{-4}$, что гарантирует наблюдение предсказанных здесь эффектов.

3. Рассмотрим возникновение термомагнитных эффектов в полностью вырожденных полупроводниках в присутствии лазерной под-

светки, вызывающей внутризонные переходы. Полупроводник считаем однородным, изначально изотропным и с квадратичным законом дисперсии электронов. Будем исходить из квантового кинетического уравнения для низкочастотной части функции распределения электронов в поле классического магнитного поля $\vec{H}$ и сильной электромагнитной волны [9,10]:

$$\frac{\partial n_{\vec{p}}}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m}\frac{\partial n_{\vec{p}}}{\partial \vec{r}} + (e\vec{E} + \omega_H[\vec{p},\vec{h}], \frac{\partial n_{\vec{p}}}{\partial \vec{p}}) = 2\pi \sum_{\vec{k}} |C_{\vec{k}}|^2 \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} J_\ell^2(\vec{a},\vec{k}) \cdot$$

$$\cdot\{[n_{\vec{p}+\vec{k}}(1-n_{\vec{p}})(N_{\vec{k}}+1) - n_{\vec{p}}(1-n_{\vec{p}+\vec{k}})N_{\vec{k}}]\delta(\epsilon_{\vec{p}+\vec{k}} - \epsilon_{\vec{p}} - \omega_{\vec{k}} - \ell\Omega) + \qquad /23/$$

$$+ [n_{\vec{p}-\vec{k}}(1-n_{\vec{p}})N_{\vec{k}} - n_{\vec{p}}(1-n_{\vec{p}-\vec{k}})(N_{\vec{k}}+1)]\delta(\epsilon_{\vec{p}-\vec{k}} - \epsilon_{\vec{p}} + \omega_{\vec{k}} - \ell\Omega)\},$$

где $C_{\vec{k}}$ - матричный элемент оператора электрон-фононного взаимодействия, $J_\ell(x)$ - функция Бесселя вещественного аргумента, $\vec{k}$, $\omega_{\vec{k}}$ и $N_{\vec{k}}$ - волновой вектор, частота и число заполнения фононов, $\vec{a} = e\vec{F}/m\Omega$, Ω - частота излучения /$\hbar$ = 1/. В дальнейшем ограничимся случаем, когда отношение между средней энергией электрона в поле волны и энергией фотона мало / $\beta = \frac{e^2F^2}{m\Omega^2}/\Omega \ll 1$/, тогда функцию распределения можно искать путем итераций по β в виде /1/, и уравнение /23/ распадается на систему из трех уравнений, где уравнение для $\vec{n}^{(1)}$ имеет вид

$$(\frac{\partial \vec{n}^{(1)}}{\partial t} + \frac{\vec{n}^{(1)}}{\tau_{p1}(\epsilon_{\vec{p}})} + \omega_H[\vec{h},\vec{n}^{(1)}], \frac{\vec{p}}{p}) = -e(\vec{A},\frac{\vec{p}}{p})\frac{\partial n^{(0)}}{\partial p} + \frac{\pi}{2}\sum_{\vec{k}} |C_{\vec{k}}|^2 (\vec{a},\vec{k})^2 \cdot$$

$$\cdot(2N_{\vec{k}}+1)[(\vec{\chi}^{(1)}(\epsilon_{\vec{p}+\vec{k}}),\vec{p}+\vec{k}) - (\vec{\chi}^{(1)}(\epsilon_{\vec{p}}),\vec{p})][\delta(\epsilon_{\vec{p}+\vec{k}} - \epsilon_{\vec{p}} - \Omega) - 2\delta(\epsilon_{\vec{p}+\vec{k}} - \epsilon_{\vec{p}}) +$$

$$+ \delta(\epsilon_{\vec{p}-\vec{k}} - \epsilon_{\vec{p}} + \Omega)] - \frac{2}{5p^3}\frac{\partial}{\partial p}(p^3 e\hat{n}^{(2)}\vec{A},\frac{\vec{p}}{p}), \qquad /24/$$

