ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л. И. Магарилл

Рассмотрен фотогальванический эффект в несимметричных двумерных электронных структурах в магнитном поле, лежащем в плоскости слоя, при нормальном падении излучения на систему. Эффект обусловлен нецентроинверсностью энергетического спектра электрона в направлении поперек магнитного поля и нормали к плоскости слоя. Расчет тока проведен с помощью формулы типа Кубо для квадратичного отклика на основе модельного гамильтониана со спин-орбитальным слагаемым вида α [σ, $\mathbf{p}$]$\mathbf{c}$, где $\mathbf{p}$— оператор двумерного импульса электрона, $\mathbf{c}$ — одна из двух неэквивалентных нормалей. Показано, что эффект носит резонансный характер. В относительно слабых магнитных полях резонансная частота соответствует величине спинового расщепления спектра в отсутствие магнитного поля, что дает возможность прямого измерения параметра α.

1. В несимметричных двумерных (2D) электронных структурах, т. е. в системах с асимметричным потенциалом, ограничивающим движение электронов поперек слоя, имеется выделенное направление — вектор нормали $\mathbf{c}$ к плоскости системы. В результате гамильтониан электрона в методе эффективной массы содержит инвариант $\mathscr{H}_s = \alpha\, [\sigma, \mathbf{p}]\, \mathbf{c}$ [1, 2] (σ — матрицы Паули, $\mathbf{p}$ — оператор двумерного импульса), приводящий к спиновому расщеплению спектра. Это расщепление обсуждалось в работе [3], а для систем в нормальном и продольном магнитном поле в [2, 4, 5] (см. также [6]). Коэффициент α определяется в основном спин-орбитальным взаимодействием с короткодействующим потенциалом поверхности (в случае инверсионного слоя) [1] или с короткодействующим потенциалом разрыва зон (в случае гетероперехода) [6]. Эксперименты по обнаружению спинового расщепления спектра, проведенные на гетероструктурах на основе GaAs—$Al_xGa_{1-x}As$ [7, 8], позволили оценить характерную скорость α [2]. Для дырочного канала на поверхности Si экспериментальное исследование биений шубниковских осцилляций проводимости и оценка α проводились в [9]. Ранее спиновое расщепление спектра в дырочном канале наблюдалось в [10] в отсутствие магнитного поля с использованием межподзонной спектроскопии.

В магнитном поле $\mathbf{H}$, имеющем ненулевую проекцию на плоскость 2D системы (в частности, параллельном слою), энергетический спектр электрона становится нецентроинверсным в направлении, перпендикулярном $\mathbf{c}$ и $\mathbf{H}$ [5]. Это обусловлено перепутыванием линейного по $\mathbf{p}$ гамильтониана $\mathscr{H}_s$ и паулиевского слагаемого $1/2\, g\mu_B\sigma\mathbf{H}$ (g — g-фактор, μ_B — магнетон Бора) и наличием выделенного направления — вектора [$\mathbf{c}$, $\mathbf{H}$]. Как следствие, в такой системе оказываются возможными эффекты, квадратичные по амплитуде электрического поля электромагнитной волны. В работе [11] была рассмотрена генерация тока второй гармоники при нормальном падении излучения на плоскость 2D системы в присутствии продольного магнитного поля. В настоящей работе в той же постановке, что и в [11], изучается другой квадратичный эффект, а именно фотогальванический эффект (ФГЭ) [12] — возникновение стационарного тока в однородной системе под действием однородного освещения. Показано, что в рассматриваемой системе ФГЭ носит резонансный характер, обусловленный переходами электронов между двумя ветвями энергетического спектра.

