

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СКОРОСТИ И ЗАТУХАНИЯ ГЕЛИКОНОВ В ИНДИИ

И.П.Крылов

При измерении зависимости поверхностного импеданса $Z = R + iX$ монокристаллических пластин индия от магнитного поля H наблюдались квантовые осцилляции импеданса, амплитуда которых сильно возрастала при возбуждении в пластине стоячих плазменных волн-геликонов¹⁾. В экспериментах, проводившихся при гелиевых температурах, была использована применявшаяся ранее [2] модуляционная методика измерения зависимостей производных $\partial R/\partial H$ и $\partial X/\partial H$ от H . Образцы помещались в катушку колебательного контура генератора (описание образцов и их монтажа в приборе см. в [3]). Помимо записи производных в установке была предусмотрена возможность регистрации $X(H)$ путем записи сигнала, пропорционального изменениям частоты генерации f . Для слабо затухающей волны импеданс неограниченной пластины толщиной d имеет вид [4]

$$Z = \frac{4\pi\omega\mu}{c^2 k} \frac{\gamma kd - i\xi}{\xi^2 + (\gamma kd)^2}. \quad (1)$$

Здесь k — действительная часть волнового вектора, связанная с фазовой скоростью волны $v_{\text{ф}} = \omega/k$, $\gamma \ll 1$ — коэффициент затухания волны, μ — магнитная проницаемость, $\xi = kd - n\pi$, n — нечетное число (номер резонанса). Выражение (1) справедливо при условии $\xi \ll 1$ и $\gamma kd \ll 1$. Зависимость Z от магнитного поля можно получить с помощью закона дисперсии геликонов, подробно исследованного в работе [3].

¹⁾ Аналогичное возрастание амплитуды квантовых осцилляций скорости геликонов в алюминии наблюдалось в [1] при помощи методики скрепленных катушек.

Экспериментальная запись $f(H)$ (см. рис. 1) представляет собой функцию $-X(H)$, если ось абсцисс провести симметрично относительно экстремумов $f(H)$ и пренебречь изменением дополнительного слагаемого в выражении для импеданса пластины, связанного с затухающей вблизи поверхности компонентой высокочастотного поля.

Осцилляции скорости геликонов определяются квантовыми осцилляциями восприимчивости $\chi^{\text{осц}}$ (эффект де Гааза – ван Альфена), так

