

# Динамическая проводимость слоистого проводника в квантовом пределе

В. М. Гохфельд<sup>1)</sup>

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, 83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 19 июня 2007 г.

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

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

**1. Введение.** Квантовым пределом по магнитному полю 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 “хороших” металлов получение столь сильных статических магнитных полей технически затруднительно, однако квантовый предел реален 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 данном сообщении внимание будет 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 (с) квазидвумерный их спектр: энергия электрона  $\varepsilon(\mathbf{p})$  слабо зависит от проекции квазимпульса 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

$\mathbf{E}(t) \propto \exp(-i\omega t)$ ; квантующее магнитное поле параллельно ему:  $\mathbf{E}(t)\parallel\mathbf{H}\parallel Z$ .

**2. Модель спектра.** Предполагается, что кинетическую энергию зонного электрона со спином “±” и орбитальным числом  $n = 0, 1, 2, \dots$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon_{n,\pm}(p_z) &= (n + 1/2)\hbar\Omega \pm \beta H + u(p_z); \\ u(p_z) &= u_0 \sin^2(ap_z/2\hbar), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\beta \equiv e\hbar/2mc$  – магнетон Бора;  $a$  – период решетки кристалла в направлении  $Z$ . Зависимость от  $p_z$  здесь, конечно, упрощена, но не слишком: можно показать (см., например, [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  $u_0 \ll \varepsilon_F$  типичен для резко анизотропного слоистого металла. В интересующем нас бесстолкновительном режиме<sup>2)</sup> задание спектра носителей (1) полностью определяет проводимость:

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

(так называемая формула Кубо; см., например, [7]). Здесь  $\alpha$  – квантовые числа ( $n, p_z, \pm$ );  $v_z = \partial u / \partial p_z$  –  $z$ -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

<sup>2)</sup> Будем считать, что частоты все же не очень велики:  $\omega \ll \Omega$ . Это позволяет игнорировать переходы электронов между магнитными подзонами (1) под действием переменного поля.

<sup>1)</sup> e-mail: gokhfeld@teor.fti.ac.donetsk.ua

под уровнем химического потенциала  $\mu$ , не перекрываются; при этом (и при  $T \ll u_0$ ) данная модель позволяет аналитически выразить  $\mu$  через  $H$  и сохраняющееся число частиц  $N$  и затем, по формуле (2), найти зависимость  $\sigma_{zz}(H)$  в явном виде. Именно, имеется три характерных значения напряженности поля:

$$\begin{aligned} H_0 &= (u_0 c / e \hbar) \max(m, m^*), \\ H_1 &= (u_0 c / e \hbar) m m^* / |m - m^*|, \\ H_C &= 2\pi\hbar N a c / e. \end{aligned} \quad (3)$$

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 химического потенциала может пересечь лишь одну из них; в частности, только нижнюю,  $\varepsilon_{0,-}$ , – в полях, превышающих  $H_C$ .

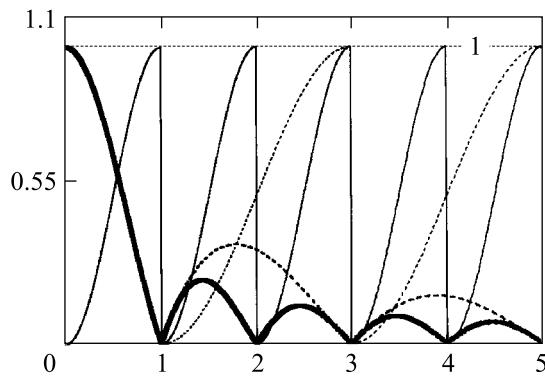
Вводя функцию  $\{x\}$  – дробную часть числа  $x$ , можно представить результат в виде

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

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

$$\sigma_{zz}(\omega, \infty) = i N e^2 a^2 u_0 / 2 \hbar^2 \omega \quad (5)$$

(см. рисунок).



Высокочастотная проводимость  $\sigma_{zz}(\omega, H) / \sigma_{zz}(\omega, \infty)$  (жирная линия) и относительная заселенность самой высокой из непустых подзон  $\mu(H) / u_0$  (тонкая линия) в зависимости от обратного магнитного поля  $H_C / H$ . Штриховыми линиями показаны вырожденный случай  $m^* = m$  (отличающийся в полях  $H < H_C$ )

Примечательно, что связь приведенных величин  $\sigma_{zz}(H) / \sigma_{zz}(\infty)$  и  $H / H_C$  оказывается универсальной, то есть 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  $u_0 / \varepsilon_F$ , то есть в типичном слоистом проводнике нужно считать  $H_0, H_1 \ll H_C$ . 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

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

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

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

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

Полагая  $\omega t \gg 1$ , мы не учитывали диссипативные процессы ( $\tau$  – время релаксации электронной подсистемы). Во всех случаях, когда  $\tau$ -приближение приемлемо, это можно сделать, заменяя  $\omega \rightarrow \omega + i/\tau$  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 однодолинным спектром) на нейтральных точечных примесях дает неограниченно возрастающую асимптотику  $\tau(H) \propto H^2$  ( $H \gg H_C$ ), то есть вообще никак не влияет на предел (5).

**4. Обсуждение.** Рассмотренное явление, разумеется, родственно квазиклассическим осцилляциям Шубникова – де Гааза (см., например, [7]); однако в квантовой области полей при  $T \rightarrow 0$  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  $H_C \gg H_0$ ), 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 ти-

личного значения для полуметаллов,  $N \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , и взяв  $a \simeq 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ , получаем оценку

$$H_C \simeq 10^5 \text{ Э; } \hbar\Omega_C \equiv eH_C/mc \simeq 2 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \simeq 10 \text{ К.} \quad (8)$$

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

Из изложенного ясно, что особенности в точках  $H = H_C/n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) 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:  $\omega_p^2(H) = -4\pi i\omega\sigma_{zz}(\omega, H)$ .

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**, № 3 (1984).
4. J. Vosnitza, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, vol. **134** in Springer Tracts in Modern Physics, Springer, 1996.
5. J. Singleton, *Studies of Quasi-Two-Dimensional Organic Conductors Based on DEDT-TTF Using High Magnetic Fields* in Reports on Progress in Physics **116** (2000).
6. В. М. Гвоздиков, ФТТ **26**, 2574 (1984).
7. Neil W. Ashcroft and N. David 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*, М.: Наука, 1984.
9. С. С. Мурзин, УФН **170**, 387 (2000).