здесь $\vec{A} = \vec{E}^* - \frac{\epsilon_{\vec{p}} - \zeta}{eT}\nabla T$, $\vec{E}^* = \vec{E} - \frac{\nabla\zeta}{e}$, ζ - химический потенциал вещества, $\vec{\chi}^{(1)}(\epsilon)$ определяется формулой из [5], а функции $n^{(0)}$ и $\hat{n}^{(2)}$ найдены в [11] для случая, когда $\vec{H} \| OZ$. В линейном приближении по $\mathbf{H}$ и для произвольной ориентации магнитного поля $n_{ik}^{(2)}$ равно

$$n_{ik}^{(2)} = \frac{\tau_{p2}(\epsilon)\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa}{4\tau_{p1}(\Omega)}\{f^{(0)}(\epsilon) + \frac{1}{2}\theta(\epsilon-\Omega)\sqrt{1-\frac{\Omega}{\epsilon}}f^{(0)}(\epsilon-\Omega)\}\cdot \qquad /25/$$

$$\cdot\{g_{ik} - \omega_H\tau_{p2}(\epsilon)[\vec{h}\times\hat{g} - \hat{g}\times\vec{h}]_{ik}\},$$

где $\kappa = v_s\sqrt{2m\Omega}/2T$, v_s - скорость звука в веществе, $\tau_{p1(2)}(\epsilon)$ - время релаксации для первой и второй гармоник, символ $[\ldots]_{ik}$ означает $[\vec{h}\times\hat{g} - \hat{g}\times\vec{h}]_{ik} = \epsilon_{i\ell m}h_\ell g_{mk} - g_{in}\epsilon_{m\ell k}h_\ell$, $\epsilon_{m\ell k}$ - единичный антисимметричный тензор третьего порядка, $f^{(0)}(\epsilon)$ - равновесная функция распределения электронов.

Решая уравнение /24/ и подставляя найденное выражение для $\vec{n}^{(1)}$ в формулы для плотности электрического тока и плотности потока энергии, получим для соответствующих формулам /10/ и /11/ кинетических коэффициентов следующие выражения:

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{(0)} + \sigma_{ik}^{(1)} + \sigma_{ik}^{(2)}, \qquad /26/$$

$$\sigma_{ik}^{(0)} = \frac{e^2 n}{m} \ll \tau_{p1}(\epsilon)(\delta_{ik} - \omega_H\tau_{p1}(\epsilon)u_{ik}) \gg, \quad (u_{ik} = \epsilon_{ik\ell}h_\ell), \qquad /27/$$

$$\sigma_{ik}^{(1)} = \frac{e^2 n}{m}\{\tau_{p1}(\Omega)<\tau_{p1}(\epsilon)>\lambda_{ik} - <\tau_{p1}^2(\epsilon)A_{ik}> - \omega_H[\tau_{p1}(\Omega)<\tau_{p1}^2(\epsilon)>\lambda_{i\ell}u_{\ell k} + \qquad /28/$$

$$+ \tau_{p1}^2(\Omega)<\tau_{p1}(\epsilon)>u_{i\ell}\lambda_{\ell k} - <\tau_{p1}^3(\epsilon)(A_{i\ell}u_{\ell k} + u_{i\ell}A_{\ell k})>]\},$$

$$\sigma_{ik}^{(2)} = \frac{e^2 n}{m}\{<\tau_{p1}(\epsilon)|1>g_{ik} - \omega_H[<\tau_{p1}(\epsilon)|\tau_{p2}(\epsilon)>(u_{i\ell}g_{\ell k} - g_{i\ell}u_{\ell k}) + \qquad /29/$$

$$+ <\tau_{p1}^2(\epsilon)|1>u_{i\ell}g_{\ell k}]\},$$

$$\beta_{ik} = \beta_{ik}^{(0)} + \beta_{ik}^{(1)} + \beta_{ik}^{(2)}, \qquad /30/$$

$$\beta_{ik}^{(0)} = \frac{en}{mT} \ll (\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)(\delta_{ik} - \omega_H\tau_{p1}(\epsilon)u_{ik}) \gg, \qquad /31/$$

$$\beta_{ik}^{(1)} = \frac{en}{mT}\{\tau_{p1}(\Omega)<(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)>\lambda_{ik} - <(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^2(\epsilon)A_{ik}> +$$

$$+ \omega_H<(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^3(\epsilon)(A_{i\ell}u_{\ell k} + u_{i\ell}A_{\ell k})> - \omega_H\tau_{p1}(\Omega)[<(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^2(\epsilon)>\lambda_{i\ell}u_{\ell k} + \qquad /32/$$

$$+ \tau_{p1}(\Omega)<(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)>u_{i\ell}\lambda_{\ell k}]\},$$

