Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 9, с. 662 – 669

Эффекты магнитного храповика в двумерном электронном газе

Г. В. Будкин[+], *Л. Е. Голуб*[+1)], *Е. Л. Ивченко*[+], *С. Д. Ганичев*[*]

[+] *ФТИ им. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

[*] *Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany*

Поступила в редакцию 27 сентября 2016 г.

Представлены результаты теоретического исследования влияния магнитного поля на генерацию электрического тока в двумерном электронном храповике, или рэтчете. Предложены механизмы формирования магнитоиндуцированного фототока в структуре с двумерным электронным газом (квантовая яма, графен или топологический изолятор), на внешнюю поверхность которой нанесена латеральная асимметричная сверхрешетка из металлических полосок. Рассмотрены храповик с пространственно осциллирующим магнитным полем, порождаемым ферромагнитной решеткой, и немагнитный храповик, помещенный в однородное магнитное поле, как классически слабое, так и сильное квантующее. Установлено, что отношение амплитуды магнитных осцилляций фототока к фототоку храповика в нулевом поле может превышать два порядка.

DOI: 10.7868/S0370274X16210116

1. Введение. Первоначально эффектом храповика, или рэтчет-эффектом, называлось возникновение направленного вращения асимметричного твердого тела под действием периодического вращательного момента с нулевым средним по времени значением [1]. В настоящее время это понятие включает широкий круг явлений в биологических и химических системах, твердотельных средах, джозефсоновских контактах, жидкостях [2–4] и даже в экономике. Современная полупроводниковая технология позволяет создавать храповики, внедряя в образцы латеральную сверхрешетку [5–11]. Такие структуры могут быть эффективными детекторами излучения, поскольку обладают сильным фотооткликом, который существенно усиливается вблизи плазменного резонанса [12–16]. Недавно электронный и плазмонный эффекты храповика были теоретически рассмотрены в структурах на основе графена, в которых были показаны хорошие возможности детектирования излучения [17–20]. Под *магнитным храповиком* понимают как немагнитную нецентросимметричную среду, к которой приложено однородное магнитное поле [21–23], так и среду с периодической намагниченностью. Типичная структура изображена на рис. 1. Во втором случае изучается не только фотоиндуцированный электронный транспорт [24, 25], но и движение доменной стенки в структурированной ферромагнитной пленке [26] и магнитных частиц (*beads*) в асимметричном магнитном потенциале [27].

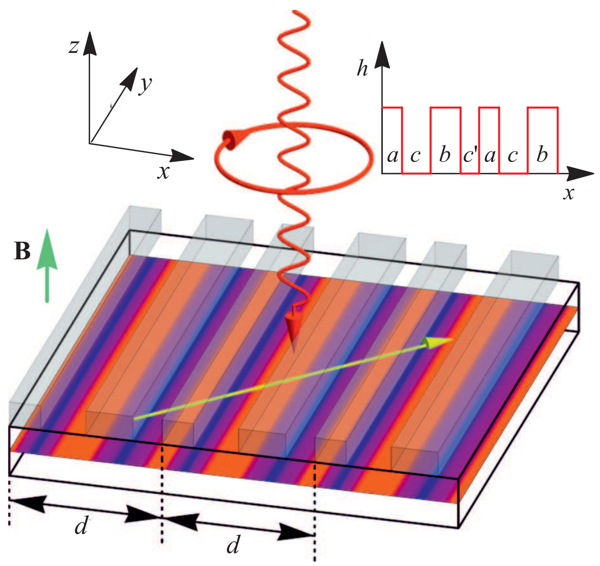

Рис. 1. (Цветной онлайн) Изучаемая структура. Падающее по нормали излучение с частотой ω проходит к двумерному электронному газу через латеральную нецентросимметричную сверхрешетку. В результате его интенсивность становится промодулированной в пространстве, что приводит к модуляции электронной температуры (показано различными цветами). На вставке показан профиль высоты металлических полосок, $d = a + c + b + c'$ – период сверхрешетки

В данной статье представлены результаты изучения эффекта магнитного храповика в двумерном электронном газе в предельных случаях классически

[1)] e-mail: golub@coherent.ioffe.ru

слабых и квантующих магнитных полей. В разделе 2 рассматривается однородная двумерная система, на которую нанесена нецентросимметричная ферромагнитная решетка, так что классически слабое магнитное поле периодически меняется в пространстве, формируя магнитный храповик. В качестве двумерной системы выбран электронный газ (а) в полупроводниковой квантовой яме с параболическим энергетическим спектром и (б) в графене или топологическом изоляторе, где носителями тока являются дираковские фермионы. В двух следующих разделах 3 и 4 исследуется электрический фототок в немагнитном храповике, помещенном в однородное классическое и квантующее магнитное поле. При этом в разделе 4 рассчитываются осцилляции фототока, возникающие при пересечении уровня Ферми уровнями Ландау. Их относительная амплитуда окзывается параметрически больше, чем у осциллирующей части магнитосопротивления.

2. Периодическое магнитное поле. В работе [24] исследован фотогальванический эффект в пространственно-осциллирующем магнитном поле, индуцированный нецентросимметричной магнитной латеральной сверхрешеткой. Магнитное поле $\mathbf{B}$ направлено по нормали к плоскости двумерной структуры z и периодически меняется вдоль x – одной из координат в плоскости (см. вставку к рис. 2b). При возбуждении данной структуры электромагнитным излучением амплитуда электрического поля $E_0(x)$, действующего на двумерные носители, также промодулирована в пространстве, что вызвано прохождением электромагнитной волны через периодическую сверхрешетку. Для эффекта храповика фазовый сдвиг между периодическими функциями $B_z(x)$ и $|E_0(x)|^2$, вызванный асимметрией структуры, имеет решающее значение, а параметр, контролирующий амплитуду тока магнитного храповика, имеет вид

$$\Xi = \overline{B_z(x)\frac{d|E_0(x)|^2}{dx}}, \tag{1}$$

где под чертой подразумевается усреднение по x.

