

Циклотронный резонанс в органических металлах

В. Г. Песчанский, Х. К. Медина Пантоха

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2000 г.

Распределение скоростей носителей заряда на поверхности Ферми в слоистых органических проводниках можно найти с помощью экспериментального исследования циклотронного резонанса в магнитном поле, параллельном слоям.

Розподіл швидкостей носіїв заряду на поверхні Фермі в шаруватих органічних провідниках можна знайти за допомогою експериментального дослідження циклотронного резонансу в магнітному полі, що паралельно шарам.

PACS: 71.20.Rv, 71.18.+y

Квазидвумерный характер электронного энергетического спектра слоистых проводников органического происхождения приводит к ряду специфических эффектов, отсутствующих в обычных металлах либо обладающих весьма своеобразным поведением (см., например, обзорные статьи [1,2] и цитированную в них литературу). Значительная часть органических слоистых проводников при достаточно низких температурах T_c порядка 10 К и ниже переходят в сверхпроводящее состояние, а в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии они обладают металлическим типом проводимости с резкой анизотропией электропроводности. По этой причине их называют органическими металлами, а при температуре ниже T_c — органическими сверхпроводниками.

Для изучения электронного энергетического спектра слоистых органических проводников были широко использованы измерения магнитосопротивления в сильных магнитных полях, а в последние годы также и высокочастотные явления.

Резонансное взаимодействие носителей заряда с электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно слоям, было обнаружено в некоторых солях тетраафульвалена [3–5] в достаточно сильном магнитном поле \mathbf{H} , когда частота обращения электронов проводимости $\Omega = eH/m^*c$ больше частоты их столкновений $1/\tau$ и сравнима с частотой электромагнитной волны ω . Циклотронная эффективная масса носителей заряда m^* , определенная в магнитном поле, парал-

лельном нормали \mathbf{n} к слоям в проводнике $(\text{BEDT-TTF})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$, была примерно в три раза больше массы свободного электрона m_0 [3,4], а в соединении $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ почти совпадала с m_0 [5]. С ростом угла θ между векторами \mathbf{H} и \mathbf{n} циклотронная эффективная масса возрастала обратно пропорционально $\cos \theta$, что еще раз подтверждало справедливость предположения о форме поверхности Ферми $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$ в виде слабогофрированного цилиндра.

Найденные эффективные массы носителей заряда в [3–5] значительно отличались от эффективных циклотронных масс, определенных по температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова—де Гааза магнитосопротивления (в комплексе с переносом заряда $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ значения циклотронных эффективных масс различались в 2,5–3 раза). Это обстоятельство побудило нас проанализировать причину столь резкого расхождения циклотронных эффективных масс, ставящего под сомнение возможности одного из указанных выше спектроскопических методов изучения электронного энергетического спектра в органических проводниках.

Циклотронный резонанс в металлах в магнитном поле, параллельном поверхности образца, оказался высокочувствительным методом изучения экстремальных значений циклотронных эффективных масс [6] и экстремальных диаметров поверхности Ферми [7]. Авторы работ [3–5] отдали предпочтение исследованию резонансного

поглощения в названных выше квазидвумерных проводниках в случае, когда вектор Умова — Пойтинга и магнитное поле ортогональны поверхности образца. В этих условиях за счет дрейфа носителей заряда в глубь образца происходит смещение резонансных частот и возрастает погрешность определения циклотронных эффективных масс по положению резонансной линии.

Рассмотрим резонансное поглощение энергии электромагнитных волн, распространяющихся вдоль нормали к слоям (ось z) в слоистом проводнике с произвольным законом дисперсии носителей заряда:

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n(p_x, p_y) \cos \{anp_z / \hbar\};$$

$$\epsilon_n(p_x, p_y) = \epsilon_n(-p_x, -p_y).$$
(1)

Коэффициенты при косинусах в формуле (1), как правило, быстро убывают с ростом номера n , и максимальное значение функции $\epsilon_1(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми равно $\eta \epsilon_F \ll \epsilon_F$, где η — параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра, так что скорость движения носителей заряда вдоль нормали к слоям

$$v_z = - \sum_{n=1}^{\infty} (an/\hbar) \epsilon_n(p_x, p_y) \sin \{anp_z / \hbar\}$$
(2)

много меньше их скорости вдоль слоев. Здесь a — расстояние между слоями, \hbar — постоянная Планка.

В магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$, отклоненном от поверхности образца $z_s = 0$, носители заряда медленно дрейфуют в глубь проводника со скоростью $\bar{v}_z = \eta v_F \cos \theta$, где v_F — характерная фермиевская скорость движения носителей заряда вдоль слоев. С ростом θ дрейф электронов проводимости вдоль нормали к слоям уменьшается, однако при θ , близком к $\pi/2$, орбиты носителей заряда оказываются сильно вытянутыми и условие $\Omega \tau \geq 1$ невыполнимо, так что резонансные кривые становятся сильно «размытыми».

При $\theta = \pi/2$ носители заряда с энергией ϵ_F движутся по открытым периодическим орбитам в импульсном пространстве $p_H = \mathbf{pH}/H$ со сравнительно небольшим периодом

$$T = \frac{c}{eH} \int_0^{2\pi\hbar/a} \frac{dp_z}{v_x}$$
(3)

с почти постоянной скоростью v_x . В этом случае за время свободного пробега τ успевает многократно проявиться периодичность движения носителей заряда, которые могут дрейфовать только в плоскости слоев, смещаясь вдоль оси z лишь на величину порядка ηr_0 , где $r_0 = ch/eHa$, e — величина заряда электрона, c — скорость света в вакууме. При этом из условия циклотронного резонанса $\omega T = 2\pi$ можно с достаточной степенью точности найти распределение скоростей носителей заряда в плоскости, ортогональной оси гофрированного цилиндра, т.е. распределение скоростей фермиевских электронов проводимости в плоскости слоев.

Если $\eta \ll l/\delta$, где $l = v_F \tau$, а δ — глубина скин-слоя, то при решении электродинамической задачи можно воспользоваться приближением локальной связи фурье-образов плотности электрического тока и переменного электрического поля.

В этом приближении корни дисперсионного уравнения

$$\det \left[(k^2 - \omega^2/c^2) \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(k) \right] = 0$$
(4)

с достаточной степенью точности определяют длину затухания электромагнитного поля и поверхностный импеданс слоистого проводника.

Тензор высокочастотной электропроводности

$$\sigma_{\alpha\beta}(k) = \frac{2e^3 H}{c(2\pi\hbar)^3} \int_0^T dp_H \int_0^t dt v_{\alpha}(t, p_H) \int_{-\infty}^t dt' v_{\beta}(t', p_H) \times$$

$$\times \exp \{ (1/\tau - i\omega)(t' - t) \} \cos k \{ z(t', p_H) - z(t, p_H) \}$$
(5)

в достаточно сильном магнитном поле, когда $kr_0 \eta \ll 1$, принимает вид

$$\sigma_{\alpha\beta}^n(k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int dp_H \frac{2\pi m^* v_{\alpha}^{-n} v_{\beta}^n}{1/\tau + i(k\bar{v}_z + n\Omega - \omega)},$$
(6)

где

$$v_{\alpha}^n(p_H) = \frac{1}{T} \int_0^T dt v_{\alpha}(t, p_H) \exp \{ -in\Omega t \},$$

а $T = 2\pi/\Omega$ — период движения электронов проводимости по орбите $\epsilon = \epsilon_F$, $p_H = \text{const}$.

Корни $k = k_1 + ik_2$ дисперсионного уравнения (4) являются комплексными, так что помимо сдвига резонансной частоты дрейф носителей за-

ряда вдоль оси z приводит также к дополнительному уширению резонансной линии. В результате вместо двух линий циклотронного резонанса в магнитных полях, удовлетворяющих условию

$$H_n^\pm = (\omega \pm v_z^{\max} k_1) mc/en, \quad (7)$$

возможно наблюдать лишь «размытый» дублет из-за уширения резонансных линий за счет эффекта Доплера, так что определение экстремальных значений циклотронных эффективных масс электронов проводимости m_{extr}^* по положению резонансных линий при $\omega = n\Omega_{\text{extr}}$ возможно лишь с относительной погрешностью порядка $\eta k_2 r_0 \cos \theta$.

