

МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА В КВАЗИДВУМЕРНОМ ОРГАНИЧЕСКОМ МЕТАЛЛЕ

*С.В.Демишев, А.В.Семенов, Н.Е.Случанко, Н.А.Самарин,
И.Б.Воскобойников, В.В.Глушков, А.Е.Ковалев*, Н.Д.Куц†*

*Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия*

**Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

*†Институт химической физики РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 июля 1995 г.

Экспериментально исследована структура магнитопоглощения в квазидвумерном органическом металле $(\text{ET})_2\text{TlHg}(\text{SCN})_4$ при низких температурах в миллиметровом диапазоне длин волн и выделен вклад, обусловленный поглощением на свободных 2D-носителях. Показано, что циклотронный резонанс 2D-носителей обнаруживает аномальное поведение: наряду с резонансом с $m = 2,8m_0 = \text{const}$ наблюдаются широкое, $\omega_c\tau \sim 1$, линии с $m \sim (1 \pm 1,4)m_0$ и $m \sim 0,5m_0$, для которых эффективная масса зависит от частоты $m = m(\omega)$, что может быть обусловлено сильным фермижидкостным взаимодействием.

1. Проблеме циклотронного резонанса (ЦР) в низкоразмерных органических металлах в последнее время посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ [1–6]. Первые сообщения о наблюдении ЦР было опубликовано в [2] для случая $\alpha - (\text{ET})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$ (здесь ET=бис(этилендитио)-тетратиофульвален). Для частот электромагнитного излучения $\nu = \omega/2\pi = 316 - 698$ ГГц были обнаружены две узкие линии, резонансная частота которых линейно зависела от магнитного поля H . Положение этих особенностей соответствует эффективным массам $m_1 \sim m_0$ и $m_2 \sim 0,4m_0$, где m_0 – масса свободного электрона [2]. Используя стандартную формулу для комплексной проводимости $\sigma(\omega, H)$ электронного газа в магнитном поле [7] из ширины линий, найденных в [2], можно получить оценку $(\omega_c\tau)_1 \sim 15$ и $(\omega_c\tau)_2 \sim 7$ (здесь ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации).

Позднее аналогичные результаты были получены для других двухмерных органических металлов [3–5], например в случае $\alpha - (\text{ET})_2\text{NH}_4\text{Hg}(\text{SCN})_4$ для $\nu = 45 - 65$ ГГц был обнаружен резонанс [3] с $m \sim m_0$ и $\omega_c\tau \sim 5$. Однако интерпретация особенностей резонансного магнитопоглощения с помощью ЦР [2–5] в ряде случаев не согласуется с экспериментом. Во-первых, у $\alpha - (\text{ET})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$ положение резонансов с $m \sim m_0$ и $m \sim 0,4m_0$ не зависит от ориентации магнитного поля, причем эти особенности могут быть возбуждены даже в том случае, когда магнитное поле параллельно проводящей плоскости и 2D-квантование орбитального движения отсутствует [6]. Во-вторых, величина циклотронной массы, определенная из квантовых осцилляций магнитосопротивления, в данных системах лежит в пределах $m_c \sim (3,5 \pm 1,4)m_0$, в то время как ЦР дает $m \sim m_0$ [2–5]. Более того, единственная особенность в поглощении, отвечающая ЦР 2D-носителей у $\alpha - (\text{ET})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$, согласно

[6] соответствует эффективной массе $m \sim 2,8m_0$ и $\omega_{сг} \sim 2$, а из эффекта Шубникова – де Гааза следует $m_c \sim 1,5m_0$ [8]. В-третьих, оценка параметра $\omega_{сг}$, исходя из температуры Дингла [9], дает для $\nu \sim 100$ ГГц $\omega_{сг} \sim 1$, то есть линии, интерпретированные как ЦР, являются более узкими по сравнению с ожидаемой шириной ЦР на свободных носителях.

Таким образом, в настоящее время вопрос о наблюдении ЦР и структуре обусловленного им резонансного магнитопоглощения в органических металлах остается открытым. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию этой проблемы.

2. Для измерений были выбраны монокристаллы α -(ET)₂TlHg(SCN)₄, структурного аналога α -(ET)₂KHg(SCN)₄ (насколько нам известно, магнитопоглощение микроволнового излучения в этом соединении ранее не исследовалось). Отклик от отдельного монокристалла, имевшего характерные размеры $2 \times 2 \times 0,1$ мм³ регистрировался ЛОВ-спектрометром, описанным в [6]. Эксперименты были выполнены при $T = 1,8$ К и $H \leq 70$ кЭ в диапазоне частот $\nu = 50 - 120$ ГГц. Магнитное поле и вектор распространения волны электромагнитного излучения были направлены по нормали к проводящей плоскости, в которой движутся 2D-носители.

