Краткие сообщения по физике № 2 1981

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗВУКА И КВАНТОВЫХ ВОЛН

В. И. Окулов, В. П. Силин

УДК 538.569

В квантующем магнитном поле взаимодействие звука с медленной квантовой волной при слабом заполнении наивысшего уровня Ландау приводит к изменению фазовой скорости, сравнимому с ее абсолютной величиной. Такой эффект должен проявляться в виде гигантских квантовых осцилляций скорости звука, сдвинутых по фазе относительно осцилляций плотности состояний.

Продольная звуковая волна в металле, распространяющаяся вдоль квантующего магнитного поля, может взаимодействовать с квантовыми спиновыми акустическими волнами, предсказанными и изученными в работах /1/. Эффекты, связанные с таким взаимодействием, были исследованы в работах /2-5/. Позже на эту же тему опубликована статья /6/, в которой фактически не выявлено чего-либо нового в таких эффектах [*]. В настоящем сообщении мы изложим результаты теории сильной нерезонансной связи звуковой и медленной квантовой волн в условиях слабого заполнения последнего заполненного уровня квантования поперечной энергии электронов. В этих условиях связь волн приводит к изменению скорости звука и скорости квантовой волны на величину,

[*] К сожалению, авторы статьи /6/ Э. А. Канер и Л. В. Чеботарев, несмотря на имевшуюся у них информацию о работах /2-4/, не сочли нужным их упомянуть, а ссылку на обзор /5/ дали в контексте, искажающем ее содержание. В недавнем докладе /7/ снова полностью замалчиваются известные результаты, а решение вопроса о связи звуковых и квантовых волн без оснований представлено как достижение авторов статьи /6/.

сравнимую с самой скоростью звука. Предсказание такого эффекта имеет особое значение в связи с поисками путей возбуждения квантовых волн, поскольку сильная связь со звуковыми волнами указывает на возможность возбуждения звуком медленных квантовых волн.

Для выявления основных черт обсуждаемого явления достаточно провести рассмотрение в рамках приближения электронного газа, когда дисперсионное уравнение связанных звуковых и квантовых волн имеет вид (см. /2,3/):

$$-\frac{u_o^2}{u^2 - v_s^2} + \frac{mV_\Omega}{2\hbar k}\sum_{\sigma}\sum_{n=0}^{N(\sigma)} \ln\left|\frac{[v(n,\sigma) + \hbar k/2m]^2 - u^2}{[v(n,\sigma) - \hbar k/2m]^2 - u^2}\right| = 0, \quad (I)$$

где $u = \omega/k$ – фазовая скорость волн, u_o^2 и v_s^2 – электронный и ионный вклады в квадрат скорости звука в металле, $V_\Omega = \hbar\Omega/2p_F$, Ω – циклотронная частота, p_F – фермиевский импульс электронов в отсутствие магнитного поля, $v(n,\sigma) = \{2[\zeta - \hbar\Omega(n + 1/2) - (1/2)\sigma\hbar\Omega_o]/m\}^{1/2}$ – предельные значения продольных скоростей электронов на уровнях с квантовыми числами (n,σ), $\sigma = \pm 1$ – спиновое число, m – масса электронов, ζ – химический потенциал в магнитном поле, $\hbar\Omega_o$ – энергия спинового расщепления, которую для простоты будем считать $\sim\hbar\Omega$ Суммирование по n при каждом σ проводится до максимального значения $N(\sigma)$, а наибольшее из двух значений $N(\sigma)$ соответствует последнему заполненному уровню квантования поперечной энергии. Этому последнему заполненному уровню отвечает минимальное значение предельной скорости $v(n,\sigma)$, которое обозначим v_{min}.

