

ДОПЛЕРОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛИНИЙ АКУСТИЧЕСКОГО ЦИКЛОТРОННОГО  
РЕЗОНАНСА В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В СУРЬМЕ

А.П.Королюк, Л.Я.Мацаков

Исследование коэффициента поглощения звука в сурьме при гелиевых температурах и неортогональных векторах  $\vec{K}$  и  $\vec{H}$  ( $\vec{K}$  - волновой вектор звука,  $\vec{H}$  - вектор магнитного поля), предпринятое нами в последнее время, привело к обнаружению ряда новых явлений, одно из которых описано в предыдущем сообщении [1]. Речь идет об осцилляциях на граничных траекториях электронов. Подобный эффект имеет место на сравнительно низких звуковых частотах  $\omega$ , удовлетворяющих неравенству  $2\kappa s/v_f \leq \omega \tau \leq 1$  ( $s$  - скорость звука,  $v_f$  - характерная скорость Ферми,  $\tau$  - время релаксации электронов).

Согласно теории Канера [2], на высоких частотах ( $\omega \tau \geq 1$ ) резонансные всплески от обеих граничных точек расщепляются и дают две системы резонансных пиков. Положение и периоды их различны:

$$(\Delta H^{-1})_{\pm} = \frac{e}{m^* c |\vec{K} \vec{v} \pm \omega|}; \quad |\vec{K} \vec{v} \pm \omega| = n \Omega. \quad (1)$$

Здесь  $c$  - скорость света,  $e$  - заряд электрона,  $m^*$  - эффективная масса,  $\Omega$  - циклотронная частота,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Относительное расщепление  $\Delta H/H$  не зависит от напряженности магнитного поля и определяется соотношением между скоростью дрейфа электронов вдоль поля  $v_H$  и скоростью звука:

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{2s}{v_H \cos \theta} . \quad (2)$$

$\theta$  - угол между  $\vec{K}$  и  $\vec{H}$  .

Для наблюдения эффекта были выращены монокристаллы из сурьмы марки Су-000, подвергнутой дополнительной двадцатикратной зонной перекристаллизации. Благодаря очистке и понижению температуры до  $1,4^\circ\text{K}$  время свободного пробега электронов возросло настолько, что уже при частоте звука  $\omega/2\pi = 5,0 \cdot 10^8$  гц удалось достичь области акустического циклотронного резонанса (АЦР).

На рис. I приведена запись спектра АЦР как функции обратного магнитного поля для  $\theta = 35^\circ$  в плоскости бинарных осей кристалла, волновой вектор  $\vec{K}$  направлен вдоль бинарной оси. Лучшее разрешение отдельных линий существует в более сильном магнитном поле и отчетливее наблюдается при записи второй производной  $d^2\Gamma/dH^2$  коэффициента поглощения по магнитному полю (второй гармонике от частоты модуляции магнитного поля).

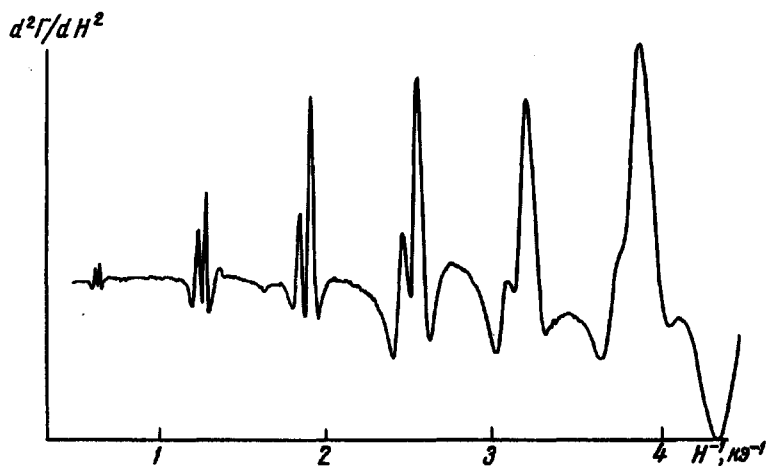


Рис. I. Запись второй производной коэффициента поглощения продольного звука  $d^2\Gamma/dH^2$

Измерение периодов и расщепления линий АЦР позволяет, в отличие от случая, описанного в [1], отдельно измерить циклотронную массу и скорость электрона на граничном сечении. Подчеркнем, что

измеренные величины относятся именно к граничному сечению и получа-  
емая дрейфовая скорость электронов вдоль поля

$$v_d = \frac{1}{2\hbar m^*} \frac{\partial S(\rho_H)}{\partial \rho_H}$$

вообще говоря отлична от фермиевской скорости в опорной точке  $v_f$ .