Можно показать [10], что в выбранной схеме измерений микроволновая мощность P , поглощаемая в измерительной ячейке, представима в виде суммы вкладов

$$P = P_1 + P_2, \quad (1)$$

$$P_1 = P_0(1 - R(Z_c/Z_0)), \quad (2)$$

$$P_2 = P_0 f(Z_c/Z_0) \text{Re}(Z_c/Z_\sigma), \quad (3)$$

где P_0 – падающая мощность, P_1 – мощность, поглощаемая в ячейке в отсутствие образца, R – коэффициент отражения. Функция P_2 дает дополнительное поглощение, связанное с образцом органического металла, причем $f(Z_c/Z_0)$ описывает изменение процесса поглощения при внесении образца в ячейку. В формулах (1)–(3) Z_c , Z_0 и Z_σ – эффективные импедансы волновода, пустой ячейки и образца, соответственно.

Типичные экспериментальные данные по зависимости P от магнитного поля при $\nu = \text{const}$ показаны на рис.1. При внесении образца в измерительную ячейку возникает дополнительная широкая особенность магнитопоглощения (сравни кривые 1 и 2). Зависимость $P_1(H)$ возникает из-за изменения импеданса Z_0 , обусловленного магнитосопротивлением болометра, регистрирующего поглощенную мощность. Так как функции $R(Z_c/Z_0)$ и $f(Z_c/Z_0)$ являются плавными, то величина P_1 монотонно и практически линейно зависит от H (рис.1, кривая 1), а немонотонный характер изменения полной мощности $P(H)$ (рис.1, кривая 2) обусловлен особенностями поглощения $P_2(H)$, связанными с органическим металлом (рис.1, кривая 3). Оценки показывают, что структуру $P_2(H)$ нельзя объяснить просто магнитосопротивлением образца при $\nu = 0$, поскольку для α -(ET)₂TlHg(SCN)₄ при $H \leq 70$ кЭ характерно монотонное магнитосопротивление, не имеющее особенностей по магнитному полю [11].

На фоне широких особенностей $P_2(H)$ наблюдаются более узкие линии меньшей амплитуды (стрелки на рис.1). Для выделения этих особенностей мы аппроксимировали $P_2(H)$ сглаженной кривой $P_2(H)$ и затем рассчитывали

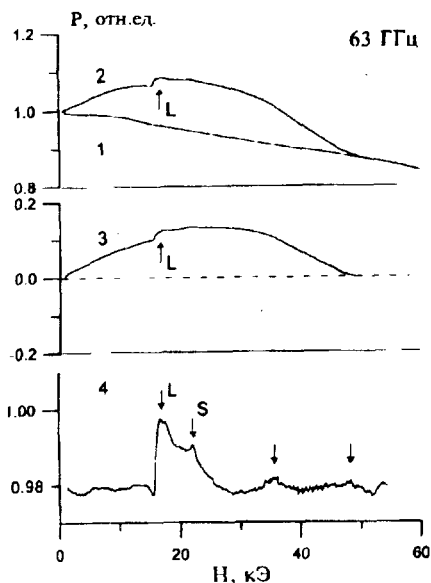


Рис.1

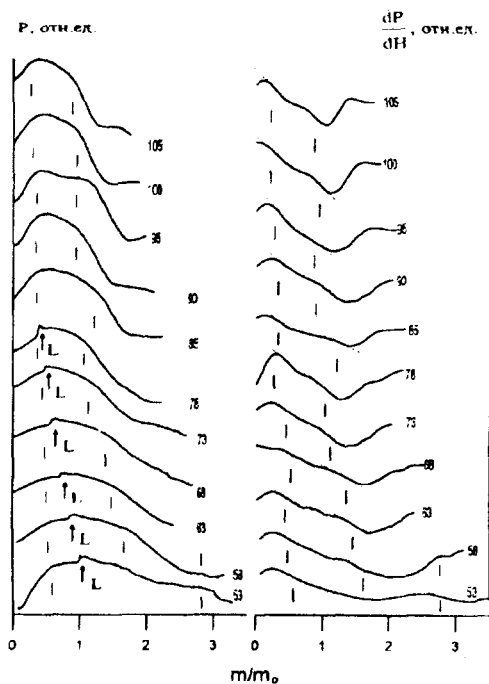


Рис.2

Рис.1. Структура магнитопоглощения у α -(ET) $_2$ TlHg(SCN) $_4$ при $\nu = 63$ ГГц: кривая 1 - пустая ячейка, 2 - ячейка с образцом, 3 - поглощение на свободных 2D-носителях, 4 - различные магнитные резонансы (обозначены стрелками); S - ЭПР, L - антиферромагнитный резонанс

Рис.2. Функции $P(H)$ и dP/dH при различных частотах. Положение ЦР-подобных особенностей обозначено черточками, магнитных резонансов - стрелками. Цифры у кривых соответствуют частоте в ГГц

отношение $P_2(H)/\bar{P}_2(H)$ (рис.1, кривая 4). Видно, что использованная аппаратура позволяла фиксировать резонансные особенности на уровне 0,3 - 0,4% от $P_2(H)$.