С увеличением магнитного поля величина v_{min} изменяется от значения $\sim\sqrt{\hbar\Omega/m}$ до нуля, причем $v_{min} = 0$ отвечает пику плотности состояний электронов и прекращению заполнения уровня квантования, отвечающего данному v_{min}. Отсюда следует, что зависимость фазовой скорости u от v_{min} определяет ее зависимость от магнитного поля в между пиками осцилляций плотности состояний. При этом $v_{min} \sim \sqrt{B_m - B}$, где B_m – значение поля, отвечающее пику плотности.

Дисперсионное уравнение (I) определяет частоту звука и набор частот квантовых волн, которые на плоскости ω, k расположены в так называемых окнах прозрачности (см. /2-5/). В пределе малых k фазовые скорости квантовых волн заключены в промежутках между различными значениями $v(n,\sigma)$. Приближенные выражения для фазовых скоростей взаимодействующих звуковой и квантовых волн в различных условиях найдены в работах /2,5/. Если скорость звука порядка или больше $\sqrt{\hbar\Omega/m}$, то звук может взаимодействовать с квантовыми волнами, фазовые скорости которых близки как к v_{min} (при $v_{min} \sim \sqrt{\hbar\Omega/m}$), так и к нескольким другим малым значениям $v(n,\sigma)$. Если же скорость звука мала по сравнению с $\sqrt{\hbar\Omega/m}$ (т.е. u_o, $v_s \ll \sqrt{\hbar\Omega/m}$), то звук взаимодействует в основном лишь с медленной квантовой волной, фазовая скорость которой является ближайшей к v_{min} при малых v_{min}, то есть при слабом заполнении последнего заполненного уровня квантования. Именно второй случай взаимодействия с медленной квантовой волной мы и проанализируем здесь отдельно, дополнив результаты работ /2,5/ предсказанием значительного изменения скорости звука в этом случае. Заметим сразу, что, согласно уравнению (I), если $v_s < v_{min}$, то одна из фазовых скоростей взаимодействующих волн меньше v_{min}, а другая больше v_{min}, в то время как при $v_s > v_{min}$ обе волны имеют фазовые скорости, большие v_{min}. Однако этот факт, отмечавшийся в статье /6/, не имеет отношения к рассматриваемому нами эффекту гигантского изменения скорости звука, который может возникать при произвольном соотношении между v_s и v_{min}.

Для нахождения фазовых скоростей связанных волн в наших условиях в уравнении (I) можно пренебречь зависимостью от u^2 и k во всех членах суммы по n,σ, кроме того, который содержит v_{min}. В результате получим следующее дисперсионное уравнение:

$$-\frac{u_o^2}{u^2 - v_s^2} + \frac{V_o}{V} + \frac{mV_o}{2\hbar k}\ln\left|\frac{(v_{min} + \hbar k/2m)^2 - u^2}{(v_{min} - \hbar k/2m)^2 - u^2}\right| = 0, \qquad (2)$$

где $V = \left[\sum_{n,\sigma}' v^{-1}(n,\sigma)\right]^{-1}$, штрих у знака суммы означает, что при суммировании не учитывается последний заполненный уровень. Корни уравнения (2) для u^2 представляют собой квадраты фазовых скоростей двух волн, удовлетворяющие условию $u^2 \ll \hbar\Omega/m$. В пределе малых k их можно записать в виде:

$$u^2_{1,2} = \frac{1}{2}\left[u_s^2 + u_{min}^2 \pm \sqrt{(u_s^2 - u_{min}^2)^2 + 4u_o^2 V^2 v_{min}/V_\Omega}\,\right], \quad (3)$$

где $u_s^2 = v_s^2 + u_o^2 V/V_\Omega$ – величина, несущественно отличающаяся от квадрата скорости звука без магнитного поля (равного $v_s^2 + u_o^2$), а при большом числе заполненных уровней практически совпадающая с ним; $u_{min}^2 = v_{min}^2 + v_{min}V$ – квадрат скорости медленной квантовой волны при слабой связи со звуком, то есть при $v_s^2, u_o^2 \ll u_{min}^2 \ll \hbar\Omega/m$.