$$\beta_{ik}^{(2)} = \frac{en}{mT}\{<\tau_{p1}(\epsilon)|1>_1 g_{ik} - \omega_H[<\tau_{p1}(\epsilon)|\tau_{p2}(\epsilon)>_1(u_{i\ell}g_{\ell k} - g_{i\ell}u_{\ell k}) + \qquad /33/$$

$$+ <\tau_{p1}^2(\epsilon)|1>_1 u_{i\ell}g_{\ell k}]\},$$

$$\gamma_{ik} = \gamma_{ik}^{(0)} + \gamma_{ik}^{(1)} + \gamma_{ik}^{(2)}, \qquad /34/$$

$$\gamma_{ik}^{(0)} = T\beta_{ik}^{(0)} = \frac{en}{m} \langle\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)(\delta_{ik}-\omega_H\tau_{p1}(\epsilon)u_{ik})\rangle\rangle, \qquad /35/$$

$$\gamma_{ik}^{(1)} = \frac{en}{m}\{\Omega\tau_{p1}(\Omega)\langle\tau_{p1}(\epsilon)\rangle\lambda_{ik} - \langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^2(\epsilon)A_{ik}\rangle -$$

$$-\omega_H[\Omega\tau_{p1}(\Omega)\langle\tau_{p1}^2(\epsilon)\rangle\lambda_{i\ell}u_{\ell k} + \Omega\tau_{p1}^2(\Omega)\langle\tau_{p1}(\epsilon)\rangle u_{i\ell}\lambda_{\ell k} - \qquad /36/$$

$$-\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^3(\epsilon)(A_{i\ell}u_{\ell k}+u_{i\ell}A_{\ell k})\rangle]\},$$

$$\gamma_{ik}^{(2)} = \frac{en}{m}\{\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)|1\rangle g_{ik} - \omega_H[\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)|\tau_{p2}(\epsilon)\rangle\cdot$$

$$(u_{i\ell}g_{\ell k}-g_{i\ell}u_{\ell k}) + \langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^2(\epsilon)|1\rangle u_{i\ell}g_{\ell k}]\}, \qquad /37/$$

$$\kappa_{ik} = \kappa_{ik}^{(0)} + \kappa_{ik}^{(1)} + \kappa_{ik}^{(2)}\,\kappa_L\cdot\delta_{ik} \qquad /38/$$

$$\kappa_{ik}^{(0)} = \frac{n}{mT}\langle\langle(\epsilon-\zeta)^2\tau_{p1}(\epsilon)(\delta_{ik}-\omega_H\tau_{p1}(\epsilon)u_{ik})\rangle\rangle, \qquad /39/$$

$$\kappa_{ik}^{(1)} = \frac{n}{mT}\{\Omega\tau_{p1}(\Omega)\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)\rangle\lambda_{ik} - \langle(\epsilon-\zeta)^2\tau_{p1}^2(\epsilon)A_{ik}\rangle -$$

$$-\omega_H[\Omega\tau_{p1}(\Omega)\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}^2(\epsilon)\rangle\lambda_{i\ell}u_{\ell k} + \Omega\tau_{p1}^2(\Omega)\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)\rangle u_{i\ell}\lambda_{\ell k} - \qquad /40/$$

$$-\langle(\epsilon-\zeta)^2\tau_{p1}^3(\epsilon)(A_{i\ell}u_{\ell k}+u_{i\ell}A_{\ell k})\rangle]\},$$

$$\kappa_{ik}^{(2)} = \frac{n}{mT}\{\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)|1\rangle_1 g_{ik} - \omega_H[\langle(\epsilon-\zeta)\tau_{p1}(\epsilon)|\tau_{p2}(\epsilon)\rangle_1 \times$$

$$\times(u_{i\ell}g_{\ell k}-g_{i\ell}u_{\ell k}) + \langle(\epsilon-\zeta)^2\tau_{p1}^2(\epsilon)|1\rangle_1 u_{i\ell}g_{\ell k}]\}, \qquad /41/$$

