

Гигантские квантовые осцилляции магнитотермоэдс в полуметаллических сплавах Sb с Bi и As

© Ф.М. Мунтяну, К.М. Пырцак, А. Гилевски*

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
МД-2028 Кишинев, Молдавия

*Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур,
53-421 Вроцлав, Польша

(Поступила в Редакцию 28 февраля 2000 г.
В окончательной редакции 27 июня 2000 г.)

Исследованы особенности квантовых осцилляций магнитотермоэдс $\alpha_{ii}(B)$ в полуметаллических сплавах Sb с Bi и As в стационарных магнитных полях до 15 Т и при температурах 1.9–30 К. При ориентации продольного или поперечного магнитного поля вдоль бинарной C_2 или биссекторной C_1 осей, а также при вращении поперечного поля в интервале углов до $[+55^\circ, -55^\circ]$ вблизи них наблюдались квантовые осцилляции $\alpha_{ii}(B)$ с гигантской амплитудой.

Известно, что в нормальном металле (полуметалле) изменения в процессах рассеяния и зависимость времени релаксации носителей заряда от энергии $\tau(\varepsilon)$ в магнитном поле по-разному влияют на квантовые осцилляции сопротивления $\rho_{ii}(B)$ и термоэдс $\alpha_{ii}(B)$. Например, зависимость $\tau(\varepsilon)$ в магнитном поле не играет особой роли [1] в эффекте Шубникова–де Гааза, поскольку амплитуда осцилляций не очень велика ($\sim 10\%$ от монотонной части сопротивления) и, в принципе, может сравняться с монотонной частью лишь в достаточно сильных полях. Противоположная ситуация наблюдается при низких температурах для диффузионной части магнитотермоэдс (общая термоэдс складывается из двух компонент: диффузионной и связанной с фононным увлечением), монотонная часть которой $\sim (kT/\varepsilon_F)$ очень мала, а зависимость времени релаксации носителей заряда от энергии в магнитном поле может привести [1] к аномально большой амплитуде осцилляций $\alpha_{ii}(B)$.

В настоящей работе исследованы квантовые осцилляции $\rho_{ii}(B)$ и $\alpha_{ii}(B)$ в высококачественных образцах Sb (поверхность Ферми (ПФ) Sb состоит из трех электронных полостей, центрированных в точках L , и шести дырочных "карманов", локализованных в точках H зоны Бриллюэна [2]) и сплавов As_xSb_{1-x} ($x \leq 0.5$) и $Bi_{1-x}Sb_x$ ($x \geq 0.25$) в стационарных магнитных полях до 15 Т и при температурах от 1.9 до 30 К. Измерения проведены в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша). Образцы для измерений получены методом зонной кристаллизации, а их состав контролировался методами лазерной спектроскопии и с помощью рентгеновских микронных анализаторов. Основные особенности полученных результатов сводятся к следующему.

В Sb амплитуда квантовых осцилляций $\alpha_{ii}(B)$ велика и составляет несколько процентов от монотонной составляющей. С другой стороны, в сплавах As_xSb_{1-x} ($x \leq 0.3$) и $Bi_{1-x}Sb_x$ ($x \geq 0.5$), у которых структура ПФ такая же, как у Sb [3,4], при ориентации продольного или поперечного магнитного поля вдоль бинарной C_2 или биссекторной C_1 осей и при вращении поперечного поля

в интервале углов $\Delta\theta$ вблизи них квантовые осцилляции $\alpha_{ii}(B)$ имели (рис. 1, 2) гигантские амплитуды (в некоторых образцах $\alpha_{ii}(B)_{osc}/\alpha_{ii}(B)_{mon} \sim 16$). При этом $\Delta\theta$ уменьшается с ростом концентрации As в сплавах с Sb примерно от $[+35^\circ, -35^\circ]$ при $x = 0.05$ до $[+20^\circ, -20^\circ]$ при $x = 0.3$, а с ростом концентрации Bi в сплавах с Sb увеличивается от $[+35^\circ, -35^\circ]$ при $x = 0.95$ до $[+55^\circ, -55^\circ]$ при $x = 0.5$. Следует отметить, что гигантские квантовые осцилляции (GQO) магнитотермоэдс имели тот же период, что и осцилляции $\rho_{ii}(B)$. Фурье-анализ этих осцилляций четко выделял частоты, характерные для энергетического спектра Sb [2] и ее сплавов с As и Bi, их идентификация и трансформация при изменении состава сплавов проведены в [3,4]; осциллирующая часть магнитосопротивления составляла не более 10% от монотонной части $\rho_{ii}(B)$.

