УДК 537.312.8; 538.212

© *Физика твердого тела, том 35, № 5, 1993*
Solid State Physics, vol. 35, N 5, 1993

К ТЕОРИИ АМПЛИТУДЫ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ЧИСТЫХ СОВЕРШЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ ТИПА ВИСМУТА

В.А.Козлов, Е.Е.Нариманов, К.А.Сахаров

Принято считать, что амплитуда квантовых осцилляций, в том числе и кинетических коэффициентов, хорошо описывается с помощью множителя Дингла и определяется уширением уровней Ландау за счет столкновений. Поскольку для большинства проводников область гелиевых температур является областью остаточного сопротивления, связанного с примесным рассеянием, указанная процедура является вполне адекватной, так что измерения $T_{\text{д}}$ позволяют судить о количественных характеристиках рассеяния [1]. При этом в работе [2] была предпринята попытка количественной оценки (наряду с внутридолинным рассеянием) интенсивности междолинного рассеяния в полупроводниковых сплавах $\mathrm{Bi}_{1-x}\mathrm{Sb}_x$. По существу методика, предложенная в [2], на сегодняшний день является практически единственной, позволяющей оценить темп междолинного рассеяния в материалах, где отсутствует дырочная поверхность Ферми. Отметим, что исследования междолинных перебросов в висмуте, выполненные в работах [3], [4], касались лишь оценки длины рекомбинации.

Изложенные соображения, по-видимому, являются верными в достаточно дефектных кристаллах, где рассеяние осуществляется на примесях и дефектах и является упругим. В чистых материалах с высокой степенью совершенства кристаллической структуры в области гелиевых температур доминирует рассеяние на фононах, которое в свою очередь является частично неупругим [5–7], о чем свидетельствует, например, температурная зависимость электропроводности в висмуте при $T < 7$ K, имеющая вид $\sigma \sim T^{-\alpha}$, где α растет с понижением температуры, приближаясь к блоховскому значению при $T = 0.1$ K. Что же касается $\mathrm{Bi}_{1-x}\mathrm{Sb}_x$, то, как это было показано в работе [8], вплоть до температур порядка нескольких кельвинов имеет место смешанный механизм релаксации носителей с существенной долей электрон-фононного рассеяния.

Вообще говоря, нет никаких оснований считать, что влияние неупругости рассеяния на амплитуду квантовых осцилляций может быть описано введением эффективной температуры Дингла. Как будет показано ниже, оно вообще не сводится к стандартному экспоненциальному фактору и должно последовательно выделяться при обработке экспериментальных данных, касающихся амплитуды квантовых осцилляций кинетических коэффициентов.

Рассмотрим образец, помещенный в продольное $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$ магнитное поле. В этом случае функция распределения носителей заряда в представлении Ландау удовлетворяет кинетическому уравнению [9]

$$-eE_z\frac{p_z}{m_z}\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} = \sum_{n'}\int d\mathbf{q}\left|C_{\mathbf{q}}^{nn'}\right|^2 F_{\mathbf{q}}^2\Big\{\big(1-f^0(\varepsilon)\big)\,f^0(\varepsilon')\delta(\varepsilon'-\varepsilon+\hbar\omega_{\mathbf{q}})+$$

$$+f^0(\varepsilon)\left(1-f^0(\varepsilon')\right)\delta\left(\varepsilon'-\varepsilon-\hbar\omega_{\mathbf{q}}\right)\Big\}\left(\varphi_{n,p_z}-\varphi_{n',p_z+q_z}\right), \qquad (1)$$

где $C_{\mathbf{q}}^{nn'}$ — матричный элемент гамильтониана электрон-фононного взаимодействия, φ_{n,p_z} — неравновесная добавка к функции распределения носителей заряда

$$f_{n,p_z}=f^0(\varepsilon)-\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}\varphi_{n,p_z}.$$

Поскольку в рассматриваемых условиях рассеяния электронов не является упругим, решение уравнения (1) следует искать вариационным методом. Используя стандартную методику, для проводимости получим

$$\sigma_{zz}=\sigma_{zz}^0\left(1-\sqrt{\frac{\hbar\Omega}{\varepsilon_F}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n}{\sqrt{2n}}\frac{2\pi^2 n(T/\hbar\Omega)}{\operatorname{sh}(2\pi^2 n(T/\hbar\Omega))}e^{-2\pi^2 T_D n/\hbar\Omega}\times\right.$$

$$\left.\times\frac{\sin(2\pi n(\hbar\omega_{\text{ph}}/\hbar\Omega))}{2\pi n(T/\hbar\Omega)(1-\exp(-\hbar\omega_{\text{ph}}/T))}\cos\left(\frac{\pi n g}{2}\right)\cos\left(2\pi n\frac{\varepsilon_F}{\hbar\Omega}-\frac{\pi}{4}\right)\right), \qquad (2)$$

где величина $\hbar\omega_{\text{ph}}$ имеет смысл средней энергии фононов, на которых рассеиваются носители заряда. Так, например, в висмуте, если магнитное поле направлено вдоль оси C_1, $\hbar\omega_{\text{ph}}\approx 15$ К, а когда $\mathbf{H}\parallel C_2$, $\hbar\omega_{\text{ph}}\approx 4$ К.