В отсутствие магнитного поля рассматриваемая структура характеризуется точечной симметрией C_s с единственной плоскостью отражения (zx). При операции отражения нормальная компонента магнитного поля B_z меняет знак. Симметрийный анализ показывает, что двумерную плотность тока, индуцированного эффектом магнитного храповика, можно представить в виде

$$\begin{aligned} j_x &= \Xi\left[\chi_L(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + \chi_C P_c\right], \\ j_y &= \Xi\left[\chi_0 + \tilde{\chi}_L(|e_y|^2 - |e_x|^2)\right], \end{aligned} \tag{2}$$

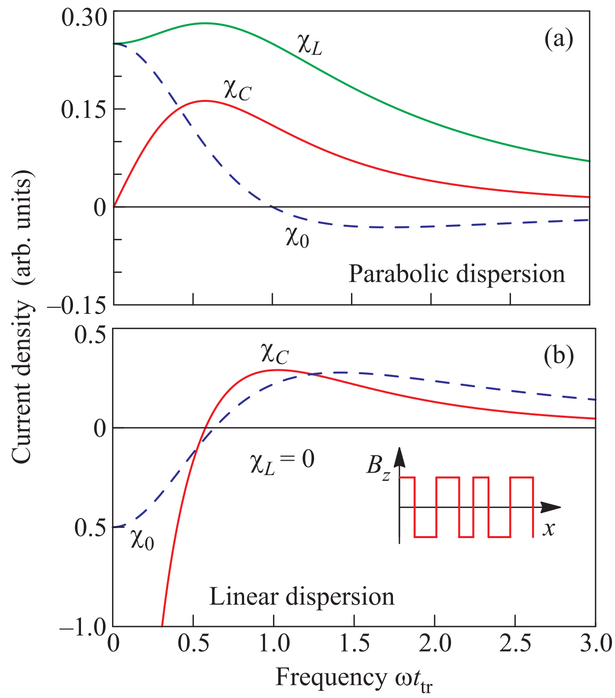

Рис. 2. (Цветной онлайн) Частотные зависимости эффекта магнитного храповика χ_L, χ_C и χ_0 для разных поляризаций излучения при короткодействующем рассеянии для систем с параболической (a) и линейной (b) дисперсиями. На вставке показана зависимость величины магнитного поля от координаты x

где $\mathbf{e}$ – единичный вектор поляризации $(\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}^* = 1)$, $P_c = \mathrm{i}(e_x e_y^* - e_y e_x^*)$ – степень циркулярной поляризации, а электрическое поле излучения определяется как

$$\mathbf{E}(x,t) = E_0(x)\left(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\mathbf{e} + \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\mathbf{e}^*\right).$$

Из выражения (2) видно, что неполяризованное излучение индуцирует ток $j_y \propto \chi_0$, перпендикулярный направлению модуляции, в то время как циркулярная поляризация индуцирует ток $j_x \propto \chi_C$ вдоль оси x. Линейно поляризованное излучение может вызывать токи $j_x \propto \chi_L$ и $j_y \propto \tilde{\chi}_L$, в зависимости от ориентации плоскости поляризации по отношению к латеральной сверхрешетке. В работе [24] проанализированы два независимых механизма генерации тока: (а) генерация фототока, индуцированная неоднородным нагревом носителей заряда (эффект Нернста–Эттингсгаузена); (б) генерация поляризационно зависимых токов, вызванных ускорением носителей заряда электрическим полем излучения.

Мы начнем рассмотрение магнитного эффекта храповика с нагревного механизма. Неоднородное распределение температуры двумерного газа свободных носителей заряда создается поглощенным излучением с промодулированной интенсивностью (рис. 1). В присутствии магнитного поля за счет эффекта Нернста–Эттингсгаузена создается плотность электрического тока j_y. Таким образом, ток течет в разные стороны в областях с положительным и отрицательным градиентами температур. Однако, если разность фаз между периодическим магнитным полем и $|E_0(x)|^2$ отлична от нуля (см. (1)), то возникает суммарный ненулевой электрический ток по оси y.

Излучение с промодулированной интенсивностью создает периодическое распределение электронной температуры в пространстве. Поправку $\delta T(x)$ к равновесной температуре T можно выразить из уравнения баланса энергии [17]

$$\frac{\delta T(x)}{\tau_T} = 2|E_0(x)|^2 \frac{e^2 \tau v_{\rm F}/p_{\rm F}}{1+(\omega\tau)^2}, \tag{3}$$

где τ – время релаксации импульса, ω – частота излучения, e – заряд электрона, $v_{\rm F}$ и $p_{\rm F}$ – скорость и импульс носителя заряда на уровне Ферми соответственно, а постоянная Больцмана здесь и далее считается равной единице. Время релаксации температуры τ_T связано с временем $\tilde{\tau}_{T_e}$, определяющим мощность потерь [28], соотношением

$$\tau_T = \left(\frac{\partial \varepsilon_0}{\partial T}\right)^{-1} \tilde{\tau}_{T_e}, \tag{4}$$

где ε_0 – средняя энергия носителя тока. Тогда выражение для электрического тока, создаваемого фотоиндуцированным эффектом Нернста–Эттингсгаузена (NE), можно представить в виде

$$j_y^{\rm NE} = \left(\beta_{yx} - \beta_{xx}\frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}}\right)\frac{d}{dx}\delta T(x), \tag{5}$$

где σ – тензор проводимости и β – термоэлектрический тензор. Для вырожденного электронного газа с энергией Ферми $\varepsilon_{\rm F} \gg T$ выражения для компонент этих тензоров имеют вид

$$\sigma_{xx} = \frac{Ne^2\tau v_{\rm F}}{p_{\rm F}}, \quad \beta_{xx} = -\frac{Ne\pi^2 T}{3p_{\rm F}^2}\frac{d\,(\tau p_{\rm F} v_{\rm F})}{d\varepsilon_{\rm F}} \tag{6}$$

$$\sigma_{yx} = -B_z \frac{Ne^3\tau^2 v_{\rm F}^2}{cp_{\rm F}^2}, \quad \beta_{yx} = B_z \frac{Ne^2\pi^2 T}{3cp_{\rm F}^2}\frac{d\left(\tau^2 v_{\rm F}^2\right)}{d\varepsilon_{\rm F}},$$