Для ориентации магнитного поля вне $\Delta\theta$ с точностью до 3–5% квантовые осцилляции магнитотермоэдс описывались в рамках существующих теорий [5,6]

$$\frac{\alpha_{ii}(B)_{osc}}{\alpha_{ii}(B)_{mon}} \approx \frac{2\pi\varepsilon_F \rho_{ii}(B)_{osc}}{\hbar\omega \rho_{ii}(B)_{mon}}$$

и их амплитуда не была аномально большой.

Температурные зависимости амплитуды GQO магнитотермоэдс $\tilde{\alpha}_{ii}(T)$ в сплавах Sb с Bi и As (рис. 3), так же как и аналогичные зависимости продольного магнитосопротивления Bi, были немонотонными с максимумом при $T = T_m$ ($T_m \leq 11$ К), положение которого зависело от состава сплавов и качества образцов. Заметим, что в [7] немонотонное изменение амплитуды осцилляций продольного магнитосопротивления с температурой объяснено на основе двухзонной модели энергетического спектра с учетом электрон-фононного и электрон-примесного взаимодействия и зависимости времени релаксации носителей заряда от магнитного поля.

Обнаружено также, что амплитуда GQO термоэдс в магнитном поле $\tilde{\alpha}_{ii}(B)$ изменяется (рис. 4) по степенному закону $\tilde{\alpha}_{ii}(B) \sim B^k$, причем показатель степени k зависит от B (при $B \leq 7-9$ Т $k \approx 4-5.5$, а для $B > 9$ Т $k \approx 1.2-2.4$) и является значительно большим

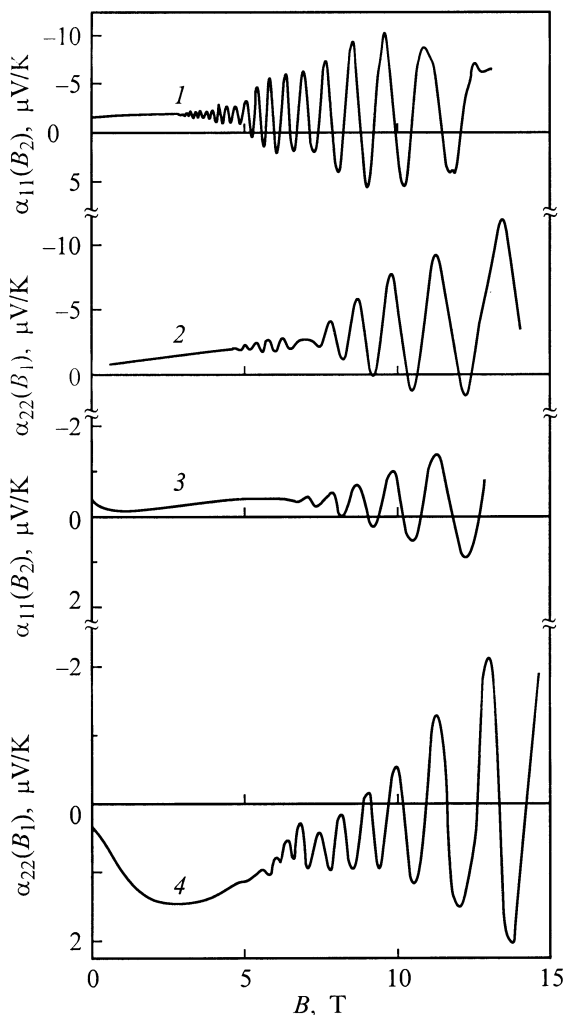


Рис. 1. Квантовые осцилляции магнитотермоэдс в сплавах Sb с Bi и As: 1 — $\text{Bi}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}$, 5.2 K, $\nabla T \parallel \mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$; 2 — $\text{Bi}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}$, $T = 6.3$ K, $\nabla T \parallel \mathbf{C}_1$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$; 3 — $\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}$, $T = 9.4$ K, $\nabla T \parallel \mathbf{C}_2$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_1$; 4 — $\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$, $T = 6.4$ K, $\nabla T \parallel \mathbf{C}_1$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$.