Исходя из рассмотрения проблемы ширины линий (п.1) и данных работы [6] структуру магнитопоглощения у α -(ET) $_2$ TlHg(SCN) $_4$ можно интерпретировать следующим образом. Широкие особенности $P(H)$ с амплитудой $\sim 10\%$ обусловлены поглощением 2D-носителями, а более узкие линии с амплитудой $\leq 2\%$ - магнитными резонансами (рис.1).

Структура магнитных резонансов у α -(ET) $_2$ TlHg(SCN) $_4$ будет подробно описана в отдельном сообщении. Полученные данные показывают, что она во многом напоминает структуру резонансов у α -(ET) $_2$ KHg(SCN) $_4$ и образуется, по-видимому, в результате суперпозиции ЭПР и АФМР (на возможность антиферромагнитного упорядочения при низких температурах указывают, в частности, результаты работы [11]). Далее мы рассмотрим широкие особенности $P(H)$, поскольку именно они имеют отношение к проблеме ЦР.

3. Проанализируем эволюцию формы кривых $P(H)$ с частотой (рис.2, для сравнения данных шкала магнитного поля пересчитана в шкалу эффективной массы по формуле $m = eH/2\pi\nu c$). Видно, что в общем случае особенность $P(H)$

может быть представлена в виде суперпозиции двух широких максимумов, разрешение которых становится более отчетливым в области $\nu \sim 100$ ГГц (рис.2).

Учитывая квазилинейный ход $P_1(H)$ для определения положения особенностей, мы проводили сглаживание кривых $P(H)$ с целью устранения искажений, вносимых узкими магнитными резонансами, после чего вычисляли производную dP/dH . Максимумы поглощения находились по точке перегиба кривых dP/dH (рис.2, положение особенностей обозначено вертикальными черточками).

Во всем исследованном диапазоне частот наблюдаются две особенности в окрестности $m \sim 0,5m_0$ и $m \sim (1 - 1,5)m_0$, положение которых зависит от частоты. Наряду с этим, вблизи нижней границы частотного диапазона обнаружен резонанс с $m \sim 2,8m_0$, идентичный зарегистрированному в [6]. Так же как и в случае $\alpha-(\text{ET})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$, этот резонанс виден как широкий максимум $P(H)$ при $\nu \leq 53$ ГГц и резко сужается при $\nu = 58$ ГГц (рис.2). В области больших частот данная особенность смещается за пределы доступного диапазона магнитных полей, что не позволило нам проследить его дальнейшую эволюцию. Положение различных особенностей $P(H)$, пересчитанных в эффективную массу, для различных частот суммировано на рис.3.

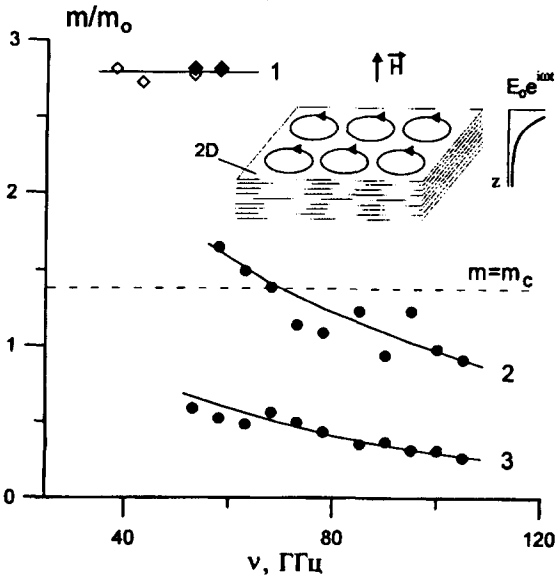


Рис.3. Эффективные массы у $\alpha-(\text{ET})_2\text{TlHg}(\text{SCN})_4$: кривая 1 – резонанс с $m = \text{const}$, 2, 3 – частотно-зависимые ветви, отвечающие основной особенности поглощения. Для кривой 1 темные точки – $\alpha-(\text{ET})_2\text{TlHg}(\text{SCN})_4$, светлые точки – $\alpha-(\text{ET})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$ из работы [6]. На вставке показана геометрия эксперимента по ЦР в органическом металле

4. Физическая картина ЦР в органическом металле должна существенно отличаться от случая нормального металла. В нормальном металле при ЦР носители движутся в существенно неоднородном переменном электрическом поле E , в то время как в органическом металле вследствие двумерного характера движения носителей для каждой проводящей плоскости $E = \text{const}$, хотя величина поля и убывает по мере удаления от поверхности (см. вставку на рис.3, где изображена геометрия опыта по ЦР в органическом металле).

