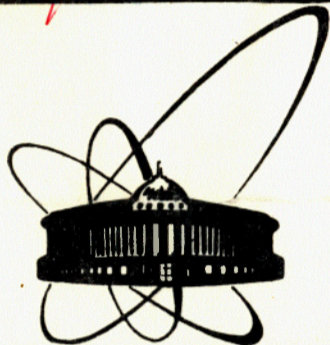


83-208

2947/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P17-83-208

6/6-83

Г.М.Шмелев*, Нгуен Хонг Шон*, Во Хонг Ань

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ
В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Направлено в журнал "Solid State Communications"

* Кишиневский государственный университет
им. В.И.Ленина

1983

В настоящей работе теоретически исследуется поглощение звука в полупроводниковых сверхрешетках /СР/ в квантующем магнитном поле.

Аналогичная задача для однородных материалов рассматривалась в ^{1/}, где были предсказаны гигантские квантовые осцилляции /ГКО/ коэффициента поглощения звука /КПЗ/ в вырожденном электронном газе. Существование таких осцилляций было подтверждено экспериментально /см., например, ^{2/}/. В дальнейшем ГКО теоретически исследовались в ^{3,4/}, где предполагалось еще присутствие сильной электромагнитной волны, которая влияет на вероятность рассеяния электронов и тем самым стимулирует появление отрицательных значений КПЗ /усиление звука/.

В СР поглощение звука исследовалось в работах ^{5-7/}, где было показано, что в квантующем электрическом поле в СР возможна фоновая неустойчивость, приводящая к усилению звука.

Здесь мы покажем, что исследованные в ^{1/} пики ГКО КПЗ в квантующем магнитном поле в СР расщепляются /А/. Кроме того, оказывается, что при определенных условиях в КПЗ как функции магнитного поля могут возникать пики новой природы, отсутствующие в однородном материале /Б/.

Будем исходить из стандартной формулы для определения КПЗ ^{1/}

$$\Gamma = \frac{Q}{I}, \quad /1/$$

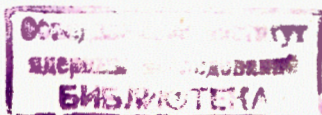
где $I = \rho \omega_q^2 u_0^2 v_s / 2$ - интенсивность звуковой волны, ρ - плотность кристалла, $\omega_q = qv_s$, где q и v_s - волновое число и скорость звука, u_0 - амплитуда смещения,

$$Q = \frac{\pi \omega_q}{2} \sum_{\alpha \alpha'} [f(\epsilon_{\alpha'}) - f(\epsilon_{\alpha})] |U_{\alpha \alpha'}(\vec{q})|^2 \delta(\epsilon_{\alpha'} - \epsilon_{\alpha} - \omega_q) \quad /2/$$

- энергия, диссипируемая за 1 с в 1 см³, $\alpha = (n, p_z)$, n - номер подзоны Ландау, p - импульс электрона. Звук предполагается высокочастотным, длина волны которого много меньше длины свободного пробега электрона и ларморовского радиуса.

При $\vec{H} \parallel oz$ /oz - ось СР/ энергия электрона имеет вид

$$\epsilon_{\alpha} = (n + \frac{1}{2}) \omega_c - \epsilon_0 \cos p_z d, \quad /3/$$



где $\omega_c = e\hbar/mc$ - циклотронная частота, ϵ_0 - полуширина минизоны, d - период СР. Распределение электронов предполагается равновесным,

$$f(\epsilon_\alpha) = [e^{(\epsilon_\alpha - \mu)/T} + 1]^{-1},$$

μ - химический потенциал, T - температура образца. Оператор взаимодействия электронов с продольным высокочастотным звуковым полем имеет вид

$$U(\vec{q}) = U_0 e^{i\vec{q}\vec{r}},$$

и в пренебрежении процессов переброса /при $q_z d \ll 1$ / матричный элемент перехода принимает вид

$$|U_{\alpha\alpha'}(\vec{q})|^2 = U_0^2 A_{nn'}(\xi) \delta_{p_z' - p_z + q_z} \delta_{p_y' - p_y + q_y}, \quad /4/$$