где c – скорость света в вакууме, N – двумерная плотность газа свободных носителей заряда. Тогда $j_y = \Xi\chi_0^{\rm NE}$, где Ξ определяется выражением (1), а параметр $\chi_0^{\rm NE}$ имеет вид

$$\chi_0^{\rm NE} = \frac{2\pi^2 Ne^4 T\tau_T\tau^2 v_{\rm F}^2}{3cp_{\rm F}^2[1+(\omega\tau)^2]}\frac{d}{d\varepsilon_{\rm F}}\left(\frac{v_{\rm F}\tau}{p_{\rm F}}\right). \tag{7}$$

Для магнитных храповиков на основе топологических изоляторов или графена энергетический спектр носителей заряда линеен, $\varepsilon_p = v_0 p$, а время релаксации импульса $\tau \propto 1/\varepsilon_{\rm F}$ для рассеяния на короткодействующих дефектах. Из выражения (7) следует, что фототок Нернста–Эттингсгаузена для таких систем определяется выражением

$$\chi_0^{\rm NE} = -\frac{4\pi^2 Ne^4 T\tau_T v_0^2\tau^3}{3cp_{\rm F}^4[1+(\omega\tau)^2]}. \tag{8}$$

Для систем с параболическим законом дисперсии $\varepsilon(p) = p^2/2m$ отношение $v_F/p_F = m^{-1}$ можно вынести из-под знака дифференцирования в (7) и параметр $\chi_0^{\rm NE} \propto d\tau/d\varepsilon_F$. При рассеянии на точечных дефектах транспортное время τ не зависит от энергии электрона, и ток Нернста–Эттингсгаузена отсутствует. Эффект возникает при рассеянии на плавном потенциале кулоновских примесей. В этом случае $\tau \propto \varepsilon_{\rm F}$, а выражение для тока храповика получается из (8) заменой v_0^2 на $-v_{\rm F}^2$.

Для расчета эффекта храповика, вызванного ускорением носителей заряда электрическим полем излучения в периодическом магнитном поле, в работе [24] решено кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения электронов $f_{\mathbf p}(x)$. Изучен квазиклассический случай, когда энергия фотона $\hbar\omega$ много меньше энергии Ферми $\varepsilon_{\rm F}$, а воздействие на свободные носители заряда электрического поля излучения и магнитного поля решетки рассматривается как сила:

$$\mathbf{F}_{\mathbf p}(x) = e[\mathbf{E}(x){\rm e}^{-{\rm i}\omega t} + {\rm c.c.}] + \frac{e}{c}[\mathbf{v}_{\mathbf p}\times\mathbf{B}(x)], \tag{9}$$

где $\mathbf{v}_{\mathbf p}$ — скорость носителя заряда с импульсом $\mathbf p$. Тогда кинетическое уравнение Больцмана принимает вид

$$[\partial_t + v_{\mathbf{p},x}\partial_x + \mathbf{F}_{\mathbf p}(x)\cdot\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf p}]\, f_{\mathbf p}(x) = St(f_{\mathbf p}), \tag{10}$$

где $St(f_{\mathbf p})$ — интеграл упругих столкновений.

В первом порядке по электрическому полю решение уравнения (10) имеет вид

$$f_{\mathbf p}^{(1)}(x) = \frac{e(-df_0/dp)\tau_1(p)/p}{1-{\rm i}\omega\tau_1(p)}\mathbf{p}\cdot\mathbf{E}(x) + {\rm c.c.}, \tag{11}$$

где $f_0(p)$ – равновесная функция распределения, соответствующая статистике Ферми–Дирака, $\tau_1(p)$ – время релаксации первой угловой гармоники функции распределения, при этом транспортное время $\tau = \tau_1(p_{\rm F})$.

Поправка к функции распределения, соответствующая эффекту электронного храповика, получается в результате еще трех итераций: по магнитному полю $B_z(x)$, пространственному градиенту ∂_x и еще один раз по электрическому полю излучения $\mathbf{E}(x)$. Порядок итераций произвольный, однако градиент не должен браться на последней стадии, поскольку вклад такой поправки обнуляется при усреднении по x. Таким образом, после подстановки $f_{\mathbf{p}}^{(1)}(x)$ в кинетическое уравнение (10) мы получаем четыре поправки:

$$\delta f_{\mathbf{p}}^{(\partial_x EB)}, \quad \delta f_{\mathbf{p}}^{(B\partial_x E)}, \quad \delta f_{\mathbf{p}}^{(E\partial_x B)}, \quad \delta f_{\mathbf{p}}^{(\partial_x BE)}.$$

Плотность электрического тока определяется выражением

$$\mathbf{j} = \nu e \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v}_{\mathbf{p}} \, \overline{\delta f_{\mathbf{p}}}, \tag{12}$$

где ν – степень вырождения по спину и долинам: $\nu = 2, 4$ и 1 для магнитных храповиков на основе гетероструктур, графена и топологических изоляторов, соответственно. В результате существуют четыре вклада в ток храповика.

В работе [24] получены аналитические ответы для четырех вкладов в ток, а коэффициенты $\tilde{\chi}_L$, χ_L, χ_C и χ_0 определены как суммы по всем вкладам для различных поляризаций излучения. Расчеты показывают, что

$$\tilde{\chi}_L = \chi_L,$$

т.е. направление тока, индуцированного линейно поляризованным излучением, чувствительно к направлению поляризации, а амплитуда тока храповика, напротив, остается постоянной при вращении плоскости поляризации.

