**Физика и техника высоких давлений 2012, том 22, № 1**

PACS: 72.15.Gd, 73.43.Qt, 73.61.Ph

В.М. Гохфельд

# ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СЛОИСТОГО ПРОВОДНИКА В КВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 19 июля 2011 года

*На основе модели квазидвумерного электронного спектра проведен аналитический расчет высокочастотной проводимости слоистого проводника в направлении, ортогональном слоям, в пределе сильных магнитных полей и низких температур. Показано, что при определенных значениях полей проводимость может обращаться в нуль.*

**Ключевые слова:** двумерные проводники, высокочастотная проводимость, сильные магнитные поля, низкие температуры

## 1. Введение

Квантовым пределом по магнитному полю $H$ обычно называют условия, в которых ларморовский квант $\hbar\Omega \equiv \hbar eH/m^*c$ много больше температуры $T$, до которой охлажден проводящий образец, и сопоставим с характерными энергиями его электронной подсистемы, например с энергией Ферми $\varepsilon_F$ ($m^*$ – «циклотронная» эффективная масса). Для обычных металлов создание столь сильных статических магнитных полей представляет собой технически сложную задачу, однако квантовый предел возможен в легированных полупроводниках и полуметаллах. В модели изотропного квадратичного спектра электронов (либо электронов и дырок) квантовые асимптотики тензора проводимости были получены в [1] (см. также [2]).

В данной работе внимание обращено на существенно анизотропные «искусственные», в том числе органические, проводники, синтезированные в последние десятилетия. Для многих из этих веществ характерны: а) ярко выраженная слоистая кристаллическая структура, б) меньшая, чем в обычном металле, объемная концентрация $N$ свободных носителей и в) квазидвумерный спектр, когда энергия электрона $\varepsilon(\mathbf{p})$ слабо зависит от проекции квазиимпульса на нормаль к слоям $p_z$ [3]. Последнее обстоятельство представляет особый интерес. Оно обычно проявляется в открытых поверхностях Ферми (ПФ) типа «гофрированный цилиндр» [4,5], что отличает рассматриваемый случай как от трехмерного, в котором возможны любые направления скорости $\mathbf{v} \equiv \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$, так и от чисто двумерного, когда движением носителей поперек слоев можно пренебречь. Мы исследуем электропроводность именно в этом направлении в переменном электрическом поле $\mathbf{E}(t) \propto \propto \exp(-i\omega t)$; квантующее магнитное параллельно ему: $\mathbf{E}(t) \parallel \mathbf{H} \parallel OZ$.

## 2. Модель спектра

Предполагается, что кинетическую энергию зонного электрона со спином «±» и орбитальным числом $n = 0, 1, 2, \ldots$ можно записать в виде

$$\varepsilon_{n,\pm}(p_z) = \left(n + 1/2\right)\hbar\Omega \pm \beta H + u(p_z)\,;$$
$$u(p_z) = u_0 \sin^2\left(ap_z / 2\hbar\right), \tag{1}$$

где $\beta \equiv e\hbar / 2mc$ – магнетон Бора; $a$ – период решетки кристалла в направлении $OZ$. Зависимость от $p_z$ здесь, конечно, упрощена, но не слишком: можно показать (см., напр., [6]), что неучтенные в (1) высшие гармоники соответствуют переходам носителей через один, два и т.д. слоев; естественно предположить, что они малы в сравнении с $u_0$. В отсутствие магнитного поля спектру (1) соответствуют замкнутые ПФ при $u_0 > \varepsilon_F$ и открытые при $u_0 < \varepsilon_F$; случай $u_0 << \varepsilon_F$ типичен для резко анизотропного слоистого металла. В интересующем нас бесстолкновительном режиме[1] задание спектра носителей (1) полностью определяет проводимость:

$$\sigma_{zz}(\omega, H) = -ie^2 \sum_{\alpha} (v_{z\alpha}^2 / \omega) F'(\varepsilon_\alpha - \mu) \tag{2}$$

(так называемая формула Кубо; см., напр., [7]). Здесь $\alpha$ – квантовые числа ($n$, $p_z$, ±); $v_z = \partial u/\partial p_z$ – $z$-проекция скорости электрона; $F(\varepsilon - \mu)$ – функция Ферми.