κ_L - решеточная теплопроводность, усреднения $\langle\langle\ldots\rangle\rangle$, $\langle\ldots|***\rangle$, $\langle\ldots|***\rangle_1$ имеют вид

$$\langle\ldots\rangle = -\frac{(2m)^{3/2}}{3\pi^2 n}\int_0^\infty \epsilon^{3/2}\frac{\partial n^{(0)}}{\partial\epsilon}(\ldots)d\epsilon, \qquad /42/$$

$$\langle\ldots|***\rangle = -\frac{2(2m)^{3/2}}{15\pi^2 n}\int_0^\infty(\ldots)\frac{\partial}{\partial\epsilon}\{\epsilon^{3/2}\phi_2(\epsilon)(***)\}d\epsilon, \qquad /43/$$

$$\langle\ldots|***\rangle_1 = -\frac{2(2m)^{3/2}}{15\pi^2 n}\int_0^\infty(\ldots)\frac{\partial}{\partial\epsilon}\{\epsilon^{3/2}(\epsilon-\zeta)\phi_2(\epsilon)(***)\}d\epsilon, \qquad /44/$$

функции $n^{(0)}$ и ϕ_2 определяются соответствующими формулами /11/.

При рассеянии электронов на акустических фононах величины λ_{ik} и A_{ik} равны соответственно

$$\lambda_{ik} = \frac{1}{3}\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa\,\tau_{p1}^{-1}(\Omega)f_i f_k, \qquad /45/$$

$$A_{ik} = \frac{1}{6}\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa\{\frac{\delta_{ik}}{\tau_{p1}(\Omega)} - \frac{1}{160}\frac{\epsilon}{\Omega}\frac{1}{\tau_{p1}(\epsilon)}(\delta_{ik}+2f_i f_k)\}. \qquad /46/$$

Как видно из приведенных формул, соотношения Онзагера для кинетических коэффициентов в присутствии сильной электромагнитной волны нарушаются, например, $\beta_{ik}(\vec{H}) \neq \beta_{ki}(-\vec{H})$, что и приводит к возникновению аномальных кинетических эффектов. Кроме того, из /32/ и /40/ легко видеть, что для полностью вырожденного электронного газа $\beta_{ik}^{(1)}$ и $\kappa_{ik}^{(1)}$, соответствующие учету дипольной деформации функции распределения и отвечающие за возникновение аномальных термомагнитных эффектов, равны нулю. Следовательно, учет только дипольной деформации функции распределения не может обеспечить возникновение аномальных термомагнитных эффектов, и это объясняет отсутствие до сих пор замкнутой теории ФС термомагнитных эффектов. Здесь отметим также, что $\sigma_{ik}^{(0)}$, $\beta_{ik}^{(0)}$, $\gamma_{ik}^{(0)}$ и $\kappa_{ik}^{(0)}$, соответствующие учету разогрева электронного газа в поле электромагнитной волны, удовлетворяют соотношениям Онзагера и поэтому не могут служить причиной возникновения аномальных кинетических эффектов. Таким образом, аномальные термомагнитные эффекты полностью обусловлены квадрупольной деформацией функции распределения, т.е. "внутризонным" оптическим выстраиванием импульсов электронов.

Далее рассмотрим некоторые наиболее важные из термомагнитных эффектов, как и в п.2, причем для определенности будем считать, что электроны рассеиваются преимущественно на акустических фононах.

Поперечный эффект Нернста - Эттингсгаузена

Пусть магнитное поле $\vec{H}$ направлено вдоль оси OZ, линейно поляризованное поле лазерной подсветки $\vec{F}$ лежит в плоскости XOY, градиент температуры приложен вдоль оси OX, образец гальванически разомкнут во всех направлениях $/\vec{j} = 0/$. Тогда поперечное поле НЭ равно

$$E_y^* = -\frac{\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa}{30\pi e}\sqrt{x_0 x_F}\nabla_x T\{\sin 2\psi + \omega_H\tau_{p1}(\epsilon_F)[2+\frac{3}{2}\cos 2\psi -$$

$$-(2+\frac{4}{3}\ln 4 + 5\ln(\omega_H\tau_{p1}(\epsilon_F))^2 + 4\ln x_F]\}, \qquad /47/$$

где ψ - угол между $\vec{F}$ и $\nabla_x T$, $x_0 = \Omega/T$, $x_F = \epsilon_F/T$.

Первое слагаемое в фигурных скобках /47/, существующее и при $\dot{H} = 0$, представляет собой поперечную термоэдс, которая без подсветки /при $\beta = 0$/ не существует в полностью вырожденных полупроводниках [5,6]. Это есть аналог поперечной фотоэдс [12], ФС поперечного радиоэлектрического [13] или ФС поперечного акустоэлектрического [14] эффектов; только здесь роль тянущего поля играет $\nabla_x T$. Второе слагаемое в /47/ определяет ФС поперечный эффект НЭ, также имеющий аналог с ФС эффектом Холла и АМЭ эффектом. ФС поперечный эффект НЭ также исчезает при отсутствии подсветки.