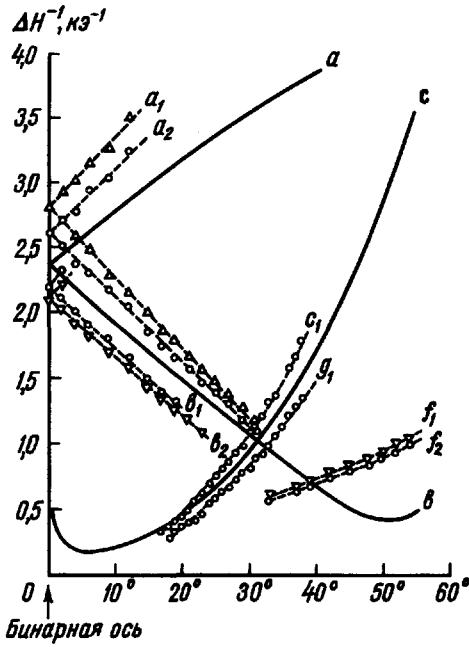


Рис. 2. Зависимость периодов и расщеплений акустических циклотронных резонансов от угла в плоскости бинарных осей

Для случая квадратичной дисперсии энергии  $\mathcal{E}(\vec{p}) = \frac{1}{2m_0} \vec{p} \alpha \vec{p}$  нетрудно получить общее выражение для угловой зависимости периодов АЦР на граничных траекториях. Формула имеет вид:

$$\Delta H_{2p}^{-1} = \frac{e\lambda}{2\hbar c (\vec{n} \vec{k})} \left\{ \frac{2m_0 \mathcal{E}_f}{\det \alpha (\vec{n} \frac{1}{2} \vec{n})^2} \left[ 1 - \frac{(\vec{n} \vec{k})^2}{(\vec{n} \frac{1}{2} \vec{n})(\vec{k} \alpha \vec{k})} \right] \right\}^{-1/2} \quad (3)$$

Здесь  $\lambda$  - длина звуковой волны,  $\vec{n} = \vec{H}/|\vec{H}|$  - единичный орт вдоль  $\vec{H}$ ,  $\vec{k} = \vec{K}/|\vec{K}|$  - единичный орт вдоль  $\vec{K}$ ,  $\mathcal{E}_f$  - энергия Ферми,  $\alpha$  и  $1/\alpha$  - тензоры обратной и прямой масс.

На рис. 2 приведены предварительные результаты исследования угловой зависимости периодов и расщепления линий АЦР в плоскости бинарных осей сурьмы для  $\omega/2\pi = 5,0 \cdot 10^8$  гц. Вектор  $\vec{K}$  параллелен бинарной оси. Сплошные линии  $a, b$  и  $c$  представляют результат вычисления периодов по формуле (3) для одной из групп носителей (дырки, согласно [3]). Параметры спектра, использованные для расчетов, взяты из работы [4].

Все резонансные линии, наблюдаемые в эксперименте, расщеплены. На рисунке серии линий  $a_1, a_2; b_1, b_2$  и  $f_1, f_2$ , имеющие наибольшее расщепление, нанесены раздельно. Две другие группы линий  $e_1$  и  $g_1$  также расщеплены соответственно на две каждая, однако ввиду заметно меньшего эффекта, соответствующие им периоды нанесены без расщеплений.

В настоящее время неясно, насколько хорошим является квадратичное приближение для сурьмы и надежны ли имеющиеся константы спектра. Поэтому качественное согласие рассчитанных и измеренных величин можно считать вполне удовлетворительным.

Полученные эффективные массы носителей достаточно хорошо согласуются с массами, измеренными методом "обычного" циклотронного резонанса. Из рис. 1  $m^* \nu_\alpha = 3,86 \cdot 10^{-21}$  г.см.сек<sup>-1</sup>,  $\nu_\alpha = 2,7 \cdot 10^7$  см.сек<sup>-1</sup>,  $m^* = 0,15 m_0$ . По данным Датарса [5] для  $\theta = 35^\circ$   $m^* = 0,14 m_0$ .

В заключение искренне благодарим Э.А.Канера за плодотворные дискуссии.

Институт радиофизики и электроники

Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию

10 февраля 1966 г.

#### Литература

- [1] А.П.Королюк, Л.Я.Мацаков. Письма ЕЭТФ, 2, 30, 1965.
- [2] Э.А.Канер. ЕЭТФ, 43, 216, 1962.
- [3] W.R.Datars, R.N.Dexter. Phys.Rev., 124, 75, 1961.

- [4] L.Eriksson, O.Beckman, S.Hörnfeldt. J.Phys.Chem. Solids, 25,  
I339, 1964.
- [5] W.R.Datars. Canad. J. Phys., 40, I784, 1962.