Взаимодействие волн наиболее сильно проявляется в той области значений v_{min}, в которой скорости u_s и u_{min} одного порядка. Предположим, что $u_s \leqslant V$. Это условие при небольшом числе заполненных уровней выполнено в силу неравенства $u_s \ll \sqrt{\hbar\Omega/m}$, а если число заполненных уровней велико, то ему соответствует $\hbar\Omega/\varepsilon_F \gtrsim u_s/v_F$, где ε_F и v_F – энергия Ферми и фермиевская скорость в отсутствие магнитного поля. Тогда в выражении (6) под корнем слагаемое $4u_o^2V^2v_{min}/V_\Omega$ при $u_s \sim u_{min}$ порядка u_s^4 ($u_o^2V/V_\Omega \sim u_s^2$; $Vv_{min} \sim u_{min}^2 \sim u_s^2$) и, следовательно, скорости u_1, u_2 отличаются от u_s на величины порядка u_s. Таким образом, в достаточно сильных магнитных полях, когда $u_s \leqslant V$, в окрестности пика квантовых осцилляций плотности состояний в металле могут существовать две звуковые волны, фазовые скорости которых отличаются от скорости звука на величины порядка ее самой. Этот эффект, как уже отмечалось, качественно отличается от явления взаимодействия звука с квантовыми волнами при относительно слабых полях, когда $u_s \gtrsim \sqrt{\hbar\Omega/m}$ и когда изменение скоростей взаимодействующих волн относительно мало.

Следует обратить внимание на одну характерную особенность предсказываемого эффекта, состоящую в различном проявлении в нем упругих свойств электронов и решетки, поскольку скорости связанных волн существенно зависят от соотношения между u_o и

v_s. Обсуждаемый эффект может проявляться при достаточно низких температурах и малых частотах столкновений $\omega\tau \gg 1$, $mu_s^3/V \gg \varkappa T$, где τ - характерное время релаксации, T - температура. Первое из этих условий может выполняться лишь при достаточно больших волновых векторах. В этой связи укажем здесь, что и в области, когда оказывается существенной зависимость фазовых скоростей от волнового вектора (но $k < \lambda^{-1} = \sqrt{|e| B/c\hbar}$, то есть выполнено условие существования квантовых волн), связь медленных волн приводит к значительному изменению скорости звука.

Поступила в редакцию
4 января 1981 г.

Литература

1. M. J. Stephen, Phys. Rev., 129, N 3, 997 (1963); A. L. Mc Whorter, W. G. May, IBM J. Res. Rev., 8, N 3, 285 (1964). С. Л. Гинзбург, О. В. Константинов, В. И. Перель, ФТТ, 9, № 7, 2139 (1967); Э. А. Канер, В. Г. Скобов, Phys. Stat. Sol., 22, № 1, 333 (1967); С. Б. Анохин, А. С. Кондратьев. сб. "Вопросы электроники твердого тела", вып. 2, изд. ЛГУ, 1968 г., с. 22; П. С. Зырянов, В. И. Окулов, В. П. Силин, Письма в ЖЭТФ, 9, № 6, 371 (1969).
2. П. С. Зырянов, В. И. Окулов, В. П. Силин, ФММ, 28, № 3, 558 (1969).
3. П. С. Зырянов, В. И. Окулов, В. П. Силин, ЖЭТФ, 58, № 4, 1295 (1970).
4. D. P. Chock, J. G. Lee, Physica, 50, N 3, 317 (1970).
5. Н. П. Зырянова, В. И. Окулов, В. П. Силин, сб. "Проблемы физики твердого тела", изд. УНЦ АН СССР, Свердловск, 1975 г., стр. 38.
6. Э. А. Канер, Л. В. Чеботарев, ЖЭТФ, 73, № 5, 1813 (1977).
7. Э. А. Канер, Л. В. Чеботарев, XXI Всесоюзное совещание по физике низких температур, Тезисы докладов, часть III, стр. 47, Харьков, 1980 г.