

## ИЗМЕРЕНИЕ СМЕЩЕНИЯ УРОВНЯ ФЕРМИ ВИСМУТА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В. С. Эдельман

Для измерения смещения уровня Ферми в висмуте в сильных магнитных полях предлагается проводить одновременное исследование квантовых осцилляций и скорости магнитоплазменных волн. Приведены предварительные результаты измерений при магнитном поле, параллельном бинарной оси кристалла висмута.

Известен ряд экспериментов по изучению поведения висмута в сильных полях, удовлетворяющих условию

$$H > c S_{\text{ext}} / eh \tag{1}$$

$S_{\text{ext}}$  – экстремальное сечение для какой-либо части поверхности Ферми. Условие (1) для легких электронов в висмуте выполняется уже в полях  $H > 15$  кэ. При этом из-за сильной анизотропии поверхности Ферми порядки уровней Ландау для дырок и тяжелых электронов оказываются  $\sim 10$ , и для этих групп продолжает оставаться справедливым квазиклассический подход.

В качестве метода исследования ранее использовалось изучение квантовых осцилляций [1] или скорости  $v = \omega / k$  магнитоплазменных волн [2, 3]. Первый способ дает возможность измерять зависимость

$$S(H) \sim \rho_x \rho_y \tag{2}$$

( $\rho$  – граничный импульс). Второй [4] –

$$k(H)H \sim \sum_{e,h} [p_z p_\alpha^2 m(H)]^{1/2}, \tag{3}$$

$\alpha = x, y$ ; ось  $oz \parallel H$ ,  $oy \parallel K$ .

Ни тот, ни другой метод в отдельности не могут дать полной информации об изменении спектра носителей тока, и извлечение из эксперимента, например, сдвига уровня Ферми возможно только с использованием какой-либо теоретической модели.

В то же время, из сопоставления формул (2) и (3) ясно, что при одновременном измерении квантовых осцилляций и скорости магнитоплазменных волн при различных ориентациях волнового вектора  $k$  и поля  $H$  возможно определить не только зависимость  $S(H)$ , но и  $m(S)$ . Учитывая, что  $m = (1/2\pi) \partial S / \partial E$ , для изменения уровня Ферми получим

$$E(H) - E(0) = (1/2\pi) \int_{S(0)}^{S(H)} dS / m(S). \tag{4}$$

Несмотря на очевидные преимущества совместного эксперимента, до сих пор он не проводился, что связано, по-видимому, с существенными различиями экспериментальной техники, используемой при изучении квантовых осцилляций и СВЧ магнитоплазменных волн.

Сопоставление известных экспериментов [ 1 – 3 ] представляется мало целесообразным в силу ряда причин;

1) сравнительно низкая точность измерений, связанная с недостаточно хорошим качеством образцов и высокой температурой, при которых производилось изучение квантовых осцилляций;

2) невозможность учета влияния временной и пространственной дисперсии на скорость волн по недостаточно полно приведенным экспериментальным данным в [ 2, 3 ];

3) измерения скорости волн, проводимые на одной частоте, не позволяют судить о вкладе нескомпенсированного заряда примесей в спектр волн. В то же время в сильных полях относительная добавка к волновому вектору, связанная с разностью концентрации электронов и дырок  $\Delta N$ , имеет порядок  $[ (\Delta N / N) (\Omega / \omega) ]^2$ , ( $N$  – концентрация носителей,  $\Omega$  – циклотронная частота). При  $\Delta N / N \sim 10^{-2}$ , что соответствует концентрации примесей  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при обычно используемых частотах  $\omega / 2\pi \approx 10^{10} \text{ Гц}$ , добавка оказывается порядка единицы. Это обстоятельство обуславливает необходимость измерения скорости волн на двух существенно различных частотах.

Нами проделано одновременное измерение квантовых осцилляций квазистатической проводимости на частоте  $\sim 2 \text{ МГц}$  и скорости магнитоплазменных волн на частотах  $9,606$  и  $28,12 \text{ ГГц}$ , в поле до  $\sim 40 \text{ кэ}$ , направленном параллельно бинарной оси. Использовался образец в форме диска  $\phi 18 \text{ мм}$  и толщиной  $2,02 \text{ мм}$  с нормалью к плоской поверхности, параллельной тригональной оси. Ранее этот же образец использовался при изучении квантовых осцилляций [ 5 ]. Температура образца во время измерений  $\sim 0,4^\circ \text{К}$  достигалась откачкой паров  $^3\text{He}$ .

