

Краткие сообщения

10

Влияние постоянного магнитного поля на эхо-сигналы в порошках ВТСП

© Е.Г. Апушкинский,¹ М.С. Астров²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: apushkinsky@hotmail.com

² Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, 196641 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: astrov@sintez.niiefa.spb.su

(Поступило в Редакцию 25 ноября 2011 г.)

Механизм возникновения акустических и вихревых колебаний в порошках ВТСП при возбуждении радиочастотными (РЧ) импульсами был ранее подробно разобран авторами. РЧ магнитное поле стимулирует колебания магнитных вихрей на поверхности крупинки ВТСП, которые через центры пиннинга вблизи поверхности преобразуются в колебания решетки, индуцируя распространяющуюся звуковую волну. Учет в уравнении звуковой волны нелинейности второго порядка по градиенту от отклонения кристаллической решетки от положения равновесия приводит к зависимости собственной частоты колебаний кристаллической решетки от амплитуды и длительности возбуждающих эти колебания импульсов. Подобная зависимость отвечает за возникновение эхо-сигналов, регистрируемых экспериментально. В рамках предложенной модели удалось интерпретировать большинство экспериментальных данных для образца сверхпроводящей керамики BiPbSrCaCuO. В настоящей работе рассмотрено влияние постоянного магнитного поля на амплитуду и время затухания эхо-сигналов. Для первичного эхо-сигнала наблюдался выраженный максимум, не описанный другими авторами. Предложенная нами модель дает его ясное толкование.

О наблюдении эхо-сигналов, возбуждаемых радиочастотными (РЧ) импульсами в ВТСП порошках, помещенных в постоянное магнитное поле при температуре ниже критической, сообщалось в работах многих авторов [1–4]. Все они экспериментально исследовали и влияние постоянного магнитного поля B_0 на поведение сигналов первичного эха. Аппаратурные возможности, обеспечивающие изменение B_0 в широком диапазоне, позволили авторам [4] зафиксировать явный максимум у исследуемой зависимости (рис. 1).

Выражение для амплитуды первичного эхо-сигнала, возникающего в момент времени $t = 2\tau_1$, было получено в [5, формула (32)]

$$B_{[2\tau_1]}^{\text{echo}}(t) \propto - \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\alpha_L \lambda_{\sim}}{\rho B_0} \right)^3 \times B_0 (B_{\sim 1} \Delta t_1) (B_{\sim 2} \Delta t_2)^2 (t - \tau_1) \exp \left\{ - \frac{2\tau_1}{T_2} \right\} \times \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} G(l) \left(\frac{\pi}{l} \right)^5 \sin \left\{ 2\omega_0 \tau_1 + \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 (t - 2\tau_1) \right\} dl. \quad (1)$$

Здесь $B_{\sim 1}, B_{\sim 2}, \Delta t_1, \Delta t_2$ — амплитуды и длительности возбуждающих импульсов, τ_1 — интервал между возбуждающими импульсами (см. рис. 2), T_2 — время релаксации (вводимое по аналогии со време-

нем релаксации в ЯМР), ω_0 — круговая частота РЧ-поля, $\lambda_{\sim} = \left(\lambda_0^2 + \frac{B_0^2}{\mu_0 \alpha_p} \right)^{1/2}$ — параметр затухания РЧ-поля при удалении от поверхности ВТСП [6], связанный с лондоновской глубиной проникновения λ_0 и с комплексным параметром $\alpha_p = \frac{\alpha_L}{1 - i\omega_0 \tau}$, определяемым через параметр Лабуша α_L . В условиях эксперимента [4] $\lambda_0(T = 77 \text{ K}) \approx 2740 \text{ \AA}$. В отсутствие скачка вихрей между центрами пиннинга $\alpha_p = \alpha_L$. В выражение (1) входят

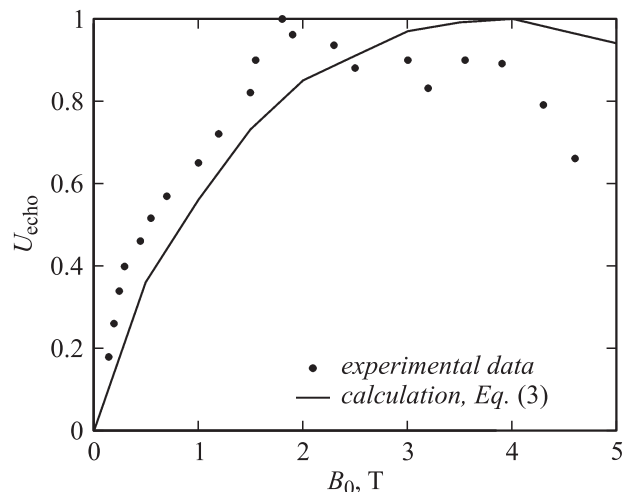


Рис. 1. Зависимость первичного эхо-сигнала от амплитуды постоянного магнитного поля.