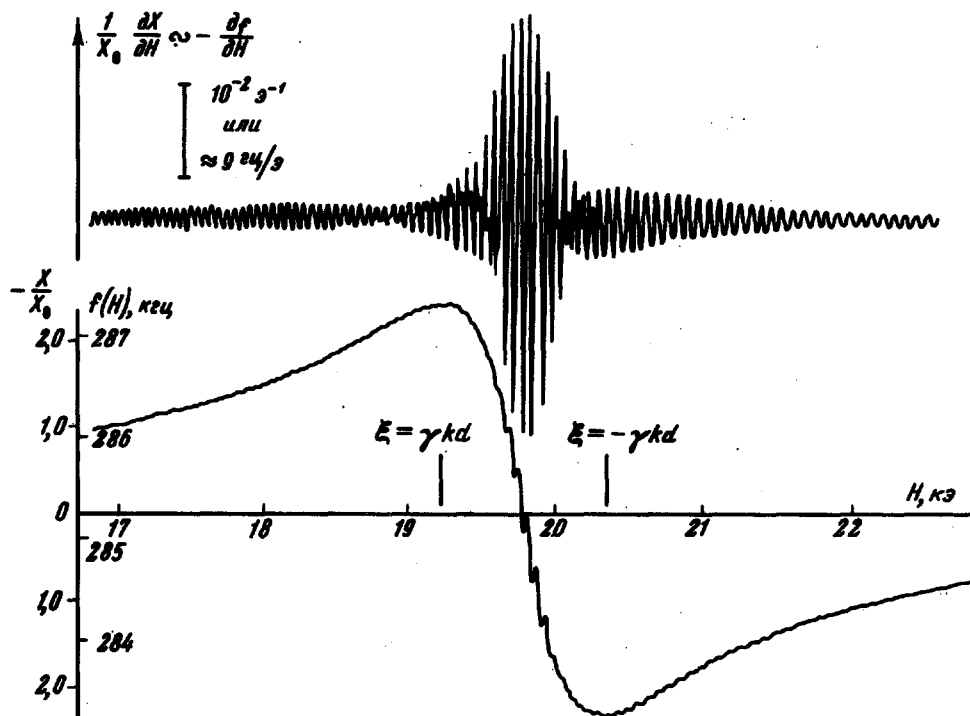


Рис. 1. Экспериментальные кривые, полученные на монокристалле индия толщиной 0,29 мм (образец 3_I). $X_0 = X(H_c)$ определялось по сдвигу частоты при сверхпроводящем переходе в поле H_c . $T = 1,4^\circ \text{К}$; $H \parallel [100]$; $k \parallel [110]$; $n = 9$

как осцилляции холловских компонент тензора проводимости пренебрежимо малы [5]. Осцилляции поглощения геликонов в $k\ell$ раз превосходят обычные осцилляции сопротивления постоянному току (эффект Шубникова – де Гааза) и при условиях $(k\ell/\sqrt{N})(\hbar\Omega/k_B T)^{1/2} \gg 1$ становятся гигантскими [6]. Здесь $\ell \sim 0,5 \text{ мкм}$ – длина свободного пробега электронов, $N = H/\Delta H$ номер уровня Ландау, ΔH период осцилляций, Ω – циклотронная частота, k_B – постоянная Больцмана. В наших эксперимен-

тах $k\ell/\sqrt{N})(\hbar\Omega/k_{BT})^{1/2} \sim 5$. Осциллирующие вариации скорости $\Delta v_{\Phi} \sim \Delta k$, и затухания геликонов $\Delta\gamma$ приводят к малым осцилляциям импеданса

$$\Delta Z = \frac{\partial Z}{\partial \mu} \Delta \mu + \frac{\partial Z}{\partial k} \Delta k + \frac{\partial Z}{\partial \gamma} \Delta \gamma.$$

Дифференцируя (1) и разделяя мнимую и действительную части, получим

$$\Delta X = 4\pi\omega\mu c^{-2}d(A_1\Delta k/k + A_2\Delta\gamma)$$

и

$$\Delta R = 4\pi\omega c^{-2}\mu d(-A_2\Delta k/k + A_1\Delta\gamma),$$

где

$$A_1 = \frac{\xi^2 - (\gamma kd)^2}{[\xi^2 + (\gamma kd)^2]^2}$$

и

$$A_2 = \frac{2\xi\gamma kd}{[\xi^2 + (\gamma kd)^2]^2}.$$

При этом мы пренебрегли членами порядка γ и считали, что $\Delta\mu/\mu = 2\Delta k/k$. Функции A_1 и A_2 описывают изменение амплитуды квантовых осцилляций импеданса вблизи резонанса геликонов. Нетрудно видеть, что максимум амплитуды квантовых осцилляций, связанных с осцилляциями скорости геликонов, наблюдается для X при $\xi = 0$ (см. рис. 1), а для R — при $\xi = \pm\gamma kd/\sqrt{3}$ (см. рис. 2). Напротив, в основном, осцилляции поглощения геликонов определяют ΔX при $\xi = \pm\gamma kd$ и ΔR — при $\xi = 0$. В остальных случаях происходит интерференция двух типов осцилляций. Заметим, что при $T = 1,4^\circ\text{K}$ амплитуда осцилляций импеданса на кривых рис. 1 и 2 нигде не обращается в нуль. Это свидетельствует о наличии сдвига фазы между осцилляциями скорости и поглощения геликонов. Из экспериментальных кривых, приведенных на рис. 1, можно оценить относительную амплитуду квантовых осцилляций скорости геликонов $\Delta v_{\Phi}/v_{\Phi} = \Delta k/k \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$, воспользовавшись значением $\gamma = 0,014$, определенным по ширине резонанса. Заметим, что малая величина $\Delta k/k$ дает возможность пренебрегать эффектами магнитных взаимодействий [7], существенными при $4\pi\chi^{\text{осц}} \sim 1$. Сравнивая величины ΔX при $\xi = 0$ и $\xi = \pm\gamma kd$, получаем для относительной амплитуды осцилляций поглощения значение $\Delta\gamma/\gamma \approx 20\Delta k/k \approx 1\%$. Отношение амплитуд осцилляций поглощения и скорости при прочих равных условиях должно увеличиваться пропорционально n из-за наличия дополнительного множителя $k\ell$ в выражении для $\Delta\gamma$ [6]. Это согласуется с эксперимен-