## 3. Результаты

Важно, что в спектре (1) учтена конечная глубина магнитных подзон в кристалле $u_0$. В достаточно сильных полях подзоны, лежащие под уровнем химического потенциала $\mu$, не перекрываются; при этом (и при $T << u_0$) данная модель позволяет аналитически выразить $\mu$ через $H$ и сохраняющееся число частиц $N$, а затем по формуле (2) найти зависимость $\sigma_{zz}(H)$ в явном виде. Имеется три характерных значения напряженности поля:

$$H_0 = (u_0 c / e\hbar) \max(m, m^*),$$
$$H_1 = (u_0 c / e\hbar) mm^* \Big/ \left|m - m^*\right|, \tag{3}$$
$$H_C = 2\pi\hbar Nac / e\,.$$

[1] Будем считать, что частоты все же не очень велики: $\omega << \Omega$. Это позволяет игнорировать переходы электронов между магнитными подзонами (1) под действием переменного поля.

Если $H > H_0$, то нижняя из подзон $\varepsilon_{0,-}$ отделена щелью от ближайших к ней $\varepsilon_{0,+}$ или $\varepsilon_{1,-}$. При $H > H_0$, $H_1$ подзоны «+» и «–» чередуются без перекрытия (в случае $m^* < m$) либо нижайшими являются несколько разделенных подзон «–» ($m^* > m$), так что уровень химпотенциала может пересечь лишь одну из них, в частности только нижнюю $\varepsilon_{0,-}$ – в полях, превышающих $H_C$.

Вводя функцию $\{x\}$ – дробную часть числа $x$, результат можно представить в виде

$$\sigma_{zz}(\omega, H) = \sigma_{zz}(\omega, \infty)\frac{H}{\pi H_C}\sin\left(\pi\left\{\frac{H_C}{H}\right\}\right) \quad (H > H_0, H_1). \tag{4}$$

Проводимость осциллирует, ***обращаясь в нуль*** в точках $H_C$, $H_C/2$, $H_C/3$, ... (т.е. всякий раз, когда меняется число (непересекающихся) заполненных подзон), а при $H > H_C$ монотонно растет с $H$, стремясь к предельному значению

$$\sigma_{zz}(\omega, \infty) = iNe^2a^2u_0 / 2\hbar^2\omega\,. \tag{5}$$

Примечательно, что связь приведенных величин $\sigma_{zz}(H)/\sigma_{zz}(\infty)$ и $H/H_C$ оказывается универсальной, т.е. не содержит спектральных параметров $m$, $m^*$, $u_0$; от них зависит лишь область применимости формулы (4). При общей величине циклотронной массы ($m^* \simeq m$) отношение напряженностей $H_0$ и $H_1$ к $H_C$ имеет порядок $u_0/\varepsilon_F$, т.е. в типичном слоистом проводнике нужно считать $H_0$, $H_1 << H_C$. В исключительном же случае $m^* = m$ результат остается прежним (4) при $H > H_C$, а в осцилляторной области – из-за двукратного вырождения всех подзон кроме нижней – он меняется на

$$\sigma_{zz}(\omega, H) = \sigma_{zz}(\omega, \infty)\frac{2H}{\pi H_C}\sin\left(\pi\left\{\frac{H_C}{2H} - \frac{1}{2}\right\}\right) \quad (H_0 < H < H_C). \tag{6}$$

При $H = 0$ эквидистантный спектр (1) переходит в квадратичный по планарным компонентам квазиимпульса $p_x$, $p_y$. Пользуясь этим, нетрудно вычислить $\sigma_{zz}(\omega,0)$ и отношение

$$\sigma_{zz}(\omega, \infty) / \sigma_{zz}(\omega, 0) = 4\varepsilon_F / u_0 \tag{7}$$

– оно велико, в отличие от обычного (примерно изотропного) металла.

Полагая $\omega\tau >> 1$, мы не учитывали диссипативные процессы ($\tau$ – время релаксации электронной подсистемы). Во всех случаях, когда $\tau$-приближение приемлемо, это можно сделать, заменяя $\omega \to \omega + i/\tau$ в формуле (2) и используя известные квантовомеханические расчеты $\tau(H)$ в статическом режиме для различных механизмов рассеяния ([1,8]; см. также [9]). Например, согласно результатам [1], рассеяние электронов (с одним долинным спектром) на нейтральных точечных примесях дает неограниченно возрастающую асимптотику, $\tau(H) \propto H^2$ ($H >> H_C$), т.е. вообще никак не влияет на предел (5).