2. Для описания продольного движения электрона будем использовать эффективный гамильтониан вида (см., например, [11])

$$\mathscr{H}_0 = p^2/2m + \mathscr{H}_s + {}^1/_2 g\mu_B \sigma \mathbf{H}. \tag{1}$$

Выберем направление $\mathbf{c}$ за ось z, а направление магнитного поля $\mathbf{H}$ за ось y. Уравнение Шредингера, соответствующее (1), легко решается. Спектр и волновые функции имеют вид

$$\varepsilon_{\mathbf{p}\sigma} = p^2/2m + \sigma\,|\chi_{\mathbf{p}}|, \tag{2}$$

$$\psi_{\mathbf{p}\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2S}}\, e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} \begin{pmatrix} i\sigma \dfrac{\chi_{\mathbf{p}}}{|\chi_{\mathbf{p}}|} \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где $\chi_{\mathbf{p}} = \alpha p_- + \varkappa H$; $p_\pm = p_x \pm i p_y$; $\varkappa = 1/2\, g\mu_B H$; S — площадь системы; $\sigma = \pm 1$ — спиновое квантовое число, нумерующее две ветви энергетического спектра (точнее, проекция спина на направление вектора $\alpha\,[\mathbf{p}, \mathbf{c}] + \varkappa\mathbf{H}$); $\hbar = 1$.

Для тока ФГЭ можно написать следующее выражение (квадратичная формула типа Кубо):

$$j = \frac{e^3}{2\omega^2 S} \lim_{\delta\to+0} \left\langle \operatorname{Re}\left\{ \operatorname{Sp}\left(\mathbf{v} \int_{-\infty}^{0} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 e^{\delta(t_1+t_2)} \left[\mathbf{v}_{t_1}\mathbf{E},\ [\mathbf{v}_{t_2}\mathbf{E}^*,\ f]\right] e^{-i\omega(t_1-t_2)} \right)\right\}\right\rangle. \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{v}$ — оператор скорости электрона,

$$A_t = e^{i\mathscr{H}t} A e^{-i\mathscr{H}t}, \quad \mathscr{H} = \mathscr{H}_0 + U$$

(U учитывает взаимодействие с примесями), ω — частота электромагнитной волны, f — равновесная матрица плотности, $-e$ — заряд электрона, $\mathbf{E}$ — комплексная амплитуда электрического поля волны ($\mathbf{E}(t) = \operatorname{Re} \times (\mathbf{E}e^{-i\omega t})$), угловые скобки означают усреднение по распределению рассеивающих центров. Для дальнейшего понадобятся матричные элементы оператора скорости $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m + \alpha\,[\mathbf{c}, \sigma]$. Используя (3), можно найти

$$\mathbf{v}_{\mathbf{p};\,\sigma\sigma} = \mathbf{p}/m + \alpha\sigma\,[\mathbf{c},\ \mathbf{P}], \tag{5}$$

$$\mathbf{v}_{\mathbf{p};\,\sigma\bar\sigma} = \alpha i\sigma \mathbf{P}, \tag{6}$$

где

$$\mathbf{P}(\mathbf{p}) = \frac{\alpha\,[\mathbf{p},\ \mathbf{c}] + \varkappa\mathbf{H}}{|\alpha\,[\mathbf{p},\ \mathbf{c}] + \varkappa\mathbf{H}|} = \frac{\alpha\,[\mathbf{p},\ \mathbf{c}] + \varkappa\mathbf{H}}{|\chi_{\mathbf{p}}|}. \tag{7}$$

Определим из (4) ток ФГЭ в пренебрежении взаимодействием с рассеивателями. Для диагонального и недиагонального по σ вкладов находим

$$\mathbf{j}^{(d)} = \frac{\pi e^3}{2\omega^2 S\cdot 2\delta} \sum_{\mathbf{p},\,\sigma,\,\pm} (\mathbf{v}_{\sigma\sigma}(f_\sigma - f_{\bar\sigma})\,|\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E}|^2\,\delta(\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} \pm \omega), \quad \mathbf{j}^{(nd)} = \mathbf{j}^{(s)} + \mathbf{j}^{(nd)\prime}, \tag{8}$$

