

Фононное эхо в водородсодержащих металлах

И. А. Тутберидзе, Л. Л. Чоторлишвили, Г. Р. Какабадзе

Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили
пр. Чавчавадзе 3, г. Тбилиси, 380028, Грузия
E-mail: Lchotor@usa.net

Статья поступила в редакцию 8 августа 2000 г., после переработки 16 января 2001 г.

Изучено фононное эхо в водородсодержащем ниобие NbO_xH_y, обусловленное туннелированием атома водорода между двумя положениями равновесия. Получены зависимости интенсивности и формы сигнала двухимпульсного эха от времени.

Вивчено фононну луну у водневомісному ніобіумі NbO_xH_y, яка обумовлена тунелюванням атома водню між двома положеннями рівноваги. Одержано залежності інтенсивності і форми сигналу двохімпульсної луни від часу.

PACS: 76.60.Es

Аморфные системы, характерной особенностью которых является наличие в них туннельных двухуровневых систем (ДУС), хорошо изучены [1]. Модель ДУС была применена к водородсодержащим металлам, например к NbO_xH_y и NbO_xD_y (0,005 ≤ x, y ≤ 0,02) [2,3].

Согласно [2,3], вокруг примесного атома кислорода имеется 16 тетраэдрических междоузельных положений, где могут захватываться атомы водорода. Эти 16 положений группируются попарно и образуют 8 туннельных систем. В отличие от стандартной модели ДУС, в модели, используемой для водородсодержащих металлов, имеется ряд специфических особенностей, заключающихся в отсутствие зависимости функции распределения от энергии туннелирования Δ₀ (в виду ее постоянства). Именно это обстоятельство приводит к иному температурному и частотному поведению различных физических величин.

Целью настоящей работы является изучение двухимпульсного фононного эха в NbO_xH_y, обусловленного туннелированием атома водорода. Как будет показано ниже, изучение фононного эха дает возможность определить структуру и низкотемпературные свойства водородсодержащих металлов.

Запишем гамильтониан рассматриваемой системы

$$H = ES^Z + \frac{\gamma}{2} \left[\frac{\Delta_0}{E} (S^+ + S^-) + \frac{2(E^2 - \Delta_0^2)^{1/2}}{E} S^Z \right] \times \cos \omega t + H_{SS} + H_{\text{int}}, \quad (1)$$

где S^Z — оператор псевдоспина ДУС; E — энергия расщепления ДУС; γ — константа связи ультразвука с ДУС; H_{SS} — гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия ДУС; H_{int} — гамильтониан взаимодействия ДУС с электронами проводимости, имеющий вид

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{N} \sum_{k,p} [V_{\parallel}(q)S^Z + V_{\perp}(q)S^x] C_k^+ C_{k+q}, \quad (2)$$

здесь C_k⁺, C_k — операторы рождения и уничтожения электронов в состояниях с волновым вектором **k**; V_∥ и V_⊥ — константы взаимодействия, явный вид которых приведен в [4]. В том случае, когда Nb находится в нормальном (несверхпроводящем) состоянии, времена продольной T₁ и поперечной T₂ релаксации ДУС определяются взаимодействием ДУС с электронами проводимости (релаксация Коринга) [4] и вследствие этого по порядку величины T₁ ~ T₂.

Доминирование релаксации Коринга в формировании времени T₁ обусловлено высокой плотностью состояний электронов проводимости [5]. Релаксация Коринга будет определяющей и при

формировании T_2 , поскольку диполь-дипольное взаимодействие между двухуровневыми системами даже при максимальной их концентрации [6] является менее эффективным, чем взаимодействие с нелокализованными электронами проводимости с чрезвычайно высокой плотностью состояний на уровне Ферми [7]. Не приводя простых вычислений, воспользовавшись методом Кубо [8], для скорости релаксации ДУС можно получить

$$\frac{1}{T_2} \sim \frac{1}{T_1} = \frac{\pi}{4\hbar} (\tilde{\rho} V_{\perp})^2 E \operatorname{cth} \frac{E}{2T}, \quad (3)$$

где $\tilde{\rho} = N(\epsilon_p)/\Omega$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Подставляя в (3) стандартные значения $T = 1$ К, $E/\hbar \approx 1$ ГГц, $V_{\perp} \approx 0,1$ эВ, $\tilde{\rho} \approx 1$ эВ⁻¹, получаем $T_2 \sim T_1 \sim 10^{-9}$ с.

Такие малые значения времен T_2 и T_1 по сравнению с значениями T_2 и T_1 , обусловленными спин-решеточным и диполь-дипольным взаимодействиями, связаны с высокой электронной плотностью состояний на уровне Ферми ϵ_F .

Выражения для зависимости интенсивности и формы сигнала эха от времени получим с помощью метода, описанного в работе [9]. В [9] изучено ротационное эхо в спиновых стеклах, обусловленное осцилляциями макроскопической электрической поляризации с эффективной частотой Раби. Впоследствии с использованием аналогичной методики было изучено ротационное эхо в аморфных ферромагнетиках [10]. Туннельные системы с различными эффективными частотами Раби (вследствие различной величины энергии расщепления ДУС) дают вклад в сигнал эха. Особенность формирования фононного эха заключается лишь в акустическом воздействии на двухуровне-

вые системы. Выражение для формы сигнала эха имеет вид

$$A(t) = \int_{\Delta_0}^{E_{\max}} p(E, \Delta_0) \frac{\Delta_0}{E} \frac{\gamma \cos \omega t}{|\cos \omega t|} \times \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \right]^3 \exp(-\beta(t-2t_p)^2) \sin[\Omega(t-2t_p)] dE, \quad (4)$$

где $p(E, \Delta_0)$ — функция распределения по энергии расщепления E ДУС для водородсодержащих металлов; $\Omega_R = 1/\hbar (\Delta_0/E) \gamma$ — частота Раби; $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \omega_a^2}$;

$$\omega_a = \omega - \frac{E}{\hbar}; \quad \beta = \frac{1}{\Omega} \left(\frac{\omega_a^2}{T_2} + \frac{\Omega_R^2}{2T_1} + \frac{\Omega_R^2}{2T_2} \right),$$

t_p — интервал времени между импульсами.