тальными данными, если учесть возрастание затухания геликонов для высоких номеров. Например, для $n = 15$, $\gamma = 0,018$ и $\Delta\gamma/\gamma \approx 30 \Delta k/k$ (см. рис. 2).

Наблюдавшиеся квантовые осцилляции обусловлены теми участками ферми-поверхности индия, которые имеют форму трубок, вытянутых вдоль направления $\{110\}$ (β – трубки в третьей энергетической зоне). Величина периодов осцилляций $\Delta(1/H)$ и их анизотропия полностью согласуются с известными экспериментальными данными [8]. По сути

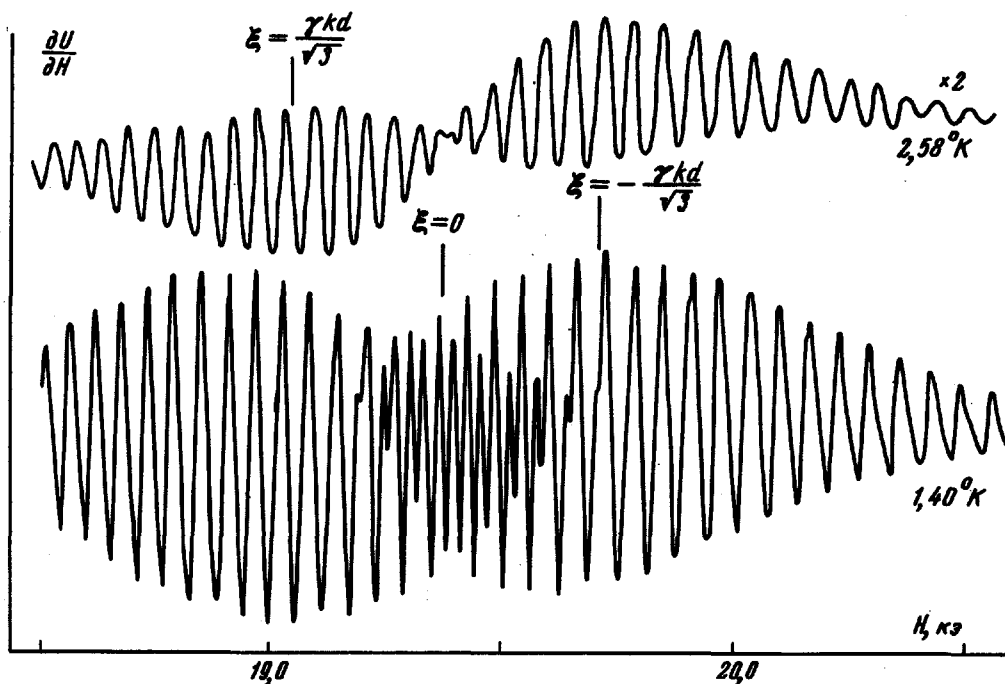


Рис. 2. Записи осцилляций $-\partial R/\partial H \sim \partial U/\partial H$ (U – амплитуда генерации) на образце 3_1 при двух температурах. $H \parallel [100]$, $f = 0,77 \text{ МГц}$, $n = 15$. При записи верхней кривой чувствительность установки увеличена в два раза.