$$\mathbf{j}^{(nd)} = \mathbf{j}^{(s)} + \mathbf{j}^{(nd)\prime},$$

$$\mathbf{j}^{(s)} = \frac{\pi e^3}{2\omega^2 S} \sum_{\sigma,\,\mathbf{p}} \operatorname{Im}\left[\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}(\mathbf{v}_{\bar\sigma\sigma}\mathbf{E})(\mathbf{v}_{\sigma\sigma}\mathbf{E} - \mathbf{v}_{\bar\sigma\bar\sigma}\mathbf{E})\right]\delta(\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} + \omega)\,\frac{f_\sigma - f_{\bar\sigma}}{\varepsilon_{\sigma\bar\sigma}}, \tag{9}$$

$$\mathbf{j}^{(nd)\prime} = \frac{e^3}{2\omega^2 S} \sum_{\sigma,\,\mathbf{p}} \operatorname{Re}\left[\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}(\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E})(\mathbf{v}_{\sigma\sigma}\mathbf{E} - \mathbf{v}_{\bar\sigma\bar\sigma}\mathbf{E})\right]\frac{f_\sigma - f_{\bar\sigma}}{(\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} + \omega)\,\varepsilon_{\bar\sigma\sigma}}, \tag{10}$$

где $\bar\sigma = -\sigma$, $f_\sigma \equiv f(\varepsilon_{\mathbf{p}\sigma})$ ($f(\varepsilon)$ — функция Ферми), $\varepsilon_{\sigma\bar\sigma} = \varepsilon_\sigma - \varepsilon_{\bar\sigma}$, индекс $\mathbf{p}$ явно не выписываем.

Диагональный вклад расходится при $\delta \to 0$, что означает необходимость учета рассеяния при его вычислении. Как известно [13], этот вклад можно находить из кинетического уравнения для диагональных элементов матрицы плотности (функции распределения). В приближении времени релаксации кинетическое уравнение имеет вид

$$-\delta f_\sigma/\tau + G_\sigma = 0,$$

где δf_σ — неравновесная добавка к функции распределения, G_σ — вероятность генерации носителей. Для G_σ в нулевом приближении по рассеянию можно написать

$$G_\sigma = \frac{\pi e^2}{2\omega^2} \sum_{\pm} |\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E}|^2 (f_{\bar\sigma} - f_\sigma)\, \delta(\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} \pm \omega).$$

Вычисляя ток по формуле

$$\mathbf{j}^{(d)} = -\frac{e}{S} \sum_{p\sigma} \mathbf{v}_{\sigma\sigma} \delta f_\sigma,$$

приходим к выражению (8), в котором $1/2\,\delta$ нужно заменить на время релаксации τ.

С помощью (5)—(7) нетрудно получить

$$\frac{\partial(\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E})}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}}{\varepsilon_{\bar\sigma\sigma}} (\mathbf{v}_{\sigma\sigma}\mathbf{E} - \mathbf{v}_{\bar\sigma\bar\sigma}\mathbf{E}). \tag{11}$$

Используя (11), преобразуем (9) к следующему виду:

$$\mathbf{j}^{(s)} = \frac{\pi e^3}{2\omega^2 S} \sum_{\sigma,\, p} (f_{\bar\sigma} - f_\sigma)\, \delta(\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} + \omega)\, \mathrm{Im}\left[(\mathbf{v}_{\bar\sigma\sigma}\mathbf{E}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} (\mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E})\right]. \tag{12}$$

Формула (12) аналогична выражению (20) в работе [14], посвященной сдвиговому ФГЭ в пьезоэлектриках. Различие состоит лишь в том, что вместо суммирований по номерам зон в (12) имеется сумма по σ. Кроме того, ток, определяемый (12), в отличие от (20) в [14] соответствует циркулярному ФГЭ, а не линейному ФГЭ. Это связано с тем, что в [14] исследовался сдвиговый ФГЭ блоховских электронов в отсутствие магнитного поля. Таким образом, можно заключить, что (8) и (12) определяют соответственно кинетический и сдвиговый вклады в ФГЭ. Что касается тока $\mathbf{j}^{(nd)\prime}$, то методом, близким к изложенному в [13] (см. также [15]), можно показать, что он компенсируется дополнительным слагаемым в диагональном вкладе, конечном при $\delta \to 0$ (см. Приложение). Подставляя в (8) и (12) выражения для матричных элементов скорости (5), (6), получаем окончательные выражения для кинетического и сдвигового вкладов в ФГЭ