где

$$A_{nn'}(\xi) = (-1)^{n-n'} e^{-\xi} L_n^{n'-n}(\xi) L_{n'}^{n-n'}(\xi),$$

$$\xi = \frac{q^2 \sin^2 \phi}{2m\omega_c},$$

ϕ - угол между векторами \vec{q} и \vec{H} /направлением распространения звука и магнитным полем/, $L_n^m(\xi)$ - присоединенный полином Лагерра, $\delta_\beta \equiv \delta_{\beta,0}$ - символ Кронекера. Подставляя /4/ в /2/ и переходя от суммирования к интегрированию, получаем

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{\omega_c e^{-\mu/T}}{4T \cos \phi} \sum_{r=\pm 1} \sum_{n,n'=0} A_{nn'}(\xi) \frac{\theta(1 - \eta_{n,n'}^2)}{\sqrt{1 - \eta_{n,n'}^2}} \times \quad /5/$$

$$\times \text{ch}^{-2} \left\{ \frac{1}{2T} \left[(n + \frac{1}{2}) \omega_c - \mu - r\epsilon_0 \sqrt{1 - \eta_{n,n'}^2} \right] \right\},$$

где $\Gamma_0 = (mU_0^2 e^{\mu/T}) / (4\pi \rho u_0^2 v_s^2 \epsilon_0 d^2)$, причем $\Gamma_0 \text{ch}(\epsilon_0/T)$ - КПЗ невырожденного полупроводника со СР при $q \parallel oz$ и в отсутствие магнитного поля;

$$\eta_{nn'} = \frac{(n'-n)\omega_c}{\epsilon_0 q d \cos \phi},$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

При выводе /5/ использовалось приближение: $f(\epsilon_\alpha) - f(\epsilon_{\alpha'}) = -\omega_q \partial f(\epsilon_\alpha) / \partial \epsilon_\alpha$. Дальнейшее исследование КПЗ по формуле /5/ удобно провести в двух частных случаях.

A. Сильновырожденный электронный газ и $\vec{q} \parallel oz$

В этом случае $\xi = 0$, $A_{nn'} = \delta_{nn'}$, и формула /5/ упрощается:

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{\omega_c}{4T} e^{-\mu/T} \sum_{r=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \text{ch}^{-2} \left\{ \frac{1}{2T} \left[(n + \frac{1}{2}) \omega_c - \mu - r\epsilon_0 \right] \right\}. \quad /6/$$

Если $\omega_c \gg T$ и один из аргументов гиперболического косинуса близок к нулю,

$$\mu = (n + \frac{1}{2}) \omega_c \pm \epsilon_0. \quad /7/$$

$$\text{то } \Gamma \approx \Gamma_0 \frac{\omega_c}{4T} e^{-\mu/T} \gg \Gamma_0' e^{-\mu/T}. \quad /8/$$

Если же все $(n + 1/2)\omega_c \pm \epsilon_0$ далеки от μ ,

$$\text{то } \Gamma \approx \Gamma_0 \frac{\omega_c}{4T} e^{-\frac{\mu}{T}} e^{-\gamma \frac{\omega_c}{T}} \ll \Gamma_0' e^{-\frac{\mu}{T}}. \quad (\gamma - 1). \quad /9/$$

Таким образом, Γ как функция от H испытывает сильные осцилляции, положения которых определяются уравнениями /7/. Пусть μ не зависит от магнитного поля, тогда из /7/ следует, что каждый пик ГКО расщепляется на два пика, расположенных друг от друга на расстоянии $4\epsilon_0 / (2n + 1)$ и центры которых находятся в точках

$$\omega_c^\pm = \frac{2\mu \pm 2\epsilon_0}{2n + 1}. \quad /10/$$

При $\epsilon_0 \rightarrow 0$ расщепленные пики /10/ приближаются друг к другу и сливаются в один, предсказанный в /1/. Причину расщепления пиков можно объяснить следующим образом. В сильновырожденном электронном газе в процессе поглощения участвуют только те электроны, ко-

торые находятся вблизи поверхности Ферми. Каждый раз, когда энергия Ферми попадает в подзону Ландау, выделяются разрешенные интервалы для z-й компоненты импульса. Если импульс электрона, определяемый законами сохранения, попадает в один из этих интервалов, КПЗ резко возрастает. Отличие СР от однородных полупроводников состоит в том, что для последних переходы типа

$$\begin{cases} \vec{p} = \vec{p}' + \vec{q} \\ \epsilon_a = \epsilon_{a'} + \omega_q \end{cases} \quad /11/$$

