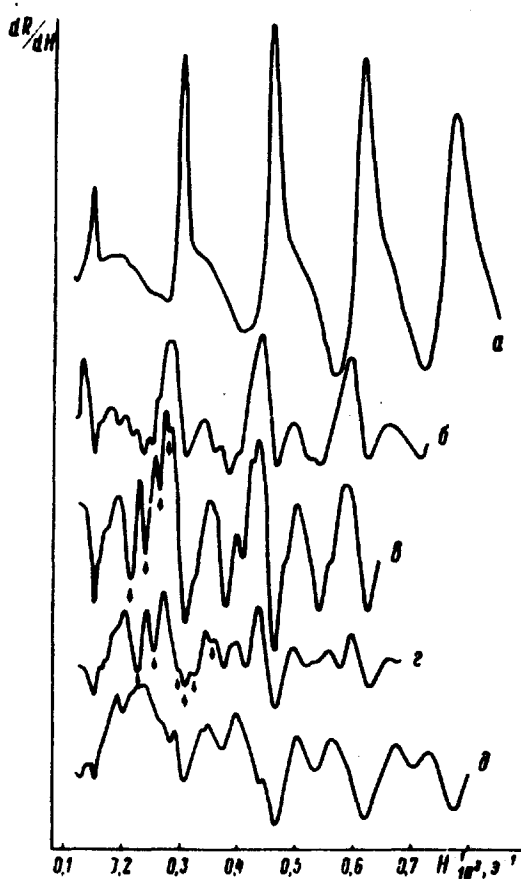


ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЛИНИЙ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В КАДМИИ

В.П.Набережных, Н.К.Даньшин

Исследование циклотронного резонанса (ЦР) на центральном сечении чечевицеобразной поверхности Ферми кадмия показывает, что обычный спектр ЦР при $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$ претерпевает существенные изменения при наклоне магнитного поля \mathbf{H} к поверхности образца. Уже при наклоне поля на несколько минут на склоне линий dR/dH со стороны слабых полей появляется широкий подъем, который, увеличиваясь при дальнейшем наклоне \mathbf{H} (амплитуда основных линий падает), приводит при $\phi \approx 1,5-2^\circ$ к расщеплению резонансных линий, а при $\phi \approx 5^\circ$ - к полной инверсии линий ЦР. В таком виде ЦР наблюдается до $\phi \approx 30^\circ$ сильно уменьшаясь по амплитуде. Другим следствием наклона \mathbf{H} является возникновение $\phi \gtrsim 1^\circ$ серий небольших осцилляций вблизи каждой из нескольких первых основных линий ЦР (см. рисунок). Они неперiodичны как по H так и по H^{-1} . Их положение по магнитному полю существенно зависит от угла наклона, в то время как вращение \mathbf{H} в плоскости образца практически на них не влияет. Эти обстоятельства, а также отсутствие осцилляций в параллельном поле, по-видимому, исключают возможность их объяснения циклотронным резонансом на орбитах "монстра" с большой массой [1]. При толщи-

не образца 2 мм и длине свободного пробега $\ell \approx 4,5 \cdot 10^{-3}$ см эту структуру нельзя также объяснить возбуждением волн с непрерывным спектром, наблюдавшихся в [2]. Наиболее вероятным объяснением осцилляций является возбуждение волн с дискретным спектром, предсказанных в [3], которое должно приводить к тонкой структуре линий ЦР именно в



Записи циклотронного резонанса при различных углах наклона магнитного поля H к поверхности образца: $a - \phi = 0^\circ$, $б - \phi = 1^\circ 20'$, $в - \phi = 2^\circ$, $г - \phi = 3^\circ 30'$, $д - \phi = 7^\circ$. Усечение на записях $г, д$ увеличено в 3 раза по сравнению с $a, б, в$. Эксперимент проводился на частоте $3,6 \cdot 10^{10}$ гц при $T = 1,7^\circ \text{K}$. Стрелками отмечены линии структуры, результаты обработки которых приведены в таблице

наклонном поле. Возбуждение всплесков поля в металле по цепочке траекторий может происходить как на низких частотах ($\omega \tau \ll 1$), так и на высоких ($\omega \tau \gg 1$). На низких частотах его можно обнаружить только по

размерному эффекту в тонких пластинах, а на высоких частотах — по резонансному изменению импеданса. При этом обычный ПР, обусловленный многократным возвращением электронов в скин-слое, сменяется в наклонном поле резонансным возрастанием импеданса, что приводит к инверсии резонансных линий. Проникновение поля в глубь металла по цепочке траекторий можно трактовать также как возбуждение некоторых волн, имеющих дискретный спектр. Если частота внешнего поля не совпадает ни с одной из собственных частот, как это происходит, например, на низких частотах, то всплески поля будут являться нерезонансным возбуждением этих волн. На высоких частотах, вблизи ПР может происходить резонансное возбуждение таких волн. При этом, если расстояние между соседними дискретными частотами мало по сравнению с декрементом затухания, то дискретность спектра проявиться не может, т.е. спектр становится практически непрерывным и должна наблюдаться довольно широкая резонансная линия. В противном случае она будет иметь тонкую структуру, каждая линия которой соответствует возбуждению одной из собственных частот. Расчет показывает [3], что для квадратичного закона дисперсии спектр и затухание волн вблизи ПР могут быть описаны выражениями:

$$\operatorname{Re} \omega_{n,r} \approx n \Omega \left[1 + F \left(\frac{\Omega}{\Omega_p} \right)^2 \beta_r^{9/2} - E \left(\frac{\Omega}{\Omega_p} \right)^2 \beta_r^{-9/2} \right], \quad (1)$$

$$\operatorname{Im} \omega_{n,r} = \nu + \phi \Omega (2\pi \beta_r)^{1/2} \sin^2(kR - \beta_r), \quad (2)$$