$$\mathbf{j}^{(k)} = \frac{\alpha^3 e^3 \tau}{4\pi\omega^2} \int d\mathbf{p}\, (f_+ - f_-)\, \delta(\varepsilon_{+-} - \omega)\, [\mathbf{c},\ \mathbf{P}]\, |\mathbf{PE}|^2, \tag{13}$$

$$\mathbf{j}^{(s)} = \frac{\alpha^3 e^3}{4\pi\omega^3} \int d\mathbf{p}\, (f_+ - f_-)\, \delta(\varepsilon_{+-} - \omega)\, \mathbf{P}\, \mathrm{Im}\, [([\mathbf{c},\ \mathbf{P}]\, \mathbf{E})\, (\mathbf{PE}^*)], \tag{14}$$

$$f_\pm \equiv f(\varepsilon_{p\pm}), \quad \varepsilon_{+-} \equiv \varepsilon_{p+} - \varepsilon_{p-}.$$

3. Вычислим теперь на основе (13), (14) ток ФГЭ в вырожденной $2D$ системе в двух предельных случаях. Сначала рассмотрим случай сильных магнитных полей, при которых удовлетворяется условие

$$\varepsilon_s > \varepsilon_F \gg \alpha p_F, \tag{15}$$

где $\varepsilon_s = |g|\, \mu_B H$; $\varepsilon_F = p_F^2/2m$ — уровень Ферми, отсчитанный от минимального значения энергии электрона на нижней ветви. При выполнении условия (15) заполнена лишь нижняя подзона спектра ($\sigma = -1$). Проводя в (13) и (14) интегрирования в предположении малости параметра $2m\alpha^2/\varepsilon_F$, находим

$$j_i^{(k)} = \frac{\alpha e^3 \tau \operatorname{sgn}(g)}{8\pi\omega} \left\{\delta_{ix}\left[|E_y|^2\left(1-\frac{F^2}{3}\right)+|E_x|^2\frac{F^2}{3}\right]-\frac{2}{3}\delta_{iy}\operatorname{Re}(E_x^*E_y)F^2\right\}F, \quad (16)$$

$$j_i^{(s)} = \frac{\alpha e^3 \operatorname{sgn}(g)}{8\pi\omega^2}\delta_{iy}\operatorname{Im}(E_x^*E_y)F, \quad (17)$$

где $F=\sqrt{\varphi^2-\Delta^2}\,\theta(\varphi^2-\Delta^2)$, $\varphi=2\alpha p_F/\varepsilon_s \leqslant 1$, $\Delta=(\omega-\varepsilon_s)/\varepsilon_s$ — безразмерная расстройка резонанса. Величину $\operatorname{Im}(E_x^*E_y)$ можно выразить через степень циркулярной поляризации $2\operatorname{Im}(E_x^*E_y)=P_c\,|\mathbf{E}|^2$.

Входящая в F ступенчатая функция $\theta(x)$ показывает, что эффект не равен нулю лишь при расстройках, лежащих в области $|\Delta| \leqslant \varphi$. Так как φ, по предположению, мало, то можно заключить, что ток ФГЭ носит резонансный характер, причем резонанс имеет место при частоте, близкой к ε_s (спиновый резонанс). Из (16) видно, что наибольшее значение у тока ФГЭ вдоль оси x, т. е. $\parallel$ $[\mathbf{H}, \mathbf{c}]$. В случае линейной поляризации волны поляризационная зависимость тока вдоль этого направления имеет вид $\cos^2\theta$, где θ — угол между $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Для тока вдоль H поляризационная зависимость определяется функцией $\sin 2\theta$.