разрешены только для электронов с одним значением z-й компоненты $p_z = m|(n'-n)\omega_c + \omega_q|/q_z$, а для СР этих значений будет два. Действительно, из /11/ имеем

$$(n + \frac{1}{2})\omega_c - \epsilon_0 \cos p_z d = (n' + \frac{1}{2})\omega_c - \epsilon_0 \cos(p_z - q_z)d + \omega_q. \quad /12/$$

Решая /12/ с учетом условия $q_z d \ll 1$, получим

$$p_z^{(1)} = \frac{1}{d} \arcsin \frac{|(n' - n)\omega_c - \omega_q|}{\epsilon_0 q_z d}, \quad /13/$$

$$p_z^{(2)} = \frac{\pi}{d} - p_z^{(1)}.$$

При условии $\omega_c, \omega_q \ll \epsilon_0 q_z d$ имеем $p_z^{(1)} \ll 1/d$, $p_z^{(2)} \sim \pi/d$, что соответствует совпадению μ с потолком или дном подзоны Ландау.

Отметим, что на самом деле химический потенциал есть функция от магнитного поля и, следовательно, решения уравнений /7/ должны иметь более сложный вид, чем /10/, и картина расщепления пиков ГКО будет нетривиальной. В самом деле, пусть функция распределения сильновырожденного полупроводника нормируется на концентрацию носителей: $N_e = \sum_a \theta(\mu - \epsilon_a)$, тогда химический потенциал определяется из уравнения

$$\frac{2\pi^2 N_e d}{m\omega_c} = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n;$$

$$\gamma_n = \begin{cases} \pi, & a_n > 1, \\ \frac{\pi}{2} + \arcsin a_n, & |a_n| \leq 1, \\ 0, & a_n < -1; \end{cases} \quad /14/$$

$$a_n = \frac{\mu - (n + 1/2)\omega_c}{\epsilon_0}.$$

Подставляя /7/ в /14/, получаем

$$\begin{cases} \omega_c^+ = \frac{2\pi N_e d}{m} \frac{1}{n+1}, \\ \omega_c^- = \frac{2\pi N_e d}{m} \frac{1}{n}, \end{cases} \quad (\frac{\omega_c}{\epsilon_0} > 2, n = 1, 2, 3, \dots); \quad /15/$$

$$\begin{cases} \omega_c^+ = \frac{2\pi N_e d}{m} \frac{1}{n+1} [1 \pm \frac{1}{(n+1)\pi} \sqrt{4 - \frac{4\pi N_e d}{m\epsilon_0(n+1)}}], \\ \omega_c^- = \frac{2\pi N_e d}{m} \frac{1}{n} [1 \pm \frac{1}{n\pi} \sqrt{4 - \frac{4\pi N_e d}{m\epsilon_0 n}}], \end{cases} \quad (\frac{\omega_c}{\epsilon_0} \rightarrow 2-0); \quad /16/$$

$$\begin{cases} \omega_c^+ = \left\{ \begin{aligned} & \frac{4\pi N_e d}{m(2n+3)} [1 - \frac{2}{(2n+3)\pi} (\frac{4\pi N_e d}{m\epsilon_0(2n+3)} - 1)], \\ & \frac{4\pi N_e d}{m(2n+1)} [1 + \frac{2}{(2n+1)\pi} (\frac{4\pi N_e d}{m\epsilon_0(2n+1)} - 1)], \end{aligned} \right\} \\ \omega_c^- = \left\{ \begin{aligned} & \frac{4\pi N_e d}{m(2n+1)} [1 + \frac{2}{(2n+1)\pi} (\frac{4\pi N_e d}{m\epsilon_0(2n+1)} - 1)], \\ & \frac{4\pi N_e d}{m(2n-1)} [1 - \frac{2}{(2n-1)\pi} (\frac{4\pi N_e d}{m\epsilon_0(2n-1)} - 1)]. \end{aligned} \right\} \end{cases} \quad (\frac{\omega_c}{\epsilon_0} \rightarrow 1+0), \quad /17/$$