по величине, чем при чисто диффузионном вкладе в общую термоэдс [8].

Важная особенность магнитотермоэдс наблюдается при переключении направления магнитного поля [9]. Так, например, при положительной ориентации магнитного поля вдоль оси \mathbf{C}_2 ($\mathbf{B}^+ \parallel \mathbf{C}_2$) $\alpha_{22}(B_1)_{\text{osc}} < \alpha_{22}(B_1)_{\text{mon}}$, при противоположном направлении поля ($\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$) $\alpha_{22}(B_1)_{\text{osc}} \gg \alpha_{22}(B_1)_{\text{mon}}$.

Амплитуда квантовых осцилляций $\alpha_{22}(B_1)$ при реверсировании магнитного поля изменяется незначительно ($\sim 15\%$). Таким образом, указанная особенность главным образом связана с $\alpha_{22}(B_1)_{\text{mon}}$, которая в результате наклона электронных и дырочных изоэнергетических поверхностей относительно базисной плоскости [9] содержит четные по магнитному полю составляющие и нечетные (линейные по B) члены, меняющие знак при изменении ориентации поля с \mathbf{B}^+ на \mathbf{B}^- . Поэтому при вращении магнитного поля $\alpha_{22}(B)_{\text{mon}}$ варьирует в

широких пределах, что, безусловно, сказывается на соотношении между монотонной и осциллирующей частями магнитотермоэдс.

Однако проявление anomalously больших по амплитуде квантовых осцилляций магнитотермоэдс не связано с наличием составляющих со смешанной четностью, так как при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_1$, где нечетные члены отсутствуют, GQO $\alpha_{11}(B_2)$ наблюдаются как при \mathbf{B}^+ , так и при \mathbf{B}^- .

Область температур (1.9–30) K, при которых измерялась магнитотермоэдс Sb и ее сплавов с As и Bi, предполагает влияние эффекта увлечения носителей заряда фононами [10,11]. В Sb эффект фононного увлечения является сильным (согласно [10], "полным") и термоэдс увлечения преобладает над диффузионной составляющей. При этом аномалии у квантовых осцилляций магнитотермоэдс Sb не обнаружены. Тем самым подтверждаются выводы работы [12] о том, что сильное фононное увлечение носителей заряда (без дополнительных,