## 4. Обсуждение

Рассмотренное явление, разумеется, родственно квазиклассическим осцилляциям Шубникова–де Гааза (см., напр., [7]), однако в квантовой области полей при $T \to 0$ проявляется конечная (меньшая, чем $\varepsilon_F$) глубина магнитных подзон в спектре типа (1). Когда изолированная (при $H > H_0$) нижняя подзона заполнена доверху, а остальные пусты ($H = H_C$), проводимость, естественно, исчезает; если таких подзон несколько (при $H_C >> H_0$), ситуация повторяется при значениях $H^{-1}$, кратных $H_C^{-1}$. В нашем случае поле $H_C$ определяется лишь двумерной концентрацией носителей $Na$ (см. (3)). Полагая величину $N$ порядка ее типичного значения для полуметаллов, $N \simeq 10^{19}$ cm$^{-3}$, и взяв $a \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ cm, получаем оценку

$$H_C \simeq 10^5 \text{ Oe}; \quad \hbar\Omega_C \equiv eH_C/m^* c \simeq 2 \cdot 10^{-15} \text{ erg} \simeq 10 \text{ K}. \tag{8}$$

Таким образом, условия реализации эффекта (в том числе и вырожденный температурный режим) не должны вызвать технических проблем.

Из изложенного ясно, что особенности в точках $H = H_C/n$ ($n$ = 1, 2, ...) могут иметь и другие динамические характеристики слоистого проводника с квазидвумерным электронным спектром. Например, частота активации продольных плазмонов, движущихся поперек слоев, непосредственно выражается через высокочастотную проводимость: $\omega_p^2(H) = -4\pi i\omega\sigma_{zz}(\omega, H)$.

Заметим, что эксперименты с использованием высоких давлений в случае слоистых проводников могут сыграть особо важную роль при исследовании квантового предела, поскольку в этом случае из-за анизотропии сил связи в таких материалах возможно заметное изменение их электронного спектра при деформациях [10].

Автор признателен Ю.Г. Пашкевичу и В.Г. Песчанскому за обсуждение этой работы.

1. *А.А. Абрикосов*, ЖЭТФ **53**, 1391 (1969).
2. *В.М. Гохфельд*, ЖЭТФ **69**, 1683 (1975).
3. *А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский*, УФН **144**, 415 (1984).
4. *J. Vosnitza*, Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors, Vol. **134** in Springer Tracts in Modern Physics, Springer, Berlin (1996).
5. *J. Singleton*, Rep. Prog. Phys. **63**, 1111 (2000).
6. *В.М. Гвоздиков*, ФТТ **26**, 2574 (1984).
7. *N.W. Ashcroft, N.D. Mermin*, Solid State Physics, Cornell University, New York–Sydney, Holt, Rinehart, and Winston (1975).
8. *В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон*, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Наука, Москва (1984).
9. *С.С. Мурзин*, УФН **170**, 387 (2000).
10. *Г.Л. Беленький, Э.Ю. Салаев, Р.А. Сулейманов*, УФН **155**, 89 (1988).

*В.М. Гохфельд*

## ДИНАМІЧНА ПРОВІДНІСТЬ ШАРУВАТОГО ПРОВІДНИКА В КВАНТОВІЙ МЕЖІ

На основі моделі квазідвовимірного електронного спектру проведено аналітичний розрахунок високочастотної провідності шаруватого провідника в напрямку, ортогональному шарам, в межі сильних магнітних полів і низьких температур. Показано, що при певних значеннях полів провідність може стати нульовою.

**Ключові слова:** двовимірні провідники, високочастотна провідність, сильні магнітні поля, низькі температури

*V.M. Gokhfeld*

## DYNAMIC CONDUCTANCE OF A LAYERED CONDUCTOR IN THE QUANTUM LIMIT

On the base of the model of a quasi-twodimensional electron spectrum and in the limit of strong magnetic fields and low temperatures, an analytical calculation of high-frequency conductivity of a layered conductor in a direction orthogonal to the layers is performed. It is shown that at certain values of the fields, the conductivity may vanish.

**Keywords:** two-dimensional conductors, high-frequency conductivity, strong magnetic fields, low temperatures