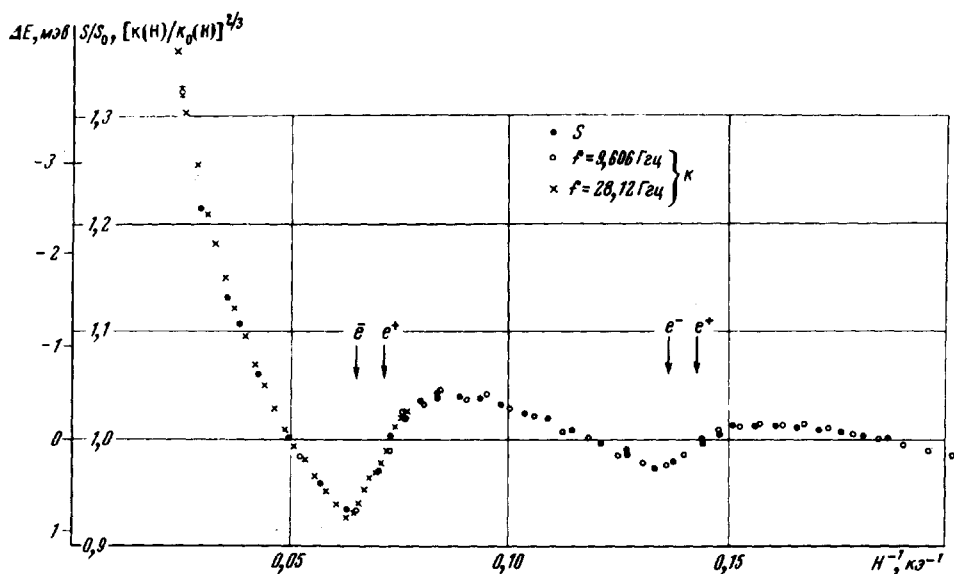
Скорость волн измерялась по резонансам типа Фабри – Перо, возбуждаемым в образце [ 4 ]. Абсолютное значение порядка резонанса  $n \approx 10 \div 30$  определялось экстраполяцией положения максимумов поглощения в обратном поле  $\sim 0,2 \div 0,1 \text{ кэ}^{-1}$ . При этом вводились поправки на осцилляции уровня Ферми [ 5 ], временную и пространственную дисперсию [ 4 ]. Все эти поправки были одного порядка величины и составляли  $\sim 1\%$ .

Результаты измерений скорости волн и сечений дырочной поверхности представлены на рисунке. При использовавшихся направлениях  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$  спектр волн определяется дырками (вклад от электронов в  $k$  составляет  $\sim 1,5\%$ ), что облегчает интерпретацию результатов, так как в формуле (3) остается только один член.

Согласно рисунку, скорость волн на обеих частотах, с учетом поправки на временную и пространственную дисперсию, составляющую  $\sim 0,1\%$  в сильных полях, совпадает во всей исследованной области с точностью эксперимента  $\sim 0,1\%$ . Это дает оценку  $\Delta N / N < 0,1\%$ .

Различие в положении точек на рисунке для сечений и значений волновых векторов в принятой системе координат, как легко видеть из (2) и (3), отражает зависимость  $m(H)$  и изменение анизотропии поверхности Ферми. Эти эффекты в принципе можно разделить, изучая

анизотропию скорости волн. Такая работа еще не производилась, поэтому здесь может быть сделана лишь оценка изменения массы. Согласно рисунку, при изменении  $S$  на  $\sim 20\%$ , масса изменяется всего на  $\sim 1 \div 2\%$ , т.е. на порядок медленнее.



Относительное изменение экстремального сечения  $S$  и волнового вектора  $k^{2/3}$  от магнитного поля. Индекс "0" соответствует значению величин при уровне Ферми в нулевом поле. Стрелки  $e^-$ ,  $e^+$  указывают положение квантовых осцилляций квазистатического сопротивления для легких электронов при различных направлениях спина

Таким образом, в исследуемой области полей, согласно формуле (4) относительное смещение уровня Ферми с точностью  $\sim 1\%$  совпадает с изменением экстремального сечения, представленным на рисунке.

Сопоставляя скорость изменения  $m(H)$  и  $S(H)$ , можно оценить отношение энергии Ферми  $E_F$  дырок к величине энергетической щели  $E_g$  в рамках двухзонной модели. Оказывается, что  $E_F/E_g < 0,05$ .

П.Л.Капице автор благодарен за интерес к работе, М.С.Хайкину, И.Я.Краснополюну, В.М.Пудалову, С.М.Черемисину – за обсуждение работы.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
11 июля 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] G.E.Smith, G.A.Baraff, J.M.Rowell. Phys. Rev., 135, A1118, 1964.
- [ 2 ] G.A.Williams, G.E.Smith. IBM J. Res. Develop., 8, 276, 1964.
- [ 3 ] S.Takano, H.Kawamura. J. Phys. Soc. Japan, 28, 348, 1970.
- [ 4 ] М.С.Хайкин, Л.А.Фальковский, В.С.Эдельман, Р.Т.Мина. ЖЭТФ, 45, 1704, 1963.
- [ 5 ] Б.С. Эдельман. ЖЭТФ, 64, 1734, 1973.