где ω_c^{\pm} - решения первого и второго уравнений системы /7/ соответственно. Из /15/-/17/ следует, что с увеличением ϵ_0 /или с уменьшением N / расщепленные пики двигаются - правый вправо, а левый влево - до тех пор, пока не сливаются с соседними в новые отдельные пики, затем эта картина повторяется: новые пики расщепляются и т.д. Отметим, что аналогичная ситуация имеет место и для поперечного магнетосопротивления сильновырожденного электронного газа, когда пики в осцилляциях магнетосопротивления /эффект Шубникова-де-Гааза/ расщепляются из-за конечности ширины минизоны СР /8/.

Б. Невырожденный электронный газ и $\vec{q} \parallel oz$

В этом случае в формуле /5/ можно заменить $\text{ch}x$ на e^x и при $\omega_c \gg T$ в сумме по n оставить слагаемое с $n=0$, в результате получим

$$\Gamma = \Gamma^{\text{mon}} + \Gamma^{\text{osc}} = \Gamma_0 \frac{2\omega_c}{T \cos\phi} e^{-\omega_c/2T} \{ (\text{ch} \frac{\epsilon_0}{T}) e^{-\frac{\epsilon_0}{T}} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\xi^n}{n!} e^{-\xi} \frac{\theta(1-\eta_{n0}^2)}{\sqrt{1-\eta_{n0}^2}} \operatorname{ch}\left(\frac{\epsilon_0}{T} \sqrt{1-\eta_{n0}^2}\right), \quad /18/$$

где $\Gamma^{\text{мон}}$ - монотонная часть, $\Gamma^{\text{осц}}$ - осциллирующая часть КПЗ. В общем случае Γ как функция от H убывает с ростом магнитного поля, а при $\eta_{n0} \rightarrow 1$ величина Γ резко возрастает. Таким образом на кривой КПЗ наблюдаются сильные осцилляции, расположенные в точках

$$\omega_c = \frac{\epsilon_0 q d \cos \phi}{n}. \quad /19/$$

Так как $|\eta_{n0}|$ должно быть меньше единицы, то $n = [\epsilon_0 q d \cos \phi / \omega_c] / [X]$ - целая часть X . При $\omega_c > T$ число наблюдаемых пиков не будет превышать числа

$$N_1 = \left[\frac{\epsilon_0 q d \cos \phi}{T} \right]. \quad /20/$$

С другой стороны, чтобы наблюдать хотя бы один пик такого типа, должно выполняться следующее условие:

$$\phi \leq \phi_0 = \arccos \frac{T}{\epsilon_0 q d}. \quad /21/$$

Полуширина этих пиков новой природы равна

$$\Delta = \frac{16 \omega_c^2 e^{-\frac{\omega_c}{T} - 2\xi}}{T^2 \cos^2 \phi} \frac{\xi^{2n}}{(n!)^2} \operatorname{ch}^2 \frac{\epsilon_0}{T}. \quad /22/$$

Так как $\xi \sim \sin \phi$, то $\Delta \sim \sin^{4n-2} \phi \operatorname{tg}^2 \phi$, и при $\phi \rightarrow 0$ величина $\Delta \rightarrow 0$, и пики не возникают. Таким образом, чтобы наблюдались эти пики, звук должен распространяться под углом ϕ к оси CP , удовлетворяющим условию

$$0 < \phi \leq \phi_0. \quad /23/$$

В формулах /19/-/21/ встречается величина $\epsilon_0 q d \cos \phi$, которая имеет ясный физический смысл: это максимальная энергия вдоль магнитного поля, которую электрон может получить, чтобы скомпенсировать ее недостаток при переходе из подзоны n в подзону n' . Действительно, из закона сохранения /11/ имеем