Отношение вклада в поляризационно независимый ток эффекта Нернста–Эттингсгаузена и вклада тока, вызванного ускорением носителей заряда в неоднородном электрическом и магнитном полях, можно оценить как

$$\frac{\chi_0^{\mathrm{NE}}}{\chi_0} \sim \pi^2 \frac{T}{\varepsilon_{\mathrm{F}}} \frac{\tau_T}{\tau}. \tag{13}$$

При температурах жидкого гелия время релаксации температуры много больше транспортного времени τ, и эффект Нернста–Эттингсгаузена доминирует для систем с линейной дисперсией при короткодействующем рассеянии и систем с параболической дисперсией при рассеянии на гладком кулоновском потенциале.

Характерные значения χ_i $(i = L, C, 0)$ можно оценить как

$$\overline{\chi} = \frac{N e^4 v_{\mathrm{F}}^3 \tau_{\mathrm{tr}}^4}{c p_{\mathrm{F}}^3}. \tag{14}$$

Характерный порядок плотности тока храповика $j \sim \Xi \, \overline{\chi}$ составляет 1 мкА/см для системы со следующими параметрами: двумерной концентрацией носителей заряда $N = 10^{12}\,\text{см}^{-2}$, скоростью Ферми $v_{\mathrm{F}} = 5 \times 10^7\,\text{см/с}$, временем релаксации импульса $\tau = 1\,\text{пс}$, периодом сверхрешетки $d = 1\,\text{мкм}$ в магнитном поле $B = 1\,\text{Т}$ и для интенсивности возбуждения 1 Вт/см^2 с амплитудой модуляции в 1 % как магнитного поля, так и интенсивности возбуждения. Фототоки с такой амплитудой легко могут быть обнаружены экспериментально.

На рис. 2a показаны частотные зависимости эффекта магнитного храповика, индуцированного ускорением электронов электрическим полем излучения для гетероструктур с параболическим энергетическим спектром и короткодействующим рассеянием. Значения линейного вклада χ_0 и поляризационно независимого вклада χ_L в точности совпадают при малых частотах. Однако, χ_0 убывает и меняет знак при $\omega \approx \tau^{-1}$, в то время как χ_L увеличивается в диапазоне частот $0 < \omega < \tau^{-1}$ и убывает как $1/\omega^2$ при больших частотах. Циркулярный вклад в ток χ_C имеет максимум при $\omega\tau \approx 0.6$, а затем спадает как $1/\omega$.

Аналогичные зависимости построены на рис. 2b для магнитных храповиков на основе топологических изоляторов или графена с линейным энергетическим спектром. Для таких структур вклад в ток храповика χ_L, вызванный линейно поляризованным излучением, отсутствует. Поляризационно независимый вклад меняет знак при $\omega\tau \approx 0.6$ и имеет максимум при $\omega\tau \approx 1.5$. Зависимость циркулярного тока χ_C обладает максимумом при $\omega\tau \approx 1$. При этом для $\omega \to 0$ в диапазоне частот $\omega \lesssim \tau_T^{-1} \ll \tau^{-1}$ вклад циркулярного эффекта храповика стремится к нулю, однако это не описывается в рамках представленной модели, поскольку воздействие циркулярно поляризованного излучения не может быть строго рассмотрено при малых частотах в приближении упругих столкновений [17].

Результаты расчета показывают, что наиболее интересные особенности в частотных зависимостях эффекта магнитного храповика наблюдаются при $\omega \sim \tau^{-1}$, что соответствует терагерцовому диапазону частот излучения, где эффекты храповика изучаются наиболее активно [3].

3. Классическое однородное магнитное поле. В немагнитной структуре с квантовой ямой и асимметричной латеральной сверхрешеткой под действием терагерцового излучения фототок храповика возникает из-за комбинированного воздействия на носители заряда статического периодического потенциала $V(x)$ и ближнего поля излучения, прошедшего через сверхрешетку [3, 17, 29, 30]. Генерация фототока в такой структуре контролируется параметром асимметрии

$$\Xi_0 = \overline{\frac{dV}{dx}|E_0(x)|^2}. \quad (15)$$

Симметрийный анализ приводит к следующим соотношениям для фототока храповика в нулевом магнитном поле

$$j_{0x} = \Xi_0 \left[\xi_0 + \xi_0^S + \tilde{\xi}_L(|e_y|^2 - |e_x|^2)\right],$$
$$j_{0y} = \Xi_0 \left[\xi_L(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + \xi_C P_c\right]. \quad (16)$$

Здесь ξ_0, $\tilde{\xi}_L$, ξ_L, ξ_C – четыре линейно независимых параметра, описывающих ток, обусловленный ускорением электронов полем излучения в неоднородном потенциале $V(x)$, а ξ_0^S – коэффициент, соответствующий генерации поляризационно независимого фототока в процессе релаксации электронной температуры (храповик Зеебека). Этот фототок исследовался в латеральных сверхрешетках на основе квантовых ям и графена [3, 17, 30].

В слабом однородном магнитном поле $\mathbf{B} \parallel z$, удовлетворяющем условию $\omega_c\tau_1 \ll 1$, где ω_c – циклотронная частота, выражение для фототока рассчитывается в четвертом порядке теории возмущений по $\mathbf{E}(x)$, $\mathbf{E}^*(x)$, $V(x)$, B_z. Магнитоиндуцированная добавка к фототоку включает три вклада

$$\mathbf{j}_B = \mathbf{j}^{(EVB,E)} + \mathbf{j}^{(E^2B,V)} + \mathbf{j}^{(E^2V,B)}, \quad (17)$$

$$j_\alpha^{(EVB,E)} = \frac{\nu e^2}{\hbar}\sum_{\mathbf{k}} \overline{f_{\mathbf{k}\omega}^{(EVB)}(x)\mathbf{E}^*(x)}\frac{\partial(\tau_1 v_\alpha)}{\partial \mathbf{k}} + \text{c.c.},$$
$$j_\alpha^{(E^2B,V)} = -\frac{\nu e}{\hbar}\sum_{\mathbf{k}} \overline{\frac{dV(x)}{dx} f_{\mathbf{k}}^{(E^2B)}(x)}\frac{\partial(\tau_1 v_\alpha)}{\partial k_x},$$
$$j_\alpha^{(E^2B,V)} = \frac{\nu e^2}{c\hbar}\sum_{\mathbf{k}} \overline{f_{\mathbf{k}}^{(E^2V)}}\frac{\partial}{\partial k_\beta}\left[v_{\mathbf{k}\alpha}\left(\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{B}\right)_\beta \tau_1\right],$$

где $\mathbf{E}(x) = E_0(x)\mathbf{e}$, а верхние индексы у компонент тока и поправок к функции распределения указывают член разложения по степеням $E_0(x), V(x)$ и B_z.