Полученный результат отличается от стандартного выражения для проводимости [10] наличием множителя

$$\sin\left(2\pi n(\hbar\omega_{\text{ph}}/\hbar\Omega)\right)\Big/\left[2\pi n\frac{T}{\hbar\Omega}\left(1-\exp\left(-\frac{\hbar\omega_{\text{ph}}}{T}\right)\right)\right],$$

связанного с неупругостью электрон-фононного взаимодействия. Последнее обстоятельство приводит к тому, что осциллирующая часть σ_{zz} также обращается в нуль, если выполнено условие $2\hbar\omega_{\text{ph}}=\hbar\Omega\cdot n$ (n — целое число). Это связано с тем, что при неупругом рассеянии в случае вырожденной статистики значения кинетических коэффициентов определяются не плотностью состояний на уровне Ферми $\rho(\varepsilon_F)$, а ее средним значением в слое $2\hbar\omega_{\text{ph}}$. Если при определенном значении магнитного поля в диапазоне $\varepsilon_F-\hbar\omega_{\text{ph}}$, $\varepsilon_F+\hbar\omega_{\text{ph}}$, по которому происходит усреднение, укладывается целое число $\hbar\Omega$-периодов осцилляций плотности состояний $\rho(\varepsilon)$, то осциллирующие слагаемые $\rho(\varepsilon)$ не сказываются на значениях кинкоэффициентов.

Важно отметить, что, согласно (2), наличие неупругости рассеяния не может быть сведено к изменению $T_{\text{д}}$ на некоторое эффективное значение и приводит к существенной нелинейности графика Дингла. Указанный эффект должен последовательно выделяться при обработке информации, получаемой в результате измерения амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза. Последнее обстоятельство особенно существенно, когда ставится задача количественного определения времен внутри- и междолинной релаксации по экспериментально найденной величине $T_{\text{д}}$ [2].

Далее, как это следует из (2), неупругость акустического рассеяния приводит к тому, что в осцилляциях Шубникова-де Гааза должны наблюдаться низкочастотные биения с периодом

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \left(\frac{m_\perp c\omega_{\rm ph}}{e}\right)^{-1}.$$

Обычно подобный эффект пытаются объяснить неточностью ориентации магнитного поля, когда могут наблюдаться осцилляции от нескольких эллипсоидов с близкими циклотронными частотами. В связи с этим необходимо подчеркнуть, что, согласно (2), указанные биения должны иметь место и при идеальной юстировке, а также в том случае, когда исследуются осцилляции от одного эллипсоида. Таким образом, по периоду биений можно в независимом эксперименте определить наряду с анизотропией электрон-фононного рассеяния среднюю энергию фононов, с которыми взаимодействуют носители заряда.

Отметим, что данный эффект никак не связан с магнитофононными осцилляциями [11], возникающими из-за взаимодействия с оптическими фононами. Поскольку оптическое рассеяние эффективно лишь при высоких температурах $T > 40$ K [12], магнитофононные осцилляции не могут наблюдаться одновременно с описанным выше эффектом.

Список литературы

[1] Dingle R.B. // Proc. Roy. Soc. A. 1952. V. 211. N 3. P. 517–526.
[2] Киракозова Л.А., Минина Н.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 1. С. 693–696.
[3] Lopez A.A. // Phys. Rev. 1968. V. 175. N 3. P. 823–840.
[4] Akinaga M. // J. Phys. Soc. Japan. 1987. V. 56. N 2. P. 827–828.
[5] Бельчик А.А., Козлов В.А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1479–1486.
[6] Желяев И.М., Межов-Деглин Л.П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 3. С. 971–982.
[7] Винник В.С., Коренблит И.Я., Охрем Е.А., Самойлович А.Г. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 2041–2098.
[8] Редько Н.А., Польшин В.И., Иванов Г.А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 10–13.
[9] Зырянов П.С., Клингер М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. М.: Наука, 1976. 480 с.
[10] Adams E., Holstein T. // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 10. N 4. P. 254–276.
[11] Гуревич В.Л., Фирсов Ю.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 1. С. 198–213.
[12] Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 350 с.

Московский
физико-технический институт

Поступило в Редакцию
17 декабря 1992 г.