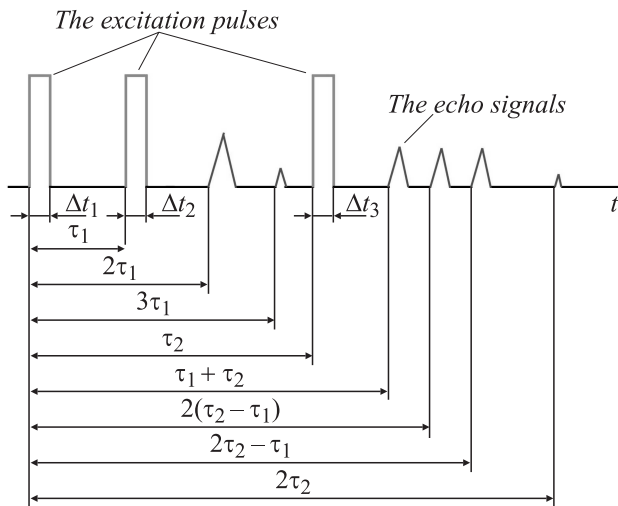


Рис. 2. Временное расположение возбуждающих импульсов РЧ магнитного поля и эхо-сигналов.

также: ρ — плотность вещества ВТСП, c_s — скорость ультразвука в ВТСП материале, τ — релаксационное время температурного депиннинга, i — мнимая единица, μ_0 — магнитная постоянная, $G(l)$ — функция распределения частиц порошка по характерным размерам l . Отметим, что формула (1) согласуется с эмпирической аппроксимацией, анализируемой в [7].

Рассмотрим входящие в (1) множители, зависящие от постоянного магнитного поля.

1. Параметр Лабуша $\alpha_L(B_0)$

Оценка верхнего критического поля B_{c2} может быть произведена как по формулам для низкотемпературных сверхпроводников II рода [8,9], так и по формулам для ВТСП [10]. Во всех случаях для рабочей температуры T величина B_{c2} более чем в 5 раз превосходит максимальное значение поля, достигавшееся в экспериментах ($B_0^{\max} = 4.7 \text{ T}$ [4]). Это позволяет использовать следующее представление параметра Лабуша для исследуемого материала $\alpha_L = J_c B_0 / r_p$ [10]. Здесь J_c — критическая плотность тока, r_p — диапазон пиннингового взаимодействия. Для описания поведения плотности критического тока в зависимости от B_0 [11] будем применять аппроксимацию $J_c(B_0) = J_c^0 (B_{c2} - B_0) / (B_{c2} + B_0)$, примерно соответствующую реальной зависимости для диапазона магнитных полей $B_0 \leq 4.7 \text{ T}$.

2. Глубина проникновения РЧ-поля $\lambda_{\sim}(T, B_0)$

Она зависит от степени отклонения рабочей температуры T от критической T_c и от глубины проникновения постоянного магнитного поля λ_0 . Полевую зависимость $\lambda_{\sim}(B_0)$, согласно [8], можно аппроксимировать выра-

жением $\lambda_{\sim} = \lambda_0(0, T) / [1 - B_0 / B_{c2}(T)]^{1/2}$. Сходный вид зависимости при $B_0 < 0.2 B_{c2}(T)$ имеет место и для $r_p(B_0)$ [12,13]. Это означает, что выполняется соотношение $\frac{\lambda_{\sim}(B_0)}{r_p(B_0)} = \text{const}(B_0)$, упрощающее анализ выражения (1).

3. Время релаксации $T_2(B_0)$

График зависимости $T_2(B_0)$, полученный на основе экспериментальных данных [4], приведен на рис. 3 вместе с аппроксимацией

$$T_2(B_0) = \frac{k_2}{(B_0)^{1/3}}, \quad (2)$$

построенной при значении коэффициента $k_2 = 63.88 \mu\text{s T}^{1/3}$.

Качественно характер зависимости (2) легко объяснить: с ростом поля растет число вихрей, что создает лучшие условия для РЧ-излучения через границы крупинки порошка и приводит к увеличению потерь колебательной энергии ионов кристаллической решетки и, соответственно, к уменьшению времени релаксации. В работе [10] коэффициент поглощения ультразвука в сверхпроводящем состоянии $\eta_q (\sim 1/T_2)$ связан с внешним полем B_0 , верхним критическим полем B_{c2} и коэффициентом поглощения ультразвука в нормальном состоянии η_n соотношением $\eta_q = \eta_n (B_0 / B_{c2})^{1/2}$. Для ВТСП в полях 5 T $\eta_q = 870 \text{ dB/m}$ [14], что соответствует времени релаксации $\sim 4.6 \mu\text{s}$. Точнее говоря, это будет время, за которое в e раз затухает бегущая ультразвуковая волна. Очевидно, что время затухания установившихся колебаний в акустическом резонаторе T_2 должно быть несколько больше этой величины, что реально и наблюдается в экспериментах.