$$(n - n') \omega_c = (\epsilon_0 q d \cos \phi) \sin p_z d. \quad /24/$$

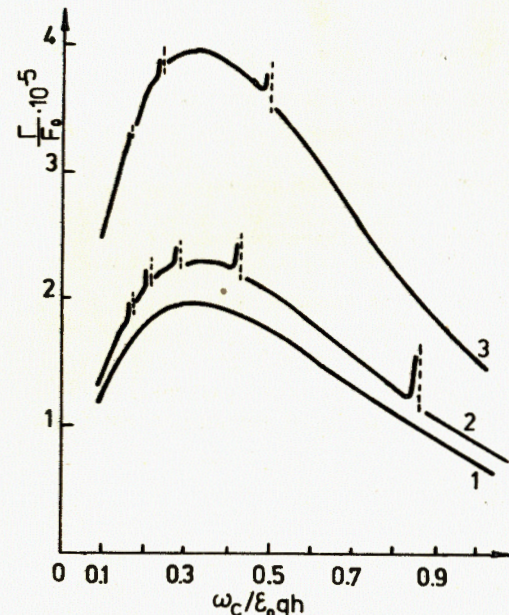


Рис. Безразмерный коэффициент поглощения звука Γ/Γ_0 /формула /18// как функция от параметра $\omega_c/\epsilon_0 q d / \epsilon_0 = 0,01$ эВ, $T = 10$ К, $q = 5 \cdot 10^6$ см $^{-1}$, $d = 10^{-7}$ см, $m = 0,1 m_0$.
1 - $\phi = 0$; 2 - $\phi = \pi/6$;
3 - $\phi = \pi/3$.

Правая часть /24/ есть энергия, получаемая электроном вдоль магнитного поля. Она достигает максимального значения, когда $\sin p_z d = 1$, при этом переход будет происходить резонансно.

На рисунке представлен график зависимости Γ/Γ_0 по формуле /18/ от $\omega_c/\epsilon_0 q d$ и угла ϕ при следующих

значениях параметров: $\epsilon_0 = 0,01$ эВ, $T = 10$ К, $q = 5 \cdot 10^6$ см $^{-1}$, $d = 10^{-7}$ см, $m = 0,1 m_0$.

ПРИМЕЧАНИЕ

После завершения работы над статьей появилась публикация /9/, где рассмотрено поглощение звука в полупроводниках с узкой разрешенной зоной в квантующем магнитном поле. Результаты /9/ соответствуют частному случаю /15/ настоящей работы, когда $\vec{q} \parallel \vec{H}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич В.Л., Скобов В.Г., Фирсов Ю.А. ЖЭТФ, 1961, 40, с. 786.
2. Shapira Y., Lax V. Phys.Rev., 1965, 138, A1191.
3. Балкарей Ю.И., Эпштейн Э.М. ЖЭТФ, 1972, 63, с. 660.
4. Чайковский И.Я. В сб.: "Оптические и кинетические эффекты в сильном электромагнитном поле", Штиинца, Кишинев, 1974.
5. Shmelev G.M. et al. Phys.Stat.Sol.(b), 1977, 80, p. 697.
6. Крючков С.В. ФТТ, 1978, 20, с. 2795; ФТТ, 1979, 21, с. 595.
7. Эпштейн Э.М. ФТП, 1979, 13, с. 611.
8. Поляновский В.М., Шмелев Г.М., Нгуен Хонг Шон. Тезисы докладов XXII Всесоюзного совещания по физике низких температур, Штиинца, Кишинев, 1982, часть 2, с. 188.
9. Polyakovskii V.M. phys.stat.sol. (b), 1982, 114, No.2, K151.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Шмелев Г.М., Нгуен Хонг Шон, Во Хонг Ань P17-83-208
Поглощение звука в полупроводниках со сверхрешеткой
в квантующем магнитном поле

Проведено теоретическое исследование процесса поглощения звука в полупроводниках со сверхрешеткой /СР/ в присутствии квантующего магнитного поля. Показано, что наличие СР приводит к тому, что обнаруженные ранее пики гигантских квантовых осцилляций коэффициента поглощения звука расщепляются. Кроме того, в определенных условиях могут возникать пики новой природы, отсутствующие в однородном материале.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Shmelev G.M., Nguen Hong Son, Vo Hong Anh P17-83-208
Sound Absorption in Semiconductors with a Superlattice
in a Quantizing Magnetic Field

It is shown that in semiconductors with a superlattice placed under the action of a quantizing magnetic field the well-known gigantic quantum oscillation peaks in the sound absorption coefficient are split, and under certain conditions there appear the peaks of a new nature, which are absent in homogeneous materials.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.