Перейдем теперь к другому предельному случаю относительно слабых магнитных полей, когда выполнено условие

$$2\alpha p_F \gg \varepsilon_s. \quad (18)$$

Этот случай является более реалистичным для структур на основе GaAs—AlGaAs, в которых условие (15) невозможно выполнить для разумных магнитных полей из-за малой величины g-фактора. Полагая, что $\varepsilon_F \gg \alpha p_F$, $m\alpha^2$, в низшем приближении по магнитному полю находим из (13) и (14)

$$j_i^{(k)} = -\frac{\alpha^3 e^3 \tau m \varepsilon_s \operatorname{sgn}(g)}{16\omega}\delta'_\eta(\omega-2\alpha p_F)\{[|E_x|^2+3|E_y|^2]\delta_{ix}-2\operatorname{Re}(E_x^*E_y)\delta_{iy}\}, \quad (19)$$

$$j_i^{(s)} = \frac{\alpha^3 e^3 m \varepsilon_s \operatorname{sgn}(g)}{4\omega^2}\delta_{iy}|\mathbf{E}|^2 P_c \delta'_\eta(\omega-2\alpha p_F). \quad (20)$$

Здесь $\delta_\eta(x)=\eta/\pi(x^2+\eta^2)$ — «размытая» δ-функция, параметр η учитывает конечную ширину перехода, $\delta'(x)$ означает производную от $\delta(x)$. Полный ток ФГЭ можно записать в инвариантной форме

$$\mathbf{j} = a_1[2\operatorname{Re}((\mathbf{l}\mathbf{E})\mathbf{E}^*)-\mathbf{l}|\mathbf{E}|^2]+a_2\mathbf{l}|\mathbf{E}|^2+ia_3[\mathbf{l}, [\mathbf{E}, \mathbf{E}^*]], \quad (21)$$

где

$$a_r = b_r\frac{\alpha^3 e^3 \tau m \varepsilon_s \operatorname{sgn}(g)}{16\omega}\delta'_\eta(\omega-2\alpha p_F),$$

$b_1=1$, $b_2=-2$, $b_3=1/\omega\tau$, $\mathbf{l}=[\mathbf{h}, \mathbf{c}]$, $\mathbf{h}$ — орт магнитного поля.

В данном предельном случае ток ФГЭ также имеет резонансный характер, причем резонансная частота соответствует величине спинового расщепления спектра при $p=p_F$ в отсутствие магнитного поля. Кроме того, частотная зависимость теперь представляет из себя узкую знакопеременную функцию. При линейной поляризации поляризационная зависимость характеризуется для тока вдоль $\mathbf{h}$ функцией $1+2\cos^2\theta$, а для тока $\parallel \mathbf{l}$ — $\sin 2\theta$. На циркулярной поляризации ток ФГЭ существует за счет сдвигового вклада (20) только вдоль магнитного поля и меняет знак при смене левой поляризации на правую. Вышеизложенный подход к расчету тока ФГЭ применим при выполнении условия $\max(\varepsilon_s, \alpha p_F) \gg 1/\tau$. В противном случае для определения тока нужно решать квазиклассическое кинетическое уравнение для спиновой матрицы плотности (см., например, [16-18]), в котором электромагнитная волна входит в полевой член.

Необходимо отметить, что помимо сдвиговой части, определяемой формулой (14), в циркулярный ФГЭ дает вклад и диагональная часть, если в функции генерации учесть дополнительное слагаемое, обусловленное интерференцией электронных переходов при взаимодействии электрона с электромагнитным полем и примесями (или фононами). Причем этот вклад будет того же порядка, что и (14), поскольку, с одной стороны, он пропорционален τ (кинетический ФГЭ), а с другой стороны (через вероятность генерации), $\sim 1/\tau$.

В большинстве проведенных до сих пор экспериментов (см., например, [7, 8]) исследование спин-орбитального расщепления спектра проводилось в сильных магнитных полях, а затем делалась экстраполяция $H \to 0$. Экспериментальное изучение ФГЭ, рассмотренного в данной работе, дает возможность прямого измерения спинового расщепления спектра при $H=0$, т. е. определения параметра α.