Раскрывая с учетом вышесказанного множители в (1), получим следующее выражение для зависимости

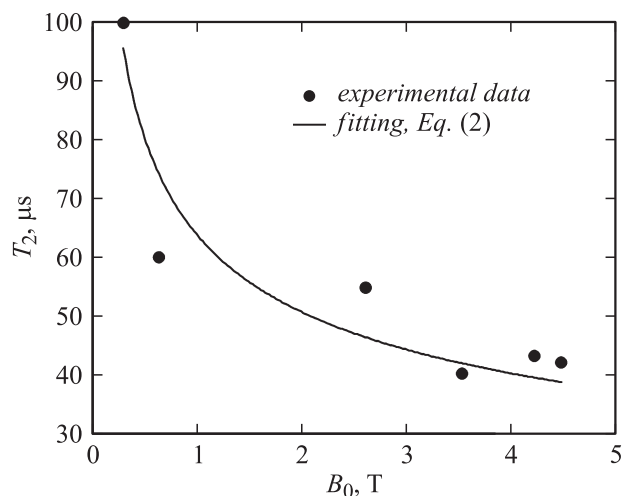


Рис. 3. Зависимость времени релаксации T_2 от величины постоянного магнитного поля B_0 .

сигнала первичного эха в ВТСП от внешнего постоянного магнитного поля:

$$B_{[2\tau_1]}^{\text{echo}}(t) \propto B_0 \left(\frac{B_{c2} - B_0}{B_{c2} + B_0} \right)^3 \exp \left\{ -\frac{2\tau_1}{k_2} B_0^{1/3} \right\}. \quad (3)$$

Расчет по (3) отражен на рис. 1 сплошной линией для $B_{c2} = 25$ Т, $2\tau_1 = 10 \mu\text{s}$ и $k_2 = 63.88 \mu\text{s T}^{1/3}$. Видно, что расчетная кривая имеет один довольно пологий максимум $B_0^{\text{max}} \approx 0.16 B_{c2} \approx 4$ Т. Это значение превосходит реально наблюдаемую величину, но следует учитывать анизотропию сверхпроводящих свойств образцов ВТСП. Эта поправка приводит к уменьшению среднего значения B_{c2} , используемого в оценке (3). В экспериментах имела место произвольная ориентация крупинок порошка по полю, поэтому естественно ожидать более пологий максимум, смещенный в сторону меньших полей.

Приведем формулы, описывающие по порядку эхосигналы [5], возникающие после подачи третьего возбуждающего импульса амплитудой $B_{\sim 3}$ и длительностью Δt_3 (рис. 2),

$$B_{[\tau_1 + \tau_2]}^{\text{echo}}(t) \propto - \left(\frac{8c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\alpha_L \lambda_{\sim}}{\rho B_0} \right)^3 B_0 (B_{\sim 1} \Delta t_1) (B_{\sim 2} \Delta t_2) \times (B_{\sim 3} \Delta t_3) (t - \tau_1) \exp \left\{ -\frac{\tau_1 + \tau_2}{T_2} \right\} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} G(l) \left(\frac{\pi}{l} \right)^5 \times \sin \left\{ \omega_0 (\tau_1 + \tau_2) + \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 (t - (\tau_2 + \tau_1)) \right\} dl; \quad (4)$$

$$B_{[2(\tau_2 - \tau_1)]}^{\text{echo}}(t) \propto - \left(\frac{32c_s^2}{\omega_0^2} \right) \left(\frac{\alpha_L \lambda_{\sim}}{\rho B_0} \right)^5 B_0 (B_{\sim 1} \Delta t_1) \times (B_{\sim 2} \Delta t_2)^2 (B_{\sim 3} \Delta t_3)^2 (\tau_2 - \tau_1) (t - \tau_2) \times \exp \left\{ -\frac{2(\tau_1 - \tau_2)}{T_2} \right\} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} G(l) \left(\frac{\pi}{l} \right)^5 \times \sin \left\{ \omega_0 (\tau_2 - \tau_1) + \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 (t - 2(\tau_2 - \tau_1)) \right\} dl; \quad (5)$$

$$B_{[2\tau_2 - \tau_1]}^{\text{echo}}(t) \propto - \left(\frac{8c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\alpha_L \lambda_{\sim}}{\rho B_0} \right)^3 B_0 (B_{\sim 2} \Delta t_2) \times (B_{\sim 3} \Delta t_3)^2 (t - \tau_2) \exp \left\{ -\frac{2\tau_2 - \tau_1}{T_2} \right\} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} G(l) \left(\frac{\pi}{l} \right)^5 \times \sin \left\{ \omega_0 (2\tau_2 - \tau_1) + \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 (t - (2\tau_2 - \tau_1)) \right\} dl; \quad (6)$$