где $F = \left(\frac{\phi c \Omega_p}{\omega_0 V_F n} \right)$, $E = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_0 V_F}{\Omega_p c} \right)^2$, $\omega_0 = \left(\frac{9}{2\pi} \right)^{1/4} \left(\frac{4\pi N e^2}{m} \right)^{1/2}$,

$\Omega_p = \frac{\omega}{n}$ — циклотронная частота n -го резонанса,

$\beta_r = \pi \left(r + \frac{1}{4} \right)$ — для четных n , $\beta_r = \pi \left(r + \frac{3}{4} \right)$ — для нечетных n ,

$r = 1, 2, 3, \dots$, ν — частота столкновений, k — волновой вектор, R — радиус электронной траектории, v_F — фермиевская скорость. Формула (1) справедлива, когда $|\sigma_{xx}| \ll |\sigma_{xy}|$, что приводит к требованию на угол наклона ϕ :

$$2 \frac{\nu}{\Omega} \ll \phi \ll \frac{1}{kR}. \quad (3)$$

Для $|\sigma_{xx}| \gg |\sigma_{xy}|$, что справедливо при

$$\frac{n}{2(kR)^2}, \frac{\nu}{\Omega(kR)^{1/2}} \ll \phi \ll 2 \frac{\nu}{\Omega}, \quad (4)$$

то в спектр не входит третье слагаемое в (1). В данном эксперименте ИР наблюдается на чечевицеобразной поверхности Ферми (а не на сферической), которая к тому же не является единственной. Однако в том, что электроны на ней могут возбуждать слабо затухающие всплески поля, убеждает радиочастотный размерный эффект. Так как величина $\omega r \approx 10$ (оцененная по числу наблюдаемых резонансных линий), то условие (3) не выполняется ни при каких ϕ и мы всегда находимся в условиях (4). Тем не менее присутствие тонкой структуры на резонансной линии со стороны больших полей говорит о том, что в формуле определяющей спектр, должен присутствовать член, обусловленный холловской проводимостью σ_{xy} , т.е. спектр все же описывается формулой типа (1). Для удобства сравнения с экспериментом формулу (1) удобно представить в виде

$$F \beta^{9/2} X^4 + X^2 - X - E \beta^{-9/2} = 0,$$

где $X = \Omega/\Omega_p = H_p^{-1}/H_{ст}^{-1}$ (определяет положение линий тонкой структуры в обратном магнитном поле: H_p^{-1} — положение основной резонансной линии в параллельном поле, $H_{ст}^{-1}$ — положение линии структуры. Подбирая величины r , F и E , можно добиться наилучшего совпадения расчетных величин X и экспериментальных. В таблице приведены эти параметры и соответствующие им значения X для двух углов наклона и $n=2$.

$\phi_1 = 2^\circ, F = 0,35 \cdot 10^{-8}, E = 7,7 \cdot 10^6$			$\phi_2 = 3^\circ 30', F = 0,96 \cdot 10^{-8}, E = 7,7 \cdot 10^6$		
r	$X_{теор.}$	$X_{экспер.}$	r	$X_{теор.}$	$X_{экспер.}$
11	1,423	1,43	10	1,324	1,36
12	1,283	1,27	11	1,172	1,2
13	1,164	1,16	12	1,076	1,08
14	1,094	1,09	13	0,998	1,0
			14	0,924	0,95
			15	0,86	0,86

Как видно из таблицы совпадение расчетных и экспериментальных значений X довольно хорошее. При этом, значения r , E и F получаются также разумные. Из формулы (1) следует, что произведение $FE = (\phi/2n)^2$, а отношение коэффициентов F при различных углах должно быть равно $F\phi_2/F\phi_1 = (\phi_2/\phi_1)^2$. В действительности же $F\phi_2/F\phi_1 = 2,7$ а $(\phi_2/\phi_1)^2 \approx 3$, что весьма близко, если учесть неточность определения $\phi = 0$, которая составляла примерно $10' - 15'$. Величина же FE оказывается в $3,7 \cdot 10^2$ раз больше, чем следовало бы ожидать. Это значит, что на самом деле один из коэффициентов (E или F) больше, чем в формуле (1). Исходя из значения F , можно определить концентрацию электронов. Оценка дает значение $N \approx 1,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что сравнительно хоро-

шо согласуется со значением $0,43 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, полученным из объема чечевицеобразной поверхности Ферми. Аналогичная оценка с использованием значения E дает явно завышенный результат. Это подтверждает высказанную ранее мысль, что холловская проводимость $\sqrt{\sigma_{xy}}$ получается по какой-то причине значительно больше, чем это следует из теории. Таким образом наблюдаемые осцилляции, по-видимому, обязаны резонансному возбуждению в металле электромагнитных волн с дискретным спектром вблизи ЦР.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Галкину за интерес и внимание к работе, Э.А. Канеру за обсуждение результатов, В. Гусакову за помощь в обработке экспериментальных данных.

Донецкий

физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
23 апреля 1969 г.

Литература

- [1] В.П. Набережных, А.А. Марьяхин, В.Л. Мельник. ЖЭТФ, 52, 617, 1967.
 - [2] W.M. Walsh, Jr., P.M. Platzman. Phys. Rev. Lett., 15, № 20, 1965.
 - [3] A. Ya. Blank, E.A. Kaner. Phys. Stat. Sol., 22, 47, 1967.
-