

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 3, стр. 186 – 190.

5 августа 1972 г.

**НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС
В ИДЕАЛЬНОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ**

С. М. Черемисин

Достигнутые в последнее время успехи в изготовлении совершенных монокристаллов и в освоении миллиметрового диапазона радиоволн дали возможность наблюдать циклотронный резонанс в металлах в таких

условиях, при которых время свободного пробега определяется не рассеянием на примесях и дефектах кристалла, а взаимодействием резонансных электронов с другими квазичастицами — прежде всего с фононами. Наиболее подробно были исследованы висмут [1] и свинец [2,3].

Шером и Холстейном построена строгая теория [4], позволяющая вычислить ширину линии циклотронного резонанса, определяемую электрон-фононным взаимодействием. Частота электромагнитного поля предполагалась ими очень высокой $\omega = n\omega_c \sim \omega_D$ (ω_c — циклотронная, ω_D — дебаевская частота). При этом время релаксации $\tau \sim 1/\omega$ и можно не учитывать влияния квантования Ландау на рассеяние даже при $T = 0$. Реально же эксперименты проводятся при $\omega \ll \omega_D$, $\omega\tau \gg 1$ и, как будет показано, при достаточно низкой частоте время релаксации резонансных электронов может оказаться значительно больше, чем следует по теории [4].

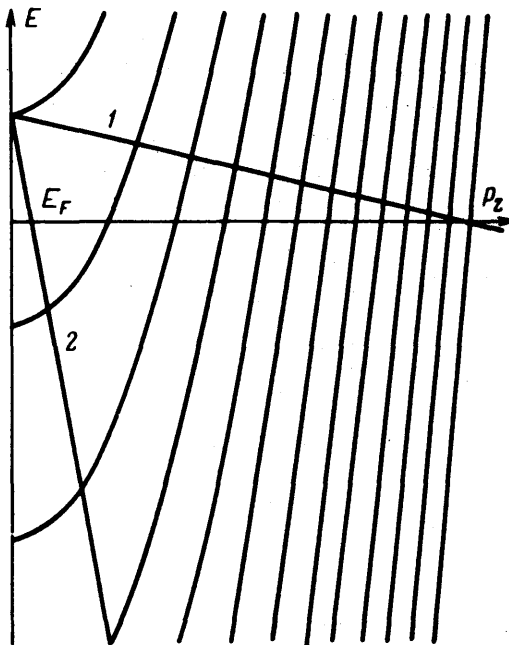


Рис. 1. Схема рассеяния электронов на фононах. Конечные состояния электрона лежат в точках пересечения парабол $E = (N + 1/2)\hbar\omega_c + p_z^2/2m_H$ и прямой $\Delta E = q_z s$ (1 или 2)

Рассмотрим квазиклассическую модель электрон-фононного взаимодействия при $kT \ll \hbar\omega$. Основным процессом, определяющим время релаксации при этом будет, как известно, спонтанное излучение фононов возбужденными резонансными электронами. (Остаточное время релаксации, определяемого столкновениями электронов с примесями и дефектами кристалла не учитывается). Энергия электрона вблизи (выпуклой) поверхности Ферми дается формулой:

$$E = (N + 1/2)\hbar\omega_c + p_z^2/2m_H$$

При излучении фонона изменение энергии электрона имеющего $p_z = 0$ равно $\Delta E = \Delta N\hbar\omega_c - q_z^2/2m_H$ (q_z — проекция импульса фонона на направление магнитного поля).

При рассеянии вдоль магнитного поля допускаемые законами сохранения значения q определяются пересечением парабол $E(p_z, N)$ и прямой $\Delta E = q_z s$ (s – скорость звука).

Рассмотрим два предельных случая:

1. $\hbar \omega_c / m_H s^2 \gg 1$ (прямая 1 на рис. 1). Электрон рассеивается на свободные уровни, лежащие выше уровня Ферми причем $\Delta N \gg 1$. Число состояний на этих уровнях можно представить, как это обычно делается в теории квантовых осцилляций, с помощью формулы Пуассона в виде суммы монотонной части, равной числу состояний в сплошном спектре, и осциллирующей части, относительная величина которой для фиксированного q убывает как $1/\Delta N$ (так же, как квантовые осцилляции термодинамических потенциалов). Таким образом, если фононный спектр не имеет острых особенностей в диапазоне частот $0 \div \omega$, то квантовыми осцилляциями τ можно пренебречь и теория [4] применима полностью.

В этом случае ширина уровня $\Gamma \sim (|E - E_F| / \hbar \omega_D)^3$; ширина линии циклотронного резонанса определяется суммой ширин верхнего и нижнего уровней, участвующих в резонансе, и минимальна, когда верхний и нижний уровни расположены симметрично относительно E_F , т. е. $1/\tau \sim (\omega / 2\omega_D)^3$ – основной вклад в резонанс вносят, очевидно, наиболее долго живущие электроны. Именно этот случай реализован в экспериментах [1, 2, 3]: $m_H = 1 \div 2m_e$, $s = 1 \div 3 \cdot 10^5$ см/сек, $\omega = 10^{11} \div 10^{12}$, $\Delta N = 10 \div 100$.