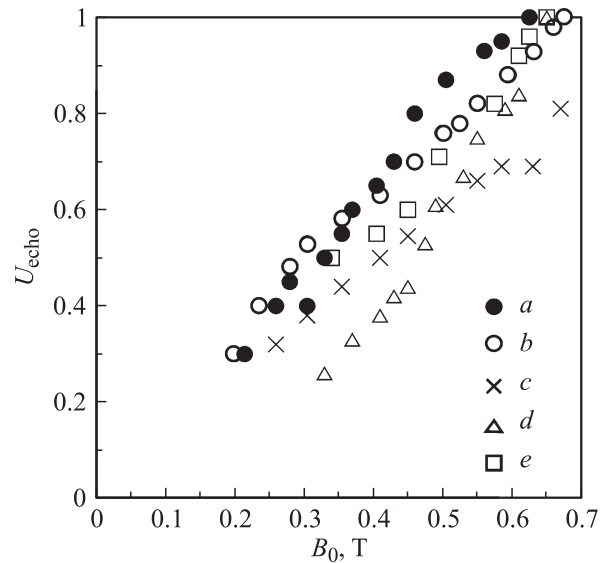


Рис. 4. Амплитуда эхо-сигналов в зависимости от внешнего постоянного магнитного поля: *a* — двухимпульсное эхо; *b–e* — эхо-сигналы при трехимпульсном возбуждении в моменты времени t , соответственно равные $2\tau_2$, $2(\tau_2 - \tau_1)$, $(\tau_2 + \tau_1)$, $2\tau_2 - \tau_1$.

$$B_{[2\tau_2]}^{\text{echo}}(t) \propto - \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\alpha_L \lambda_{\sim}}{\rho B_0} \right)^3 B_0 (B_{\sim 1} \Delta t_1) (B_{\sim 3} \Delta t_3)^2 \times (t - \tau_2) \exp \left\{ -\frac{2\tau_2}{T_2} \right\} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} G(l) \left(\frac{\pi}{l} \right)^5 \times \sin \left\{ 2\omega_0 \tau_2 + \left(\frac{c_s^2}{\omega_0} \right) \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 (t - 2\tau_2) \right\} dl. \quad (7)$$

Отличие формулы (5) от выражений (1), (4), (6), (7) состоит в наличии пятой степени (вместо третьей) в множителе $[\alpha_L \lambda_{\sim} / (\rho B_0)]$. Отсюда следует, что наклон кривых зависимости амплитуды эхо-сигналов от внешнего поля должен быть одинаковым для всех сигналов, кроме одного, возникающего в момент времени $2(\tau_2 - \tau_1)$, для которого наклон будет более пологим. Экспериментальные кривые (рис. 4), снятые в полях до 0.7 Т, подтверждают эту особенность.

Список литературы

- [1] Nishihara H., Hayashi K., Okuda Y., Kajimura K. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 10–13. P. 7351–7353.
- [2] Дробинин А.В., Ципенюк Ю.М. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 563–565.
- [3] Petrov M.P., Pleshakov I.V., Paugurt A.P. // Sol. Stat. Commun. 1991. Vol. 78. N 10. P. 893–895.
- [4] Апушкинский Е.Г., Астров М.С., Долбиев В.В., Марущак Н.И. // Научное приборостроение. 1992. Т. 2. № 2. С. 54–64.
- [5] Апушкинский Е.Г., Астров М.С., Соболевский В.К. // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 6. С. 42–50.

- [6] *Haneda H., Ishigura T., Miriam M.* // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. N 23. P. 3335–3337.
- [7] *Плешаков И.В., Улинен Е., Фобанов Я.А., Дудкин В.И., Тарханов В.И.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 3. С. 65–70.
- [8] *Coffey M.W., Clem J.R.* // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. N 3. P. 386–389.
- [9] *Houghton A., Pelcovits R.A., Sudbo A.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 40. N 10. P. 6763–6770.
- [10] *Dominguez D., Bulaevskii L., Ivlev B., Maley M., Bishop A.R.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. N 13. P. 2579–2582.
- [11] *Черноплеков Н.А.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 716–722.
- [12] *Van der Beek C.J., Geshkenbein V.B., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. P. 3393–3403.
- [13] *Campbell A.M., Evetts J.E.* Critical Currents in superconductors. London: Taylor and Francis Ltd, 1972. 254 p.
- [14] *Pankert J., Marbach G., Comberg A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 24. P. 3052–3055.