Для сравнения мы приводим расчет поперечного эффекта НЭ в сильно вырожденных полупроводниках, когда нужно учитывать "хвост" вырождения [5,6]. В этом случае во втором порядке по вырождению поперечное поле НЭ равно

$$E = -\frac{\pi^2}{6}\frac{\mu H}{c}\frac{1}{e}\frac{T}{\epsilon_F}\nabla_x T, \qquad /48/$$

где $\mu = e\tau(\epsilon_F)/m$ - подвижность носителей.

Численные оценки показывают, что при подсветке лазером на CO_2 /$F = 10^5$ В/см, $\Omega = 10^{14}$ c^{-1}/, эффективной массе электронов $m = 10^{-28}$ г, $\epsilon_F \approx 10^{-2}$ эВ, $T = 10$ К отношение ФС поперечного поля НЭ к E порядка 10. Таким образом, ФС поперечный эффект НЭ вносит основной вклад в это явление.

ФС продольный эффект Нернста - Эттингсгаузена

Пусть $\vec{H} \parallel OZ$, $\vec{F} \in XOY$, $\nabla_x T \neq 0$, $\nabla_y T = 0$, $\vec{j} = 0$. Тогда продольный эффект НЭ равен

$$\Delta\alpha = \frac{\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa}{30\pi}\frac{\mu H}{c}\frac{1}{2e}\sin 2\psi\sqrt{x_0 x_F}\{4 + 4\ln 4 + 12\ln x_F + 15\ln(\mu H/c)^2\}. \qquad /49/$$

Формула /49/ определяет ФС продольный нечетный эффект НЭ в полностью вырожденных полупроводниках. Отметим здесь сходство угловой зависимости /49/ с угловой зависимостью ФС продольного нечетного эффекта НЭ в невырожденных полупроводниках [7]. В отличие от [7], где продольный эффект НЭ в невырожденных полупроводниках существует в квадратичном приближении по магнитному полю без подсветки, в полностью вырожденных полупроводниках он без подсветки не возникает и в следующих порядках по H. Таким образом, ФС продольный эффект НЭ в полностью вырожденных полупроводниках существует в "чистом виде", и при его измерении нет необходимости его отделять от возможных четных эффектов.

ФС эффект Эттингсгаузена

Пусть $\vec{H} \parallel OZ$, $\vec{F} \in XOY$, $j_y = 0$, $\nabla_x T = 0$, $\omega_y = 0$, а в направлении оси OX течет ток $\vec{j}_x$. Эффект Эттингсгаузена состоит в возникновении поперечного градиента температуры $\nabla_y T$ [6], который равен

$$\nabla_y T = \frac{j_x}{e\kappa_L}\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa\{[-\frac{1}{6}\Omega - \frac{\sqrt{\Omega\epsilon_F}}{15\pi}]\sin 2\psi - \frac{\mu H}{c}\frac{\sqrt{\Omega\epsilon_F}}{5\pi}[\frac{2}{3}\cos^2\psi - \frac{2}{9} + \frac{1}{8}(1 + \frac{4}{3}\ln 4 + 5\ln(\mu H/c)^2(\frac{1}{3} - 5\cos 2\psi)]\}. \qquad /50/$$

ФС эффект Магджи-Риги-Ледюка

Пусть $\vec{H} \parallel OZ$, $\vec{F} \in XOY$, образец гальванически разомкнут в направлениях OX, OY / $j_x = j_y = 0$/, $\nabla_y T = 0$, $\nabla_x T \neq 0$. Эффект Магджи-Риги-Ледюка определяется изменением теплопроводности в магнитном поле:

$$\Delta\kappa = \kappa(\vec{H}) - \kappa(0) = -\frac{\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa}{20\pi}\frac{n\tau_{p1}(\epsilon_F)}{m}\sin 2\psi(\frac{\mu H}{c})\sqrt{x_0 x_F}\cdot\{\frac{9}{2} + \frac{8}{3}\ln 4 + 8\ln x_F + 10\ln(\mu H/c)\}. \qquad /51/$$