Мы опустим громоздкие аналитические выражения для трех вкладов в фототок (17), линейный по B_z, и вместо этого приведем ответ в простейшем случае системы двумерных электронов с квадратичной энергетической дисперсией и рассеяния с независящим от энергии временем релаксации $\tau_1 \equiv \tau$. В этом случае получаем

$$\mathbf{j}_B = \frac{\omega_c\tau}{B}\left(\mathbf{B} \times \mathbf{j}_0\right) + \tilde{\mathbf{j}}^{(B)}. \quad (18)$$

Здесь $\mathbf{j}_0$ – фототок (16), рассчитанный в отсутствие магнитного поля,

$$\tilde{\mathbf{j}}_\alpha^{(B)} = \frac{e^2\tau}{m}\left[\overline{\delta N_\omega^{(EVB)}(x)E_\alpha^*(x)} + \text{c.c.}\right] -$$
$$- \frac{e\tau}{m}\overline{\delta N^{(E^2B)}(x)\frac{dV(x)}{dx}}. \quad (19)$$

Первое слагаемое в правой части (18) описывает поворот тока (16) в магнитном поле (эффект Холла), тогда как второе слагаемое возникает при учете магнитного поля на промежуточном этапе применения теории возмущений; $\delta N_\omega^{(EVB)}(x)$, $\delta N^{(E^2B)}(x)$ – поправки к локальной плотности электронов, рассчитанные в третьем порядке. В рамках данной модели окончательный результат приводится к виду

$$\tilde{j}_x^{(B)} = \Xi_0\left[\zeta(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + \left(\zeta_C + \zeta_C^S\right)P_c\right],$$
$$\tilde{j}_y^{(B)} = 2\Xi_0\zeta|e_y|^2, \quad (20)$$

где

$$\zeta = \frac{\omega_c\tau}{(1+\omega^2\tau^2)^2}\frac{B_z}{|B_z|}\frac{(e\tau)^3}{m^2}\frac{N}{\tilde{\varepsilon}},$$
$$\zeta_C = \frac{\omega_c\tau(1-\omega^2\tau^2)}{(1+\omega^2\tau^2)^2}\frac{B_z}{|B_z|}\frac{e^3\tau^2}{2\omega m^2}\frac{N}{\tilde{\varepsilon}},$$
$$\zeta_C^S = \omega_c\tau\frac{B_z}{|B_z|}\frac{2\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\xi_0^S, \quad \xi_0^S = \frac{2|e|\tau\tau_T}{m\left(1+\omega^2\tau^2\right)}\frac{\delta\sigma(x)}{\delta T(x)}.$$

Здесь энергия $\tilde{\varepsilon}$ определена согласно

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{N}{\left(\partial N/\partial\varepsilon_F\right)_T},$$

и равна тепловой энергии T для невырожденной статистики и энергии Ферми ε_F в случае вырожденной статистики электронного газа. Вклад, пропорциональный ζ_C^S, – это поправка к фототоку Зеебека, обусловленная магнитоиндуцированным циркулярным дихроизмом поглощения излучения. Вариационая производная $\delta\sigma/\delta T$ рассчитывается с учетом пространственного перераспределения электронов при неоднородном нагреве и имеет вид

$$\frac{\delta\sigma(x)}{\delta T(x)} = \frac{e^2\tau}{m}\frac{\delta N(x)}{\delta T(x)} = -\frac{e^2\tau}{m}\left(\frac{\partial\varepsilon_0}{\partial T}\right)_N\frac{N}{\tilde{\varepsilon}},$$

где ε_0 – средняя энергия электронного газа. Частная производная $\partial\varepsilon_0/\partial T$ рассчитывается при постоянной концентрации N, при произвольной статистике электронного газа она равна $\left(2\varepsilon_0 - \tilde{\varepsilon}\right)/T$. Напомним, что $\tau_T(d\varepsilon_0/dT) = \tilde{\tau}_{T_e}$ (см. (4)). В частном случае вырожденной статистики имеем

$$\varepsilon_0 \approx \varepsilon_F + \frac{\pi^2}{6}\frac{T^2}{\varepsilon_F}, \quad \tilde{\varepsilon} \approx \varepsilon_F$$

и

$$\xi_0^S = \frac{2\pi}{3}\frac{e^3\tau^2\tau_T}{m\hbar^2\left(1+\omega^2\tau^2\right)}\frac{T}{\varepsilon_{\rm F}}. \quad (21)$$

Отношение двух вкладов в ток храповика, зависящих от степени циркулярной поляризации, ζ_C^S/ζ_C, имеет порядок отношения (13), т.е. может быть как больше, так и меньше единицы, поскольку является произведением малого $(T/\varepsilon_{\rm F})$ и большого (τ_T/τ) параметров.