Приведем теперь оценки для гетероперехода GaAs—AlGaAs. Для $\alpha/\hbar$ используем величину, оцененную в [2], $-2.5\cdot10^{-10}$ эВ·см. Спиновый квант ε_s имеет при $H=1$ Тл величину ≈ 0.012 мэВ (для $|g|$ взято значение 0.2 [8]). Нетрудно убедиться, что условие (18) удовлетворяется в таком магнитном поле даже при поверхностной концентрации электронов $n_s \sim 10^{11}$ см$^{-2}$. Резонансная частота $2\alpha p_F/\hbar$ относится к микроволновому диапазону (длина волны для $n_s \sim 10^{-2}$ см$^{-2}$ порядка 1 мм). Для эдс ФГЭ в разомкнутом образце можно из (19) написать по порядку величины

$$U \sim \left(\frac{\alpha p_F}{\varepsilon_F}\right)^2 \frac{e^2E^2L}{p_F\eta^2} \frac{\varepsilon_s}{e},$$

где L — длина образца вдоль тока. При $E \sim 10$ В/см, $L \sim 0.1$ см $\eta \sim \hbar/2\tau \sim 0.1$ мэВ, $n_s \sim 10^{12}$ см$^{-2}$ находим, что $U \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ В, что является вполне измеримой величиной. Необходимое условие $2\alpha p_F \gg \hbar/\tau$ при упомянутых значениях параметров удовлетворяется.

Линейный по импульсу гамильтониан типа $\mathcal{H}_s$ может возникать и в симметричных структурах (например, в квантовых ямах), изготовленных из нецентроинверсного материала [19]. Вид $\mathcal{H}_s$ при этом зависит от ориентации нормали c относительно главных осей кристалла. Например, для случая $c \parallel [001]$, ось $x \parallel [100]$ $\mathcal{H}_s=\beta(-\sigma_x p_x+\sigma_y p_y)$ [18], где параметр β связан с коэффициентом δ_0 [20], определяющим кубическое по p расщепление спектра в объемном полупроводнике типа GaAs : $\beta \sim \delta_0 (\pi^2/a^2)$ (a — ширина ямы). Изложенный механизм ФГЭ, естественно, может реализоваться и в таких симметричных структурах, причем величина и поляризационная зависимость ФГЭ будут определяться расположением нормали и магнитного поля относительно кристаллографических осей.

Другой механизм ФГЭ в $2D$ системе в параллельном магнитном поле предложен в работе [21]. ФГЭ, рассмотренный в [21], обусловлен влиянием продольного магнитного поля на рассеяние двумерных электронов при асимметричном поперек слоя распределении рассеивающего потенциала и является нерезонансным.

В заключение выражаю благодарность за весьма полезные обсуждения М. В. Энтину, В. И. Белиничеру, Г. Е. Пикусу и Ю. Б. Лянда-Геллеру.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для доказательства упомянутой в тексте компенсации необходимо более аккуратное обращение с формулой Кубо для квадратичного отклика. Вводя резольвенты $R_\varepsilon^{\pm}=1/(\varepsilon-\mathcal{H}\pm i0)$, преобразуем (4) к виду

$$\mathbf{j}=\frac{\Gamma e^3}{2\omega^2 S}\int d\varepsilon\int d\varepsilon' \operatorname{Re}\left\{(f(\varepsilon)-f(\varepsilon'))\left\langle \operatorname{Sp}\left[\delta_\varepsilon \mathbf{v} R^+_{\varepsilon+2i\delta}\times\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.\times\left(\frac{(\mathbf{vE})\,\delta_{\varepsilon'}\,(\mathbf{vE}^*)}{\varepsilon'-\varepsilon+\omega-i\delta}+\frac{(\mathbf{vE}^*)\,\delta_{\varepsilon'}\,(\mathbf{vE})}{\varepsilon'-\varepsilon-\omega-i\delta}\right)\right]\right\rangle\right\}. \qquad (\text{П. }1)$$