ФС эффект Риги-Ледюка $\vec{H} \parallel OZ$, $\nabla_x T \neq 0$, $\vec{F} \in XOY$, $j_x = j_y = 0$, $\omega_y = 0$

Эффект Риги-Ледюка заключается в возникновении поперечного градиента температуры $\nabla_y T$

$$\nabla_y T = -\frac{n\tau_{p1}(\epsilon_F)\,\epsilon_F}{m\kappa_L}\frac{\beta\kappa\,\mathrm{cth}\,\kappa}{25\pi}\sqrt{x_0 x_F}\,\nabla_x T\{\sin 2\psi - \frac{5}{4}\frac{\mu H}{c}[\cos 2\psi - \frac{1}{2}(2 + \frac{4}{3}\ln 4 + 4\ln x_F + 5\ln(\mu H/c)^2)(\sin^2\psi - \frac{1}{3})]\}. \qquad /52/$$

В заключение подчеркнем, что все рассмотренные ФС термомагнитные эффекты в п.3, характеризуются сложной зависимостью от магнитного поля /ввиду присутствия слагаемого, пропорционального $\sim H\ln H$/. Заметим также, что с помощью приведенных кинетических коэффициентов σ_{ik}, β_{ik}, γ_{ik} и κ_{ik} при $H = 0$ можно вычислить и ФС термоэлектрические эффекты в полностью вырожденных полупроводниках.

Результаты исследования данных и других ФС термомагнитных эффектов могут использоваться для регистрации поляризованного излучения и получения информации о доминирующих механизмах рассеяния носителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малевич В.Л., Эпштейн Э.М. Изв.вузов, сер.Физика, 1976, т.19, № 2, с.121.
2. Нгуен Хонг Шон, Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М. ФТТ, 1982, т.24, № 6, с.2381; ФТТ, 1982, т.24, № 11, с.3515.
3. Шмелев Г.М. и др. ОИЯИ, Р17-83-304, Дубна, 1983.
4. Шмелев Г.М. и др. ФТТ, 1984, т.26, № 6, с.1609.
5. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. "Наука", М., 1978.
6. Аскеров Б.М. Кинетические явления в полупроводниках. "Наука", Л., 1970.
7. Джаксимов Е. ФТП, 1981, т.15, № 2, с.407.
8. Караман М.И., Мушинский В.П., Шмелев Г.М. ЖТФ, 1983, т.53, № 6, с.1198.
9. Мельников В.И. Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, № 3, с.204.
10. Эпштейн Э.М. ФТТ, 1969, т.11, № 10, с.2732.
11. Нгуен Хонг Шон, Шмелев Г.М. ФТП, 1985, т.15, № 1, с.58.
12. Гальперн Ю.С., Коган Ш.М. ЖЭТФ, 1969, т.56, № 1, с.355.
13. Shmelev G.M., Tsurkan G.I., Epshtein E.M. phys.stat.sol.(b), 1982, v.109, №1, p.K53.
14. Шмелев Г.М., Нгуен Куок Ань, Цуркан Г.И. В кн.: Материалы для полупроводниковой электроники. "Штиинца", Кишинев, 1984, с.106.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1986 года.

Шмелев Г.М. и др. Р17-86-292

Термомагнитные эффекты на оптически выстроенных носителях в полупроводниках

Теоретически изучено влияние оптического выстраивания импульсов электронов на термомагнитные эффекты в полупроводниках в классических магнитных полях. Рассмотрены ситуации, когда линейно поляризованная подсветка вызывает межзонные или внутризонные оптические переходы. Термомагнитные эффекты рассчитаны в линейном приближении по градиенту температуры, интенсивности подсветки и в слабых магнитных полях. Обнаружены эффекты, аномально зависящие от магнитного поля, например, продольный нечетный эффект Нернста – Эттингсгаузена.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Shmelev G.M. et al. P17-86-292

Thermomagnetic effects on Optically Alignmented Carriers in Semiconductors

The influence of the crystal momentums of electron optical alignment on thermomagnetic effects in semiconductors in classical magnetic fields, is theoretically investigated. The situations, in which linearly polarized light bias induced interband or intraband transitions, are considered. Thermomagnetic effects are calculated in linear approximation on temperature gradient, intensity of the light bias and in a weak magnetic field. It is discovered the effects, which anomally depending from magnetic field, e.g. longitudinal odd Nernst - Ettingshausen effect.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986