С помощью численных методов при стандартных значениях параметров $\Delta_0 \sim 0,01$ К, $E_{\max} \sim 10$ К, $\omega \sim 10$ ГГц, $T \sim 1$ К, $t_p \sim 10^{-10}$ с нами были рассчитаны зависимости формы и интенсивности сигнала двухимпульсного эха от времени (рис 1, 2). Полученные результаты дают возможность экспериментально определить времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации.

Для экспериментального определения времен релаксации T_1 и T_2 нам представляется целесообразным применение методики, описанной в [11]. Обычно для определения T_1 требуется трехимпульсное эхо, но поскольку в нашем случае $T_1 \sim T_2$, изученного в данной работе двухим-

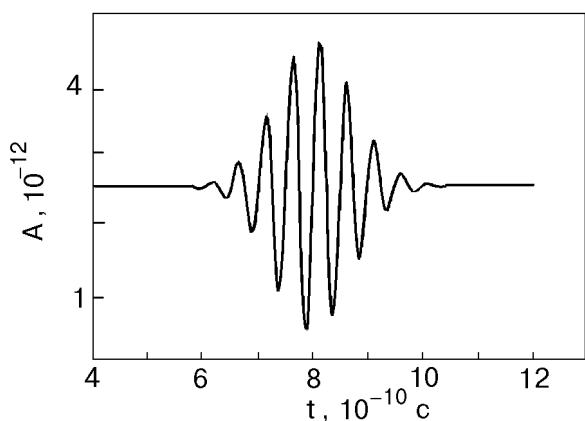


Рис. 1. Зависимость формы сигнала двухимпульсного эха от времени.

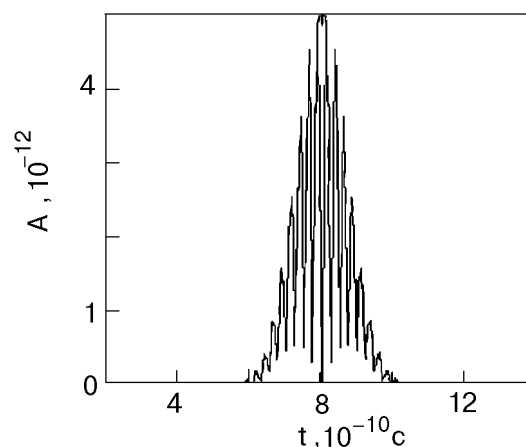


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала двухимпульсного эха от времени.

пульсного эха вполне достаточно. Согласно [11], для T_2 имеем ([11], формула (4.1.2))

$$T_2 = -4 \frac{t_p - t'_p}{\ln I(t_p) / \ln I(t'_p)},$$

где $I(t_p) = (A^2(t_p))^{1/2}$ — интенсивность сигнала эха. Используя сигнал двухимпульсного эха при различных интервалах времени t_p между импульсами, можно определить $T_2 \sim T_1$, что, в свою очередь, дает представление о величине констант взаимодействия ДУС с электронами проводимости в водородсодержащем ниобие. Более того, как уже упоминалось, функция распределения ДУС $p(E, \Delta_0)$, с помощью которого усреднены полученные в [9] результаты, в отличие от стандартной модели [1] в случае водородсодержащих металлов имеет ряд специфических особенностей [2,3]. В частности, функция распределения ДУС не зависит от параметра туннелирования Δ_0 . Вследствие этого, как видно из (4), измерение величины $|A(t)|$ дает возможность определить Δ_0 , т.е. получить информацию о структуре ДУС, что, может оказаться полезным при изучении водородсодержащих металлов.

1. P. W. Anderson, B. J. Halperin, and C. M. Varma, *Philos. Mag.* **25**, 1 (1972).
2. H. Wipf and K. Neumaier, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1308 (1984).
3. H. Wipf, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 947 (1981).
4. J. Korringa, *Physica* **16**, 601 (1950).
5. *Металлические стекла*, под ред. Г. И. Гюнтерода, Г. Бека, Мир, Москва (1983).
6. R. C Zeller, *Phys. Rev.* **B4**, 2029 (1971).
7. Ж. Винтер, *Магнитный резонанс в металлах*, Мир, Москва (1976).
8. И. В. Александров, *Теория магнитной релаксации*, Наука, Москва (1975).
9. S. Hunkliger, *CZECH. J. Phys.* **46**, Sup. 6, 3284 (1996).
10. Г. Р. Какабадзе, Л. Л. Чоторлишвили, *ФНТ* **26**, 84 (2000).
11. Э. А. Маныкин, В. В. Самарцев, *Оптическая эхо-спектроскопия*, Наука, Москва (1984).

Phonon echo in hydrogen-containing metals

I. A. Tutberidze, G. R. Kakabadze,
and L. L. Chotorlishvili

The paper concerns the study into phonon echo in NbO_xH_y caused by the tunnelling of a hydrogen atom between two equilibrium positions. Time dependences of amplitude and signal shape of the two-pulse echo are obtained.