В магнитном поле $\mathbf{B} \parallel z$ при однородной засветке образца в плоскости (x, y), короткозамкнутой паре контактов на оси x (электрическое поле E_x не появляется) и разомкнутой цепи по оси y (полный ток $j_y = 0$) возникает электрическое поле зарядов $E_y = -j_{By}/\sigma_{yy}$, где проводимость σ_{yy} можно заменить на σ_{xx} из (6). Если образец разомкнут, то в линейном по B_z приближении получаем

$$E_y = \frac{\sigma_{yx} j_{0x} - \sigma_{xx} j_{By}}{\sigma_{xx}^2}. \tag{22}$$

Согласно (6) и (18), при $\varepsilon(p) = p^2/2m$ и $\tau = \rm const$ вклады в числитель от j_{0x} и первого (холловского) слагаемого в (18) компенсируются и остается только вклад от $\tilde{j}_y^{(B)}$.

4. Однородное квантующее магнитное поле. Рассмотрим двумерный электронный газ, на который совместно действуют слабый периодический потенциал $V(x)$, обусловленный наличием латеральной немагнитной сверхрешетки, и внешнее сильное однородное магнитное поле $\mathbf{B} \parallel z$. В линейном по $V(x)$ приближении продольный ток храповика дается выражением:

$$j_x = -\frac{1}{e}\sigma_{xx}(x)\frac{dV}{dx} - \frac{1}{e}\frac{\partial S[\varepsilon_{\rm F}(x) - V(x)]}{\partial x}, \tag{23}$$

где второе слагаемое представляет диффузионный ток. Его вид находится из равенства нулю полного электрического тока в равновесии:

$$S^{(0)}(\varepsilon_{\rm F}) = \int\limits_0^{\varepsilon_{\rm F}} d\varepsilon'_{\rm F}\sigma_{xx}^{(0)}(\varepsilon'_{\rm F}). \tag{24}$$

Здесь и далее верхний индекс "0" обозначает величины в отсутствие излучения и при $V(x) = 0$.

Мы предполагаем, что при разогреве в каждой точке x быстро устанавливается равновесное распределение с малыми неравновесными поправками $\delta\varepsilon_{\rm F}(x)$ и $\delta T(x)$, соответственно к энергии Ферми и температуре. Поэтому фоторазогрев носителей приводит к поправкам к продольной проводимости и функции S:

$$\sigma_{xx}(x) \approx \sigma_{xx}^{(0)} + \frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial\varepsilon_{\rm F}}\delta\varepsilon_{\rm F}(x) + \frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial T}\delta T(x), \tag{25}$$

$$S(x) \approx S^{(0)} + \frac{\partial S^{(0)}}{\partial\varepsilon_{\rm F}}[\delta\varepsilon_{\rm F}(x) - V(x)] + \frac{\partial S^{(0)}}{\partial T}\delta T(x). \tag{26}$$

Подставляя (25) и (26) в (23), приходим к следующему выражению для продольного тока

$$j_x = -\frac{1}{e}\frac{dV}{dx}\left[\frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial\varepsilon_{\rm F}}\delta\varepsilon_{\rm F}(x) + \frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial T}\delta T(x)\right] - \tag{27}$$
$$- \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial S^{(0)}}{\partial\varepsilon_{\rm F}}\delta\varepsilon_{\rm F}(x) + \frac{\partial S^{(0)}}{\partial T}\delta T(x)\right].$$

Так как в стационарных условиях оптического возбуждения ток j_x не зависит от координаты x, полная производная в (27), описывающая диффузию, вклада не вносит, и этот ток является средним от первого слагаемого

$$j_x = -\overline{\frac{1}{e}\frac{dV}{dx}\left[\frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial\varepsilon_{\rm F}}\delta\varepsilon_{\rm F}(x) + \frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial T}\delta T(x)\right]}. \tag{28}$$

Осциллирующие в пространстве гармоники $j_n(x) \propto \cos q_n x$ или $\sin q_n x$ $(q_n = 2\pi n/d)$ с $n \neq 0$ в первом и втором слагаемом в (27) компенсируют друг друга. В пренебрежении поправками типа $V(x)E_0^2(x)$ по сравнению с вкладами $\propto E_0^2(x)$ второе слагаемое в (27) тождественно обращается в ноль, из чего следует связь между $\delta\varepsilon_{\rm F}(x)$ и $\delta T(x)$ в виде

$$\delta\varepsilon_{\rm F}(x) = -\frac{\partial S^{(0)}/\partial T}{\partial S^{(0)}/\partial\varepsilon_{\rm F}}\delta T(x) = -\frac{1}{\sigma_{xx}^{(0)}}\frac{\partial S^{(0)}}{\partial T}\delta T(x). \tag{29}$$

В результате получаем

$$j_x = -\frac{1}{e}\overline{\frac{dV}{dx}\delta T(x)}\left(\frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial T} - \frac{\partial\sigma_{xx}^{(0)}}{\partial\varepsilon_{\rm F}}\frac{\partial S^{(0)}/\partial T}{\sigma_{xx}^{(0)}}\right). \tag{30}$$

Мы предполагаем, что частота излучения ω заметно превосходит циклотронную частоту и не рассматриваем случай циклотронного резонанса $(\omega \approx \omega_c)$, при котором фототок резонансно усиливается [31, 32]. Тогда пространственная модуляция температуры определяется из уравнения баланса (3). Магнитное поле приводит лишь к малым осциллирующим поправкам к времени релаксации электронной температуры τ_T, которые можно не учитывать. Продольная проводимость в режиме осцилляций Шубникова–де Гааза имеет вид [33]

$$\sigma_{xx}^{(0)} = \frac{e^2\tau\varepsilon_{\rm F}/(\pi\hbar^2)}{1 + (\omega_c\tau)^2}\left(1 - \frac{4(\omega_c\tau)^2}{1 + (\omega_c\tau)^2}\delta\frac{z}{\sinh z}\right), \tag{31}$$

где

$$\delta = \cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_{\rm F}}{\hbar\omega_c}\right){\rm e}^{-\frac{\pi}{\omega_c\tau}}, \quad z = \frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_c}. \tag{32}$$