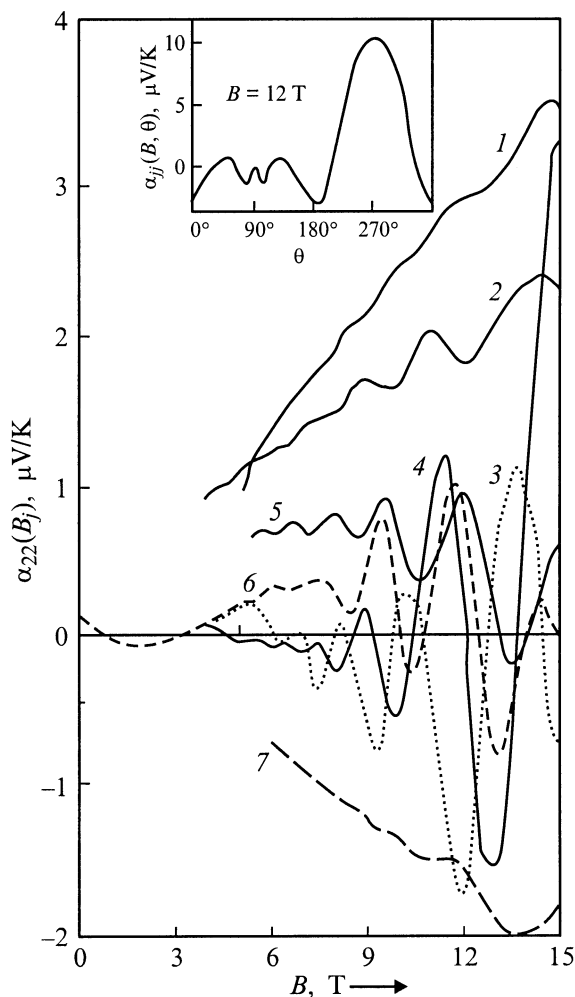


Рис. 2. Магнитополевые зависимости термоэдс сплава $\text{Bi}_{0.3}\text{Sb}_{0.7}$ при 5.2 K, поле вращается в тригонально-биссекторной плоскости: 1 — $\theta = 0$ ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_3$), 2 — $\theta = 10^\circ$, 3 — $\theta = 55^\circ$, 4 — $\theta = 76^\circ$, 5 — $\theta = 23^\circ$, 6 — $\theta = 90^\circ$, ($\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_1$), 7 — $\theta = 270^\circ$, ($\mathbf{B}^+ \parallel \mathbf{C}_1$). Для кривой 7 масштаб по оси ординат 1 : 4. На вставке — угловые зависимости магнитотермоэдс сплава $\text{Bi}_{0.3}\text{Sb}_{0.7}$ при 5.2 K.

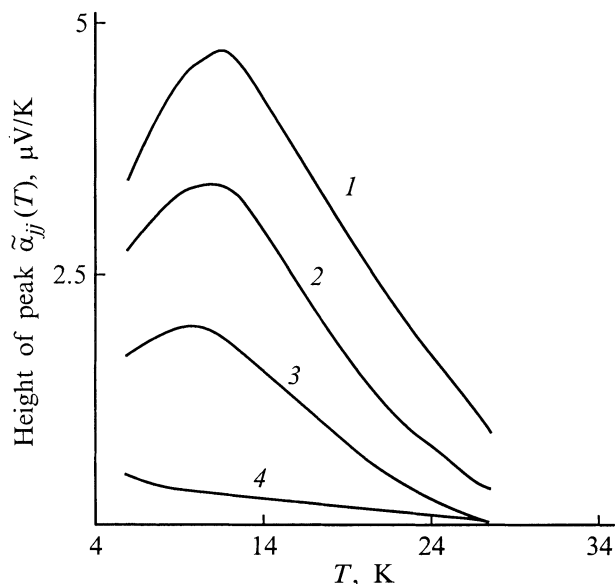


Рис. 3. Температурные зависимости амплитуды квантовых осцилляций магнитотермоэдс сплава $\text{Bi}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}$ при $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_1$: 1 — 11.234 Т; 2 — 9.765 Т; 3 — 8.64 Т; 4 — 6.2 Т.

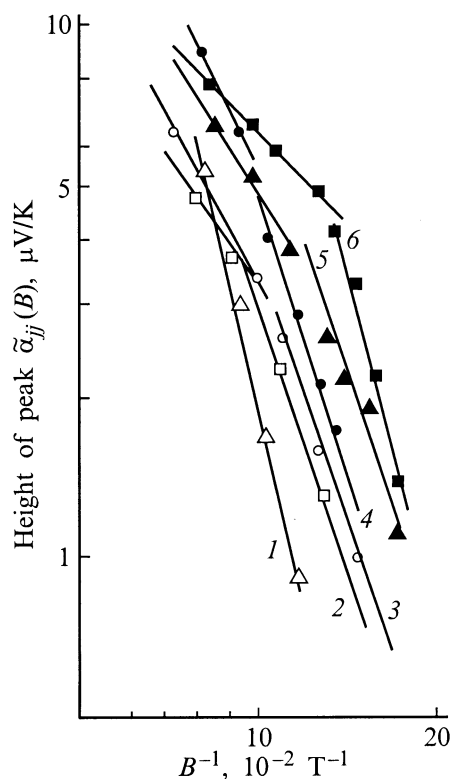


Рис. 4. Магнитопольные зависимости амплитуды квантовых осцилляций магнитотермоэдс сплавов Sb с As и Bi: 1 — $\text{As}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_1$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_2$, $T = 6.53$ К; 2 — $\text{BiO}_{0.35}\text{Sb}_{0.65}$, $\angle \mathbf{C}_1$, $\mathbf{B}^- = 30^\circ$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_2$, $T = 4.6$ К; 3 — $\text{Bi}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_1$, $T = 5.2$ К; 4 — $\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_1$, $T = 6.4$ К; 5 — $\text{Bi}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_2$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_1$, $T = 5.8$ К; 6 — $\text{Bi}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$, $\mathbf{B}^- \parallel \mathbf{C}_1$, $\nabla \mathbf{T} \parallel \mathbf{C}_2$, $T = 5.6$ К. Для кривых 1, 3, 4 — вертикальная шкала 4:1, для кривой 2 — 2:1.