Здесь $\delta_\varepsilon \equiv \delta(\varepsilon-\mathcal{H})=(R_\varepsilon^- - R_\varepsilon^+)/2\pi i$. Действуя аналогично [13] при получении диагонального вклада, заменим резольвенты, охватывающие v, на диагональный элемент функции Грина $\langle R^{\pm}_{\sigma}(\varepsilon)\rangle = 1/(\varepsilon - \varepsilon_{\sigma} \pm i\Gamma)$ (Γ — затухание), а резольвенты $R^{\mp}_{\varepsilon}$, между полевыми вершинами — на невозмущенные функции Грина. Далее нужно корректно перейти к пределу $\Gamma \to 0$. В результате имеем

$$j^{(d)} = j^{(k)} + \frac{e^2}{4\omega^2 S} \sum_{p,\,\sigma,\,\pm} \mathbf{v}_{\sigma\sigma} \,|\, \mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E}\,|^2 \left\{ \frac{\partial f_\sigma}{\partial \varepsilon_\sigma} \frac{1}{\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} \pm \omega} + (f_\sigma - f_{\bar\sigma}) \frac{1}{(\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} \pm \omega)^2} \right\}, \quad (\text{П. }2)$$

где $\mathbf{j}^{(k)}$ — кинетический вклад, уже учтенный в (8). Интегрируя по частям, приводим второе слагаемое в (П. 2) к виду

$$-\frac{e^2}{4\omega^2 S} \sum_{\sigma,\,p} (f_\sigma - f_{\bar\sigma}) \frac{(\partial/\partial \mathbf{p}) \,|\, \mathbf{v}_{\sigma\bar\sigma}\mathbf{E}\,|^2}{\varepsilon_{\bar\sigma\sigma} + \omega}. \quad (\text{П. }3)$$

Используя (11), убеждаемся, что (П. 3) в сумме с (10) тождественно равно нулю.

Список литературы

[1] Васько Ф. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 9. С. 574—577.
[2] Бычков Ю. А., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 2. С. 66—69; УФН. 1985. Т. 146. № 3. С. 531—534.
[3] Васько Ф. Т., Прима Н. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 6. С. 1734—1738.
[4] Васько Ф. Т., Прима Н. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 7. С. 2042—2047.
[5] Васько Ф. Т., Прима Н. А. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 852—854.
[6] Васько Ф. Т. // ФТП. 1985. Т. 19. № 11. С. 1958—1963.
[7] Stormer H. L., Schlesinger Z., Chang A., Tsui D. C. // Phys. Rev. Lett., 1983. V. 51. N 2. P. 126—129.
[8] Stein D., Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 2. P. 130—133.
[9] Дорожкин С. А., Ольшанецкий Е. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 10. С. 399—402.
[10] Wieck A. D., Batke E., Heitmann D., Kotthaus J. P., Bangert E. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 5. P. 493—496.
[11] Эдельштейн В. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 7. С. 264—270.
[12] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Проблемы современной физики. Л., 1980. С. 278—293; Белиничер В. И., Стурман Б. И. // УФН. Т. 130. № 3. С. 415—458.
[13] Белиничер В. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 2. С. 641—652.
[14] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 2. С. 649—661.
[15] Белиничер В. И. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1229—1231.
[16] Кошелев А. Е., Кравченко В. Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 3. С. 938—948.
[17] Ivchenko E. L., Lyanda-Geller Yu. B., Pikus G. E. // Sol. St. Comm. 1989. V. 69. N 6. P. 663—665.
[18] Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 3. С. 156—158.
[19] Дьяконов М. И., Кочаровский // ФТП. 1986. Т. 20. № 1. С. 178—181.
[20] Рашба Э. И., Шека В. И. // ФТТ. 1961. Т. 3. № 6. С. 1735—1749.
[21] Фалько В. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 1229—1231.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
27 июня 1990 г.