Интегрирование проводимости по энергии Ферми в соответствии с (24) дает

$$S^{(0)} = \frac{e^2\tau\varepsilon_{\rm F}^2/(\pi\hbar^2)}{2[1 + (\omega_c\tau)^2]}\left(1 - \frac{\hbar\omega_c}{\pi\varepsilon_{\rm F}}\frac{4(\omega_c\tau)^2}{1 + (\omega_c\tau)^2}\delta'\frac{z}{\sinh z}\right), \tag{33}$$

где $\delta' = \sin(2\pi\varepsilon_\mathrm{F}/\hbar\omega_c)\exp(-\pi/\omega_c\tau)$. Видно, что в данной модели зависимость от температуры появляется только из-за теплового размытия осцилляций. Вычисляя продольный ток при условиях $\hbar\omega_c/\varepsilon_\mathrm{F}, \exp(-\pi/\omega_c\tau) \ll 1$, получим, что первое слагаемое в (30) превышает второе в $\varepsilon_\mathrm{F}/\hbar\omega_c \gg 1$ раз и

$$\frac{j_x}{\Xi_0\xi_0^S} = \frac{24(\omega_c\tau)^2}{[1+(\omega_c\tau)^2]^2}\frac{\varepsilon_\mathrm{F}^2}{T\hbar\omega_c}\frac{\sinh z - z\cosh z}{\sinh^2 z}\delta. \tag{34}$$

Аналогично рассчитывается и ток в поперечном направлении y. При этом выражение (29) остается справедливым, т.к. в стационарных условиях именно компонента j_x не зависит от x. Приведем окончательный ответ для среднего по периоду поперечного тока

$$\bar{j}_y = -\frac{1}{e}\overline{\frac{dV}{dx}\delta T(x)}\frac{\partial\sigma_{yx}^{(0)}}{\partial T}. \tag{35}$$

Выражение имеет простой вид, т.к. изменение энергии Ферми при разогреве опять вносит малый вклад. Для недиагональной проводимости имеем [33]

$$\sigma_{yx}^{(0)} = \omega_c\tau\frac{B_z}{|B_z|}\frac{e^2\tau\varepsilon_\mathrm{F}/(\pi\hbar^2)}{1+(\omega_c\tau)^2}\times$$
$$\times\left[1+\frac{2}{(\omega_c\tau)^2}\frac{1+3(\omega_c\tau)^2}{1+(\omega_c\tau)^2}\delta\frac{z}{\sinh z}\right]. \tag{36}$$

Подставляя это выражение в (35), получаем окончательный результат

$$\frac{\bar{j}_y}{\Xi_0\xi_0^S} = -\frac{B_z}{|B_z|}\frac{12[1+3(\omega_c\tau)^2]}{\omega_c\tau[1+(\omega_c\tau)^2]^2}\frac{\varepsilon_\mathrm{F}^2}{T\hbar\omega_c}\frac{\sinh z - z\cosh z}{\sinh^2 z}\delta. \tag{37}$$

Для полноты приведем компоненты тензора сопротивлений с учетом осцилляционного вклада [34]

$$\rho_{xx} = \frac{m}{ne^2\tau}\left(1-4\delta\frac{z}{\sinh z}\right),$$
$$\rho_{yx} = \omega_c\tau\frac{B_z}{|B_z|}\frac{m}{ne^2\tau}\left(1+\frac{2\delta}{(\omega_c\tau)^2}\frac{z}{\sinh z}\right). \tag{38}$$

На рис. 3 построены обе составляющие фототока в режиме квантовых осцилляций, а также приведены полевые зависимости диагонального и недиагонального относительных магнитосопротивлений.

5. Обсуждение результатов и заключение. Как следует из рис. 3, амплитуда осцилляций тока храповика существенно – более чем на два порядка – превосходит фототок $j_x(0) = \Xi_0\xi_0^S$ зеебековского храповика в нулевом поле, причем это имеет место в умеренных магнитных полях, когда шубниковские осцилляции сопротивления малы. Такое

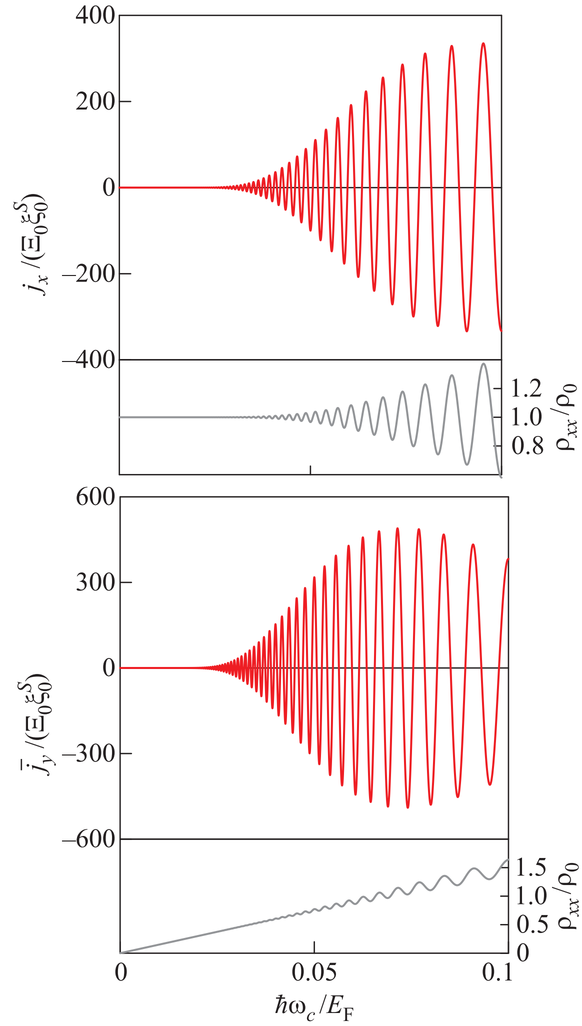

Рис. 3. (Цветной онлайн) Квантовые магнитные осцилляции тока храповика и сопротивления при $\varepsilon_\mathrm{F}\tau/\hbar = 15$, $T/\varepsilon_\mathrm{F} = 5\times10^{-3}$, ρ_0 – удельное сопротивление в отсутствие поля. Амплитуда осцилляций существенно превосходит ток храповика в нулевом поле $j_x(0) = \Xi_0\xi_0^S$, значение которого в выбранном масштабе незаметно