дела обнаруженные осцилляции поглощения геликонов являются гигантскими квантовыми осцилляциями затухания Ландау, обусловленного электронами третьей зоны. Сравнение численных величин $\Delta\gamma/\gamma$ с теоретическими оценками затрудняется тем обстоятельством, что неизвестен вклад электронов третьей зоны в общее затухание геликонов. Согласно теории [9, 10] амплитуда осцилляций скорости и поглощения геликонов должна обращаться в нуль, если соответствующие траектории электронов лежат в фазовой плоскости волны, т.е. если k параллельно оси трубки. Эксперимент подтверждает эти соображения. При $k \parallel [110]$

и $H \parallel [100]$ осцилляции обусловлены именно сечениями трубок, расположенных вдоль $[1\bar{1}0]$, а не вдоль $[110]$. Это было установлено по зависимости $\Delta(1/H)$ от ориентации H , вращавшегося в плоскости (001) .

На экспериментальных кривых, приведенных на рисунках, при определенных значениях ξ появляются осцилляции в два раза меньшего периода. Заметим, что в условиях данных экспериментов период осцилляций $\Delta\gamma$ отличается от периода $\chi^{\text{осц}}$ на пренебрежимо малую величину. Нам остаются неясными причины, вызывающие столь большую относительную амплитуду второй гармоники. Простой учет членов порядка $(\Delta k)^2$ и $(\Delta\gamma)^2$ в разложении ΔZ дает отношение амплитуды второй гармоники к первой $\sim 0,1$. В то же время высшие гармоники в периодической зависимости восприимчивости и проводимости от магнитного поля ослаблены температурным множителем $\exp(-\alpha T) \sim 0,03$ при $T = 1,4^\circ\text{K}$. Здесь α — некоторый коэффициент, значение которого было определено из температурных зависимостей амплитуды осцилляций при $H \parallel [100]$ и $k \parallel [110]$. Величина α оказалась одинаковой для осцилляций Δk и $\Delta\gamma$ и соответствует значению эффективной массы $m^* = 0,4m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Из других экспериментальных данных [8, 11] для этой ориентации величина $m^* = 0,27m_0$. Необходимо отметить, что осцилляции поглощения геликонов наблюдались при $T < 2,5^\circ\text{K}$ (см. рис. 2), а амплитуда осцилляций Δk при уменьшении температуры ниже $2,5^\circ\text{K}$ росла медленнее, чем это следует из теоретической зависимости для эффекта де Гааза — ван Альфена [9]. По-видимому причина отклонений кроется в неполном учете факторов, влияющих на амплитуду осцилляций импеданса

Автор благодарен П.Л.Капице и Ю.В.Шарвину за внимание к работе, Е.П.Вольскому за ознакомление с результатами своей работы до их публикации.

Институт физических проблем
им.С.И.Вавилова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30 апреля 1968 г.

Литература

- [1] Е.П.Вольский, В.Т.Петрашев. Письма ЖЭТФ, 7, , 1968.
- [2] В.Ф.Гантмахер, И.П.Крылов. ЖЭТФ, 49, 1054, 1965.
- [3] И.П.Крылов. ЖЭТФ, 54, 1738, 1968.
- [4] Э.А.Канер, В.Г.Скобов. УФН, 89, 367, 1966.

- [5] В.Г.Скобов, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 46, 1809, 1964.
- [6] Э.А.Канер, В.Г.Скобов. ЖЭТФ, 53, 375, 1967.
- [7] D. Shoenberg. Phil. Trans., A255, 85, 1962.
- [8] G. B. Brandt, J. A. Rayne. Phys. Rev., 132, 512, 1967.
- [9] И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. ЖЭТФ, 29, 730, 1955.
- [10] P. B. Miller, P. C. Kwok. Phys. Rev., 161, 629, 1967.
- [11] Р.Т.Мина, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 48, 111, 1965.