В рассматриваемой геометрии импеданс образца принимает вид $Z_\sigma \sim (\sigma(\omega, H)\delta)^{-1}$ и, следовательно, $P_2 \sim \text{Re}\sigma(\omega, H)$. При этом оценка толщины скин-слоя δ дает величину 20–100 мкм, которая оказывается существенно больше, чем в нормальном металле (для оценки использованы данные [12]).

В результате ЦР в органическом металле оказывается ближе к случаю полупроводника, где коэффициент поглощения также пропорционален $\text{Re}\sigma(\omega, H)$. С этим предположением хорошо согласуется структура функции $P(H)$ (рис.1). Известно, что при $\omega_c = (eH/mc) \gg \omega$ $\text{Re}\sigma(\omega, H) \rightarrow 0$ [7] и $P_2 \rightarrow 0$, то есть избыточное поглощение будет возникать в ограниченном сверху интервале магнитных полей, что и наблюдается экспериментально (рис.1).

Таким образом, особенности $P(H)$ обусловлены, по-видимому, ЦР свободных носителей заряда (рис.3). Обращает на себя внимание, что помимо резонанса с $m \sim 2,8m_0 = \text{const}$ (рис.3, кривая 1) наблюдаются еще две ветви с $m(\omega) \neq \text{const}$ (рис.3, кривые 2 и 3), определяющие основную особенность поглощения (рис.1, 2). Подчеркнем, что в исследованном диапазоне частот не наблюдается ЦР с постоянной эффективной массой $m_c = 1,4m_0 = \text{const}$, следующей из квантовых осцилляционных эффектов для $\alpha\text{-(ET)}_2\text{TlHg(SCN)}_4$ [11], и в области $m \sim 1,4m_0$ эксперимент дает $m = m(\omega)$ (рис.3).

Насколько нам известно, возможность ЦР с $m = m(\omega)$ в органических металлах ранее не рассматривалась. Вероятной причиной такого аномального поведения могут быть сильные ферми-жидкостные эффекты, приводящие к зависимости эффективной массы от частоты [13]. В результате картина ЦР в органическом металле будет существенно более сложной как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения по сравнению со случаями обычного металла или полупроводника. Проверка этой гипотезы может заключаться в детальном изучении структуры $P(H)$ в наклонном магнитном поле, что является задачей дальнейших исследований.

Авторы выражают свою признательность Б.А.Волкову, Л.А.Фальковскому, С.В.Шарову, А.А.Волкову, а также Дж.Синглетону, У.Хейесу и С.Бланделлу за полезные обсуждения. Мы благодарны М.В.Карцовнику, прочитавшему рукопись и высказавшему ценные замечания. Работа выполнена в рамках международных проектов, INTAS 93-2400 и INTAS 94-1788. Ряд аспектов был выполнен при финансовой поддержке Королевского общества (Великобритания) и российской национальной программы "Фуллерены и атомные кластеры".

-
1. L.P.Gor'kov and A.G.Lebed', Phys. Rev. Lett. **71**, 3874 (1993).
 2. J.Singleton, F.L.Pratt, M.Doporto et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2500 (1992).
 3. S.Hill, A.Wittlin, J.van Bentum et al., Synth. Met. **70**, 821 (1995).
 4. S.Hill, J.Singleton, F.L.Pratt et al., Synth. Met **55-57**, 2566 (1993).
 5. J.Singleton, F.L.Pratt, M.Doporto et al., Physica B **184**, 470 (1993).
 6. С.В.Демишев, Н.Е.Случанко, А.В.Семенов, Н.А.Самарин, Письма в ЖЭТФ **61**, 299 (1995).
 7. Я.Хайду, Г.Ландвер, В кн. *Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение*. Под ред. Ф.Херлаха, М.: Мир, 1988, с.69.
 8. F.L.Pratt, J.Singleton, M.Doroto et al., Phys. Rev. B **45**, 13904 (1992).
 9. J.Caulfield, S.J.Blundell, M.S.L. du Croo de Jough et al., Phys. Rev. B **51**, 8325 (1995).
 10. И.В.Лебедев, *Техника и приборы СВЧ*, т.1, М.: "Высшая школа", 1970, с.181.
 11. M.V.Kartsovnik, A.E.Kovalev, and N.D.Kushch, J. Phys. I France **3**, 1187 (1993).
 12. T.Sasaki and N.Toyota, Sol. St. Commun. **75**, 93 (1990).
 13. T.Li, Phys. Rev. B **48**, 4991 (1993).