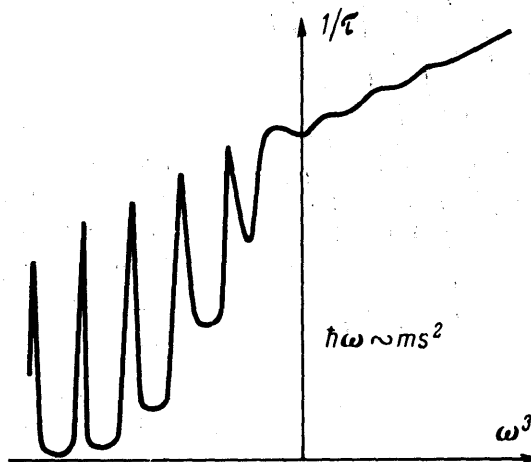


Рис. 2. Приблизительный вид частотной зависимости времени релаксации электронов центрального сечения. (Для ясности рисунка период квантовых осцилляций значительно увеличен)

II. $\hbar \omega_c / m_H s^2 \ll 1$ (прямая 2 на рис. 1) (*). При этом необходимо отдельно рассматривать основной резонанс и резонанс на гармониках циклотронной частоты. При резонансе на гармонике $\omega = n\omega_c$ между верхним и нижним уровнями, участвующими в резонансе, лежит $n-1$ уровней Ландау, на которые могут падать возбужденные электроны, если эти уровни свободны или, если эти уровни заняты, то электроны

с них могут падать в дырки на нижнем уровне. Достаточно наличия хотя бы одного промежуточного уровня, чтобы время релаксации было малым — того же порядка, что и в непрерывном спектре. При $n \gg 1$, так же как и в случае 1, квантование Ландау можно не учитывать и пользоваться формулами [4].

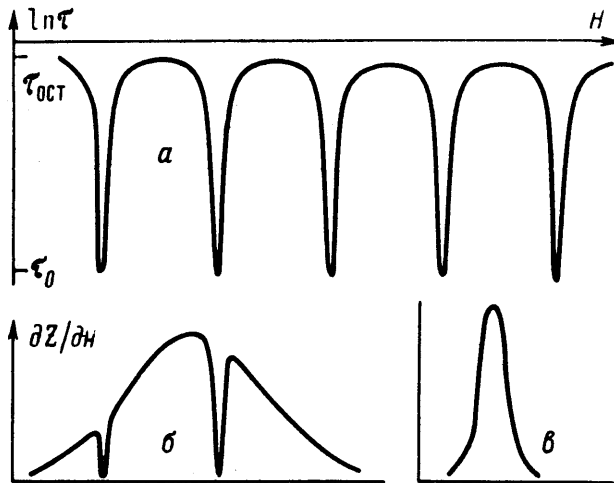


Рис. 3. Возможные случаи модуляции линий циклотронного резонанса (б и в) квантовыми осцилляциями τ (а)

Для оценки ширины основного резонанса достаточно рассмотреть два соседних уровня Ландау, между которыми лежит уровень Ферми, поскольку относительный вклад других уровней экспоненциально мал ($kT \ll \hbar \omega$) и в рассеянии участвуют только фононы частоты $\omega = \omega_c$. Вероятность излучения фонона пропорциональна плотности незанятых состояний на нижнем уровне и, при фиксированном магнитном поле осциллирует как функция от ρ_z . Эти осцилляции аналогичны гигантским квантовым осцилляциям поглощения ультразвука. Основной вклад в резонанс вносят электроны с максимальным τ , совершающие переходы между уровнями Ландау, расположенными симметрично относительно уровня Ферми. Зависимость времени релаксации от температуры для этих электронов, очевидно, экспоненциальна: $\tau \sim \tau_0 \exp(\hbar \omega / kT)$, где τ_0 — значение для непрерывного спектра. Учет зависимости циклотронной массы от ρ_z обычно проводимый в теории циклотронного резонанса, здесь не требуется, так как в реально осуществимых экспериментальных условиях можно ожидать выполнения условия (*) лишь для одной — двух пар уровней непосредственно на экстремальном сечении. Характер зависимости $\tau(\omega_c)$ для этого случая показан на рис. 2. Несмотря на малость числа электронов, резонанс может быть сильным благодаря большому времени релаксации. Если же удастся понизить температуру и остаточную частоту столкновений так, чтобы условие (*) выполнялось для большого числа уровней, то, по-видимому, одновременно выполнятся условия квантового циклотронного резонанса [5] и линии, соответствующие переходам электронов с разных уровней, будут наб-

людаться. Если рассматривать одну пару уровней, то линия циклотронного резонанса окажется промодулированной системой гигантских квантовых осцилляций. Если период квантовых осцилляций меньше ширины линии, наблюдаемая линия будет изрезанной, в противном случае ширина линии будет периодически зависеть от частоты электромагнитного поля (рис. 3).

Описанное сужение линии может быть, вероятно, обнаружено на ртути на частоте ~ 5 ГГц при $T \lesssim 0,1^\circ\text{K}$. Действительно, частота ртути в настоящее время на порядок выше, чем других самых чистых металлов и позволяет надеяться на получение остаточного времени релаксации > 10 нсек, а время релаксации, определяемое рассеянием на фононах составляет $0,1$ нсек при $T = 1,5^\circ\text{K}$ и $\omega = 2 \cdot 10^{11}$.

П.Л.Капице автор благодарен за внимание к работе, М.С.Хайкину, И.М.Лифшицу, М.И.Каганову, В.С.Эдельману за полезное обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июня 1972 г.

Литература

- [1] С.М.Черемисин, В.С.Эдельман, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 61, 1112, 1971.
- [2] И.Я.Краснополин, М.С.Хайкин. Письма в ЖЭТФ, 12, 76, 1970.
- [3] P. Goy, G. Weisbuch. Phys. Rev. Lett., 25, 225, 1970.
- [4] H. Sher, T. Holstein. Phys. Rev., 148, 598, 1966.
- [5] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, А.А.Слуцкий. ЖЭТФ, 43, 1464, 1962.