Видимо, именно с этим обстоятельством связано значительное расхождение циклотронных эффективных масс носителей заряда, определенных с помощью исследования температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова — де Гааза и циклотронного резонанса в магнитном поле, ортогональном слоям [3–5].

При $\theta = 0$ и изотропии энергетического спектра в плоскости $p_x p_y$ фурье-образы скорости v_α^n отличны от нуля лишь при $n = \pm 1$, и резонанс имеет место лишь при совпадении частот ω и Ω_{extr} . Если же не выполнено хотя бы одно из этих условий, т.е. либо угол θ отличен от нуля, либо имеется анизотропия скоростей фермиевских электронов в плоскости слоев, то циклотронный резонанс возможен на кратных частотах.

С ростом угла θ происходит сужение резонансных линий и при $\theta = \pi/2$ ширина линий циклотронного резонанса определяется лишь временем свободного пробега носителей заряда, участвующих в формировании резонанса. При этом не играет существенной роли соотношение между l и δ/η , поскольку в этом случае дрейф носителей заряда в глубь образца отсутствует.

Период движения носителей заряда по открытой траектории принимает свое минимальное значение на центральном сечении поверхности Ферми $p_H = 0$, и при выполнении условия

$$\omega T_{\min} = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

взаимодействие носителей заряда с электромагнитной волной носит резонансный характер.

Рост $T(p_H)$ с увеличением p_H завершается на самопересекающейся орбите $p_H = p_c$, где период

T обращается в бесконечность. В случае достаточно сложного энергетического спектра носителей заряда по пути между $p_H = 0$ и $p_H = p_c$ возможно появление дополнительных экстремальных значений $T(p_H)$ и, стало быть, дополнительных резонансных частот. Однако циклотронный резонанс на частотах, удовлетворяющих условию $\omega T(0) = 2\pi n$, будет иметь место всегда при любом виде циклотронного энергетического спектра.

В условиях аномального скин-эффекта, когда $\eta r_0 \geq \delta$, остается неизменным резонансное условие (8), и циклотронный резонанс на кратных частотах наиболее ярко проявляется при выполнении условия

$$\delta/\eta \ll r_0 \ll l. \quad (9)$$

Экспериментально исследуя циклотронный резонанс при различных ориентациях магнитного поля в плоскости слоев, можно определить распределение средних значений скоростей носителей заряда $\bar{v} = 2\pi r_0/T(0)$ в плоскости xy , и в конечном итоге с точностью до величины ηv_F найти распределение скоростей на всей поверхности Ферми.

1. V. G. Peschansky, *Phys. Rep.* **288**, 305 (1997).
2. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **25**, 1119 (1999).
3. С. В. Демишев, Н. Е. Случанко, А. В. Семенов, Н. А. Самарин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 299 (1995).
4. S. V. Demishev, A. V. Semeno, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, I. B. Voskoboinikov, V. V. Glushkov, J. Singelton, S. J. Blundell, S. O. Hill, W. Hayer, M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, M. Kurmoo, P. Day, and N. D. Kushch, *Phys. Rev.* **B53**, 12794 (1996).
5. С. В. Демишев, А. В. Семенов, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, М. В. Карцовник, А. Е. Ковалев, Н. Д. Куш, *ЖЭТФ* **111**, 979 (1997).
6. М. Я. Азбель, Э. А. Канер, *ЖЭТФ* **32**, 896 (1957).
7. М. Я. Азбель, В. Г. Песчанский, *Письма в ЖЭТФ* **5**, 26 (1967).

Cyclotron resonance in organic metals

V. G. Peschansky and J. C. Medina Pantoja

It is shown that the charge carrier velocity distribution on the Fermi surface in layered organic conductors may be determined through experimental investigation of cyclotron resonance in a magnetic field along to the layers.