резкое возрастание фототока в квантующем магнитном поле обусловлено тем, что малость параметров $\delta \ll 1$ и $z \ll 1$ компенсируется большим множителем $\varepsilon_\mathrm{F}^2/(T\hbar\omega_c) \gg 1$. Физически гигантское усиление связано с высокой чувствительностью осциллирующей части проводимости к изменению температуры (см. (30), (31)). В то же время, в нулевом поле фототок Зеебека $j_x(0)$ имеет малость T/ε_F (см. (21)), связанную со слабостью разогрева вырожденного электронного газа. Предсказываемое усиление тока храповика в магнитном поле при параметрах, соответствующих реальным двумерным структурам, позволяет надеяться на скорое экспериментальное обнаружение эффекта.

В заключение отметим, что в настоящее время богатая физика эффектов храповика, получив в последнее десятилетие мощный импульс в связи с созданием и исследованием латеральных сверхрешеток, развивается в сторону магнитных структур. Как следует из результатов данной работы, структуры с асимметричной периодической намагниченностью и храповики в однородном внешнем магнитном поле обладают потенциалом не только для исследования фундаментальных физических процессов, но и для возможных технических приложений.

Работа поддержана РФФИ (проекты # 16-02-00375 и 15-32-20828) и DFG (проект SFB 689).

1. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике. Кинетика, теплота, звук*, Мир, М. (2009), т. 4, гл. 46.
2. H. Linke, Appl. Phys. A: Mat. Sci. Proc. **75**, 167 (2002).
3. E. L. Ivchenko and S.D. Ganichev, Письма в ЖЭТФ **93**, 752 (2011).
4. S. Denisov, S. Flach, and P. Hänggi, Phys. Rep. **538**, 77 (2014).
5. S. Sassine, Yu. Krupko, J.-C. Portal, Z. D. Kvon, R. Murali, K. P. Martin, G. Hill, and A. D. Wieck, Phys. Rev. B **78**, 045431 (2008).
6. P. Olbrich, E.L. Ivchenko, R. Ravash, T. Feil, S. D. Danilov, J. Allerdings, D. Weiss, D. Schuh, W. Wegscheider, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. Lett. **103**, 090603 (2009).
7. P. Olbrich, J. Karch, E.L. Ivchenko, J. Kamann, B. März, M. Fehrenbacher, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **83**, 165320 (2011).
8. A.D. Chepelianskii, M.V. Entin, L.I. Magarill, and D.L. Shepelyansky, Eur. Phys. J. **56**, 323 (2007).
9. T. Watanabe, S.A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y.M. Meziani, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, and T. Otsuji, IEEE Sensors J. **13**, 89 (2013).
10. Y. Kurita, G. Ducournau, D. Coquillat, A. Satou1, K. Kobayashi, S. Boubanga Tombet, Y.M. Meziani, V.V. Popov, W. Knap, T. Suemitsu, and T. Otsuji, Appl. Phys. Lett. **104**, 251114 (2014).
11. S.A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, A. Satou, T. Suemitsu, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, D.V. Fateev, V.V. Popov, and T. Otsuji, Appl. Phys. Lett. **104**, 262104 (2014).
12. V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, and W. Knap, Appl. Phys. Lett. **99**, 243504 (2011).
13. E. S. Kannan, I. Bisotto, J.-C. Portal, T. J. Beck, and L. Jalabert, Appl. Phys. Lett. **101**, 143504 (2012).
14. J. J. Wood, L. A. Tomlinson, O. Hess, S. A. Maier, and A. I. Fernandez-Dominguez, Phys. Rev. B **85**, 075441 (2012).
15. P. Faltermeier, P. Olbrich, W. Probst, L. Schell, T. Watanabe, S. A. Boubanga-Tombet, T. Otsuji, and S. D. Ganichev, J. Appl. Phys. **118**, 084301 (2015).
16. I. V. Rozhansky, V. Yu. Kachorovskii, and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **114**, 246601 (2015).
17. A. V. Nalitov, L. E. Golub, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **86**, 115301 (2012).
18. V. V. Popov, Appl. Phys. Lett. **102**, 253504 (2013).
19. S. V. Koniakhin, Eur. Phys. J. B **87**, 216 (2014).
20. V.V. Popov, D.V. Fateev, E.L. Ivchenko, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **91**, 235436 (2015).
21. C. Drexler, S. A. Tarasenko, P. Olbrich et al. (Collaboration), Nature Nanotech. **8**, 104 (2013).
22. G. V. Budkin and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B **93**, 075306 (2016).
23. N. Kheirabadi, E. McCann, and V. I. Fal'ko, Phys. Rev. B **94**, 165404 (2016).
24. G. V. Budkin and L. E. Golub, Phys. Rev. B **90**, 125316 (2014).
25. N. H. Lindner, A. Farrell, E. Lustig, F. von Oppen, G. Refael, arXiv:1403.0010v2.
26. C. Castán-Guerrero, J. Herrero-Albillos, J. Sesé, J. Bartolomé, F. Bartolomé, A. Hierro-Rodriguez, F. Valdés-Bango, J. I. Martí, J. M. Alameda, and L. M. García, Physica B **455**, 76 (2014).
27. A. Auge, A. Weddemann, F. Wittbracht, and A. Hütten, Appl. Phys. Lett. **94**, 183507 (2009).
28. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, М. (1984), 351 с.
29. Е. Л. Ивченко, М. И. Петров, ФТТ **56**, 1772 (2014)
30. P. Olbrich, J. Kamann, M. König et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **93**, 075422 (2016).
31. C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **90**, 205415 (2014).
32. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).
33. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
34. A. Isihara and L. Smrčka, J. Phys. C **19**, 6777 (1986).