помимо фононного, механизмов рассеяния) не приводит к GQO $\alpha_{ij}(B)$.

В сплавах $\text{As}_x\text{Sb}_{1-x}$ ($x \leq 0.3$) и $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x \geq 0.5$) фононное увлечение значительно ослаблено из-за рассеяния фононов не только электронами и дырками, но и дефектами структуры и нейтральными примесями. Об усилении этих механизмов рассеяния свидетельствуют небольшие величины термоэдс [13,14] и монотонной части магнитотермоэдс, незначительное изменение [14] компонент тензора удельного сопротивления в интервале температур 4.2–77 К, малое по величине отношение остаточных сопротивлений образцов $2 \leq \rho_{300\text{K}}/\rho_{4.2\text{K}} \leq 10$, сравнительно высокая температура Дингла носителей заряда ($T_D^{e,h} \leq 12$ К) [3,4], а также относительно низкие подвижности электронов и дырок в сплавах (в сравнении с Sb подвижности носителей в сплавах более чем на два порядка меньше по величине).

Таким образом, в сплавах $\text{As}_x\text{Sb}_{1-x}$ ($x \leq 0.2$) и $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x \geq 0.5$) при ориентации магнитного поля в угловом интервале $\Delta\theta$ (где сечения электронной и дырочной частей поверхности Ферми и циклотронные массы носителей заряда близки по величине [3,4]) складывается своеобразная ситуация, когда фононное увлечение ослаблено из-за рассеяния фононов не только электронами и дырками, но и дефектами структуры и нейтральными примесями. При этом времена релаксации носителей заряда сплавов содержат добавки, различным образом зависящие от энергии в магнитном поле (подтверждают это магнитопольные и температурные зависимости GQO $\alpha_{ij}(B)$), которые и вносят аномальные вклады в квантовые осцилляции магнитотермоэдс.

Авторы выражают глубокую благодарность проф. Я. Клямуту, В. Нижанковскому и Т. Палевскому за помощь в проведении настоящих исследований в Международной лаборатории.

Список литературы

- [1] A.V. Pantsulaya, A.A. Varlamov. Phys. Lett. A **136**, 6, 317 (1989).
- [2] J. Ketterson, Y. Eckstein. Phys. Rev. **132**, 5, 1885 (1963).
- [3] F.M. Muntyanu. Phys. Stat. Sol. (b) **136**, 749 (1986).
- [4] F.M. Muntyanu, V.G. Kistol, I.A. Popov. Phys. Stat. Sol. (b) **148**, K37 (1988).
- [5] Y. Ono. J. Phys. Soc. Japan. **35**, 1280 (1973).
- [6] P. Streda, L. Smrcka. Czech. J. Phys. **B31**, 1114 (1981).
- [7] P. Streda. Czech. J. Phys. **B33**, 49 (1983).
- [8] П.С. Зырянов, Г.И. Гусева. УФН **95**, 565 (1968).
- [9] D.V. Gitsu, F.M. Muntyanu. Phys. Stat. Sol. (b) **120**, K45 (1983).
- [10] R.S. Blewer, N.H. Zebouni, C.G. Grenier. Phys. Rev. **174**, 3, 174 (1968).
- [11] М.С. Бреслер, Н.А. Редько. ЖЭТФ **62**, 1867 (1972).
- [12] Е.Е. Нариманов, К.А. Сахаров. ФТТ **36**, 12, 3489 (1994).
- [13] D.V. Gitsu, I. M. Golban, A.I. Makeichik, F.M. Muntyanu, M.I. Onu. Phys. Stat. Sol. (b) **100**, 401 (1980).
- [14] А.И. Макейчик, Ф.М. Мунтяну, М.И. Ону. Полуметаллы и узкозонные полупроводники под влиянием внешних воздействий. Штиинца